

---

# **Normalmodenanalyse der Struktureigenschaften des asiatischen Sommermonsuns**

**Zhao Tianliang**

---



**München 2003**

# **Normalmodenanalyse der Struktureigenschaften des asiatischen Sommermonsuns**

Dissertation der Fakultät  
für Physik  
Ludwig-Maximilians-Universität  
München

von

**Zhao Tianliang**

aus  
Shaanxi, China

8. Oktober 2003

**Erster Gutachter: Herr Prof. Dr. Frank Schmidt**  
**Zweiter Gutachter: Herr Prof. Dr. Werner Metz**

**Tag der mündlichen Prüfung: 28. 01. 2005**

## Zusammenfassung

Die Struktureigenschaften verschiedener Zeitskalen des asiatischen Sommermonsuns werden hier unter Verwendung der Normalmoden (NMen) und der nichtlinearen Normalmodeninitialisierung (NNMI) zweischichtiger spektraler dynamischer (nur die Dynamik beschreibender) Modelle der Flachwassergleichungen untersucht. Neu an der vorliegenden Arbeit ist, daß zusammen mit der Instabilität des dreidimensionalen Grundzustands in der Normalmodenanalyse (NMA) des asiatischen Monsuns nach Robertson und Metz (1989) oder Frederiksen und Frederiksen (1992, 1993, 1994 und 1997), u. a. erstmals "aktuelle" Anomalien auf ausgewählte Moden des Grundzustands projiziert und nichtlineare dynamische Balancen dafür studiert werden.

Dabei ist der Grundzustand gegeben als 17-jähriges Klimamittel über den Zeitraum 1979 - 1995 und die Anomalien sind definiert als Differenzen "aktueller" Zustände (z.B. Monatsmittel bestimmter Jahre) zum Grundzustand. Die dynamischen Modelle bestehen aus übereinander liegenden Schichten von Flachwassern konstanter und nach oben abnehmender Dichten über einer wohldefinierten Orographie. Ausgewählt werden aus dem (nach wachsender Phasengeschwindigkeit der Moden geordneten) Spektrum besondere Skalenbereiche, die für besondere Mechanismen des asiatischen Sommermonsuns verantwortlich gemacht werden, auch für solche Mechanismen, die nicht nur trocken-dynamisch ablaufen, aber auf dieser Dynamik einen "Abdruck" haben. Durch Balancierungen werden typische Lösungen der dynamischen Modelle erhalten, und als Restglieder aktueller (atmosphärischer) Zustände können die Prozesse identifiziert werden, die gerade nicht im Bereich der "Fähigkeiten" dieser Modelle liegen. Das gelingt umso sauberer, je mehr die aktuellen "atmosphärischen" Zustände schon reanalyisierte Daten hochentwickelter, "alle Physik" enthaltender Modelle sind, so daß die Restglieder nicht mehr Meß- und Interpolationsfehler enthalten.

Zur Analyse der Struktureigenschaften des asiatischen Sommermonsuns verschiedener Zeitskalen mittels der NMen und NNMIen wird ins-

besondere versucht:

- (1) thermische Effekte in den Tropen (repräsentiert durch konsistente Divergenz- oder Geschwindigkeitspotentialfelder o.ä.) auf den asiatischen Sommermonsun darzustellen,
- (2) die Wirkung von El Niño-Ereignissen auf die Zirkulationsstrukturen zu bestätigen oder zu verwerfen
- (3) Beziehungen von Anomalien im Bereich von 30-60 Tagen (z.B. Madden-Julian-Oszillation, MJO) und von ca. zwei Jahren (Quasi-Biennial Oscillation, QBO) zur interannuellen Veränderlichkeit der "Meiyu"-Regen in Ostasien auszuarbeiten usw.

Aussagen werden gemacht aufgrund von sinnfälligen Mustern einzelner Felder oder von "Composits" weniger solcher Felder, die ein bestimmtes Auswahlkriterium erfüllen. Darüberhinaus gehende statistische oder streng dynamische Nachweise von Kausalketten werden nicht erbracht.

Praktisch als Grundlage der Arbeit werden ergänzend zur Klimatologie des asiatischen Sommermonsuns die klimatologischen Eigenschaften aus den ECHAM4/T42- Daten der Jahre 1979-1995 analysiert.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Übersicht über den asiatischen Sommermonsun . . . . .	1
1.1.1	Wesentliche Komponenten . . . . .	2
1.1.2	Primäre Mechanismen . . . . .	4
1.1.3	Beziehung zu El Niño /Southern Oscillation (ENSO) . . . . .	6
1.1.4	Struktur in verschiedenen Zeitskalen . . . . .	11
1.2	Die Theorie der dreidimensionalen Instabilität . . . . .	15
1.3	Zur nichtlinearen Normalmodeninitialisierung (NNMI) . . . . .	17
1.4	Zielsetzung . . . . .	19
<b>2</b>	<b>Der asiatische Sommermonsun aus den ECHAM4/T42- Daten der Jahre 1979-1995</b>	<b>22</b>
2.1	Beschreibung der Daten . . . . .	22
2.2	Mittlere Zirkulation . . . . .	23
2.3	Zu den interannuellen Zirkulationanomalien . . . . .	28
2.4	Zusammenfassung . . . . .	29
<b>3</b>	<b>Mathematische Grundlagen der Normalmoden und der nichtlinearen Balancierungen</b>	<b>33</b>
3.1	Die Modellgleichungen . . . . .	33
3.2	Grundzustände . . . . .	37
3.2.1	Zonaler Grundzustand . . . . .	37
3.2.2	$\lambda$ - und $\varphi$ - abhängiger Grundzustand . . . . .	40

3.3	Barotrope Normalmoden . . . . .	43
3.4	Barotrope nichtlineare Normalmodeninitialisierung . . . . .	47
3.5	Baroklinität . . . . .	48
<b>4</b>	<b>Die Normalmodenanalyse und -balancierung bei zonalem Grundzustand: El Niño und Zirkulationsanomalien des asiatischen Sommermonsuns</b>	<b>50</b>
4.1	Experimente . . . . .	51
4.2	Zu den Anomalien in den Tropen von Walker- und Monsunzirkulation . . . . .	56
4.3	Wechselwirkung von Tropen und Extratropen . . . . .	58
<b>5</b>	<b>Die Normalmodenanalyse und -balancierung bei <math>\lambda</math>- und <math>\varphi</math>-abhängigem Grundzustand: Anomalien der Struktureigenschaften des asiatischen Sommermonsuns und die interannuelle Veränderlichkeit von Meiyu</b>	<b>64</b>
5.1	Experimente . . . . .	65
5.2	Strukturanomalien des asiatischen Sommermonsuns im MJO-Frequenzbereich . . . . .	70
5.3	Die QBO-Skala . . . . .	72
5.4	Zur tropischen diabatischen Komponente des Monsuns . . . . .	75
<b>6</b>	<b>Abschluß</b>	<b>79</b>
<b>7</b>	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>83</b>
<b>8</b>	<b>Anhang: Transformation der ECHAM4/T42 -Daten auf Dichtekoordinaten</b>	<b>92</b>
8.1	Kugelflächenfunktionen . . . . .	92
8.2	Die vertikale Dichtekoordinate . . . . .	94
8.3	Daten in Spektralfunktionen für Dichtekoordinaten . . . . .	95

# Kapitel 1

## Einleitung

### 1.1 Übersicht über den asiatischen Sommermonsun

Ramage (1971) definierte das Monsungebiet durch die vier folgenden Kriterien der bodennahen Zirkulationen im Januar und Juli:

- (1) die dominierenden Windrichtungen wechseln wenigstens um 120 Grad zwischen Januar und Juli,
- (2) die mittlere Häufigkeit der dominierenden Windrichtungen im Januar und Juli ist größer als 40%,
- (3) die mittleren resultierenden, mindestens einen Monat anhaltenden Winde sind stärker als 3 m/s und
- (4) im Januar und Juli gibt es weniger als einen Wechsel von zyklonal zu antizyklonal pro zwei Jahre in einer rechteckigen Region über 5 Breiten- und Längengrade.

Nach der Monsundefinition befindet sich das Monsungebiet im wesentlichen im Bereich von 25°S bis 40°N und 30°W bis 170°E. In Süd- und Ostasien insbesondere ist das auffälligste Monsungebiet der Welt.

Im folgenden wird eine Übersicht über die Arbeiten gegeben, die sich mit den wesentlichen Komponenten, Mechanismen und den Struktureigenschaften verschiedener Zeitskalen des asiatischen Sommermonsuns, sowie dem Zusammenhang zwischen ENSO und dem asiatischen Monsun beschäftigt haben.

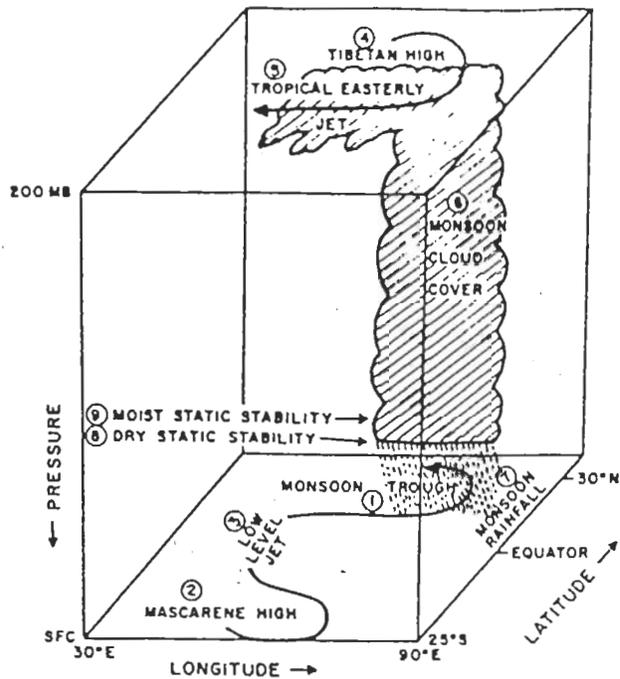


Abbildung 1.1: Ein Diagramm des indischen Sommermonsunsystems (Krisnamurti und Bhalme, 1976). Das Höhenhoch (Tibetan High) in der oberen Troposphäre über Tibet wird das südasiatische Höhenhoch für das ganze asiatische Monsunsystem genannt.

### 1.1.1 Wesentliche Komponenten

Es wurde festgestellt, daß die Monsunzirkulationen in Süd- und Ostasien unterschiedlich sind. Das größte asiatische Monsunsystem hat also zwei Subsysteme (Chen und Jin, 1984; Zhu u.a., 1986). Diese sind der indische (südasiatische) und der ostasiatische Monsun. Beide haben eigene Strukturen und Komponenten. Das indische Sommermonsunsystem besteht aus dem Monsuntrog in Nordindien, dem südwestlichen Monsunstrom, dem Somali-Strom, dem Mascarene-Hoch, dem Höhenhoch in der oberen Troposphäre über Tibet, dem tropischen östlichen Strahlstrom in der oberen Troposphäre und der Monsunregen- und Monsunwolkenzone in der indischen Halbinsel (Abb. 1.1). Der ostasiatische Sommermonsun umfaßt das kalte Hoch in Australien, die Äquator-Überströmung aus diesem australischen Hoch, den Monsuntrog im südchinesischen Meer und Westpazifik der Nordhemisphäre, die Konvek-

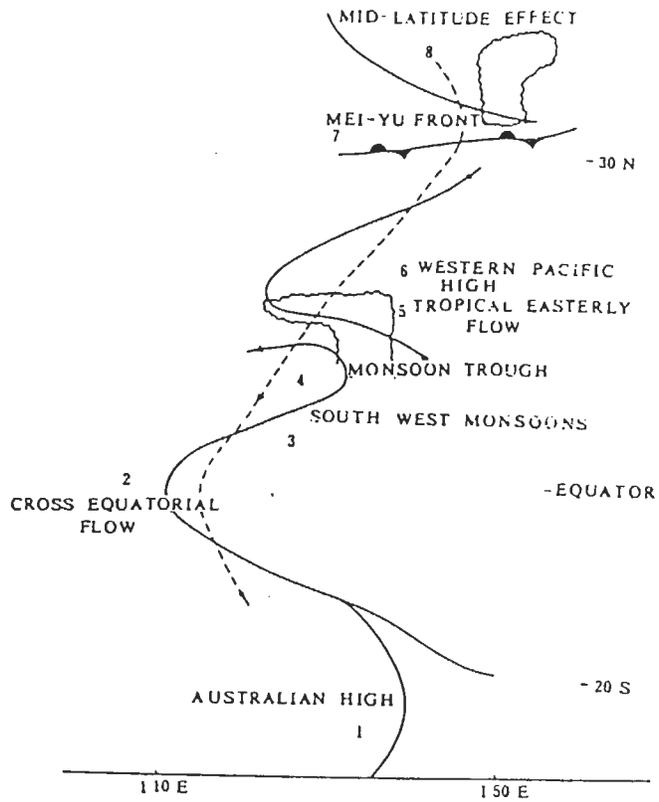


Abbildung 1.2: Ein Diagramm des ostasiatischen Sommermonsunsystems (Tao und Chen, 1987). Die gestrichelte Linie bezeichnet den nordöstlichen Rückstrom in der oberen Troposphäre.

tion entlang dem Monsuntrog, das subtropische Hoch im Westpazifik nördlich des Monsuntrogs, die subtropische Konvergenzzone, die in Ostasien die Meiyu-(oder Baiu-) Frontalzone genannt wird, die Einflüsse aus den mittleren Breiten der Nordhemisphäre, den nordöstlichen Rückstrom und den tropischen östlichen Strahlstrom in der oberen Troposphäre (Abb. 1.2). Im indischen und ostasiatischen Monsungebiet sind die beiden Monsuntröge im Bereich der ITCZ (innertropischen Konvergenzzone). Südlich dieser Monsuntröge sind die Südwestmonsunströme direkt vom Äquator rein tropisch. Deshalb ist der indische Sommermonsun nur einfach tropisch. Im ostasiatischen Monsungebiet aber besteht außer dem tropischen Sommermonsun südlich des Monsuntrogs der Südweststrom südlich der Meiyu-Frontalzone. Dieser Südweststrom südlich der Meiyu-Frontalzone wird als der subtropische Sommermonsun definiert (Zhu u.a., 1986). Nebenbei erwähnt, es besteht nicht nur ein gemeinsamer Antrieb sondern auch eine Wechselbeziehung zwischen indischem und ostasiatischem Monsun (Zhu u.a., 1986; Lau und Chan, 1986), so daß insbesondere Abbildung 1.2 durch einen Zustrom aus südwestlicher Richtung in das Gebiet der Meiyu-Frontalzone zu ergänzen ist. Der asiatische Sommermonsun beginnt durchschnittlich Mitte Mai im südchinesischen Meer, erfaßt China und etwas später im Juni auch Indien und erstreckt im Juli seinen Einfluß in separaten Zügen auch auf die nördlichen Teile beider Länder (Tao und Chen, 1987).

### 1.1.2 Primäre Mechanismen

a) Der thermische Unterschied zwischen Land und See

Der Monsun wird in erster Linie vom thermischen Unterschied zwischen Land und See gebildet und angetrieben. Da das asiatische Monsungebiet im Osten an den Westpazifik und im Süden an das Indische Meer grenzt, hängen die mit ENSO verbundenen Seeoberflächentemperatur (SST) -Anomalien mit solchen des asiatischen Monsuns eng zusammen. Es wurden zahlreiche Beobachtungsergebnisse zusammengetragen und theoretische Forschungen über die Zusammenhänge durchgeführt. Darüber wird in 1.1.3 speziell diskutiert.

b) Die Effekte der großskaligen Orographie

Asien liegt im Osten des europäisch-asiatischen Kontinents, wo sich das rie-

sige tibetische Plateau (Qinghai-Xizang -Plateau) befindet. Nicht nur der thermische Unterschied zwischen Land und See, sondern auch die großskalige Orographie verursachen die charakteristische atmosphärische Zirkulation und das deutliche Monsunklima in Asien. Das tibetische Plateau, das höchste und größte der Erde, spielt eine wichtige dynamische und thermische Rolle in der asiatischen Monsunentstehung und -entwicklung. Der Himalaja wird zyklonal umströmt mit der freigesetzten latenten Wärme auf seiner Südseite (Flohn, 1965 und 1968; Riehl, 1967). Aus der Analyse der 10-jährigen Beobachtungsdaten von Yeh und Gao (1979) resultiert, daß die latente Wärmeverteilung und die sensible Wärmeüberführung des tibetischen Plateaus gleichermaßen wichtige Wirkungen auf den asiatischen Monsun und die atmosphärische Zirkulation ausüben. Die numerische Simulation von Hahn und Manabe (1975) mit und ohne Plateau bestätigte die wichtige Wirkung des tibetischen Plateaus auf den asiatischen Sommermonsun. Nicht nur Ostafrika, sondern auch und besonders der Himalaja haben eine blockierende Wirkung auf bodennahe Winde (Schmidt, 1987). Nach der Analyse des Sommermonsunausbruches in Asien in 1989 bestätigten Wu und Zhang (1998), daß er mit den thermischen und mechanischen Effekten des tibetischen Plateaus direkt verbunden ist.

c) Die mit Äquator-Überströmungen verbundene atmosphärische Wechselwirkung zwischen Süd- und Nordhemisphäre

Findlater (1969) bestätigte die Existenz des Somali-Stroms. Der Somali-Strom stammt aus dem Mascarene-Hoch und wird durch den Südostpassat über dem Äquator gebildet. Er wird für eine wichtige Komponente der indischen Monsunzirkulation gehalten (Krishnamurti und Bhalme, 1976). Neben dem Somali-Strom wurden Äquator-Überströmungen auch im Westpazifik gefunden. Die von Australien her den Äquator überströmende Luft ist auch eine wichtige Komponente des ostasiatischen Sommermonsuns (Chen und Jin, 1984; He u.a., 1990; Xu u.a., 1993). Die planetarisch-skaligen meridionalen indischen und ostasiatischen Sommermonsunzirkulationen werden jeweils von der Wärmequelle im südasiatischen Kontinent und der Kältequelle in der Nähe von Mascarene sowie von der Wärmequelle zwischen südchinesischem Meer und Westpazifik und der Kältequelle in der Nähe von Australien angeregt (Chen und Li, 1985). Die mit den Äquator-Überströmungen verbundene atmosphärische Wechselwirkung zwischen Süd- und Nordhemisphäre sei tatsächlich ein wesentlicher Mechanismus des asiatischen Monsuns (Liang

und Wang, 1990).

### 1.1.3 Beziehung zu El Niño /Southern Oscillation (ENSO)

El Niño und Southern Oscillation (SO) sind die ozeanische und atmosphärische Komponente typischer Variationen in den Tropen. Ein El Niño-Ereignis bezeichnet positive Anomalien der Meeresoberflächentemperaturen (SST) im tropischen Ostpazifik, und ein La Niña- Ereignis negative SST-Anomalien dort. SO ist eine Oszillation des Luftdrucks auf dem Meeresniveau mit einer entgegengesetzten Phase in den Tropen zwischen dem Ostpazifik und dem Gebiet von Indonesien bis zum Indischen Ozean. Die Stärke der SO wird durch die Differenz des Luftdrucks auf dem Meeresniveau zwischen Tahiti ( $17.5^{\circ}\text{S}$ ,  $149.4^{\circ}\text{W}$ ) und Darwin ( $12.4^{\circ}\text{S}$ ,  $130.9^{\circ}\text{E}$ ) repräsentiert. Diese Differenz wird als SOI (Southern Oscillation Index) bezeichnet. Der SOI ist negativ beim El Niño-, und positiv beim La Niña- Ereignis. Der ganze Komplex (ENSO) aus El Niño und SO als typische Koppelung von Ozean und Atmosphäre, ist das bisher gefundene stärkste Signal. In den Tropen besteht eine zonale vertikale Zirkulation mit dem aufsteigenden Ast auf dem warmen SST-Gebiet und dem sinkenden Ast auf dem kalten SST-Gebiet. Diese Zirkulation wurde als Walker-Zirkulation definiert (Bjerknes, 1966). Die SST-Anomalien im tropischen Pazifik im Zusammenhang mit ENSO wirken direkt auf die atmosphärische Zirkulation und das Klima in den Tropen. Die Veränderung der Walker-Zirkulation beim El Niño- und La Niña- Ereignis kann man in Abbildung 1.3 (Webster, 1987) erkennen. Diese Anomalien der Walker-Zirkulation können auch alle tropische Zirkulationen und besonders den tropischen Sommermonsun in Asien ändern. Offensichtlich ist die Regenmenge im El Niño- Jahr in Indien geringer als das Jahresmittel (siehe WMO/TD -No. 470, 1992). Das El Niño-Ereignis kann nicht nur den tropischen Sommermonsun in Asien, sondern auch den subtropischen Sommermonsun in Ostasien beeinflussen. Die Niederschläge des subtropischen Sommermonsuns in Ostasien werden "Meiyu" genannt. Im Gegensatz zum indischen Monsun hat die interannuelle Veränderlichkeit von Meiyu eine positive Korrelation mit dem El Niño- Ereignis (Tao u.a., 1988).

Als typisches Beispiel für El Niño- und La Niña-Jahre war 1987 ein El Niño-Jahr und 1988 ein La Niña-Jahr Entsprechend einer Klassifizierung

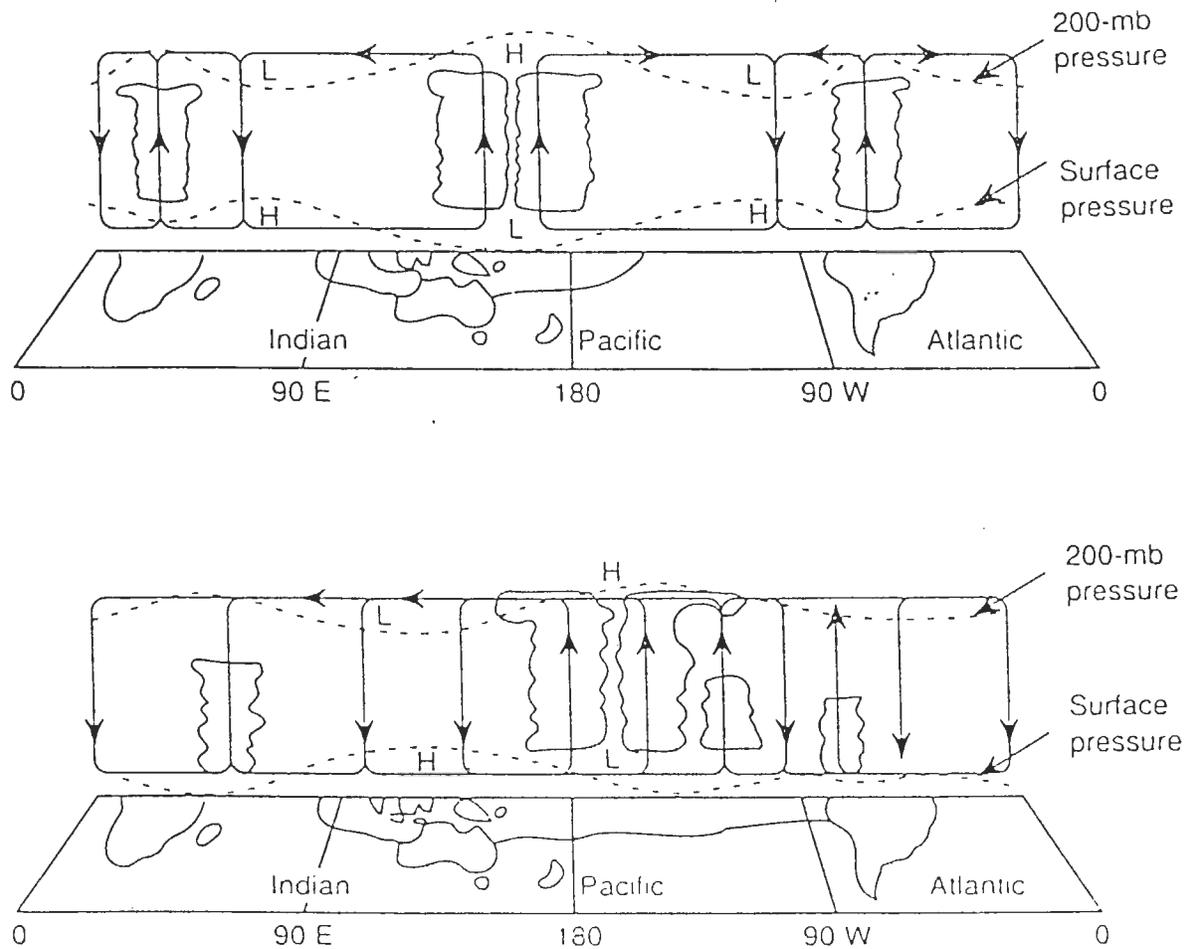


Abbildung 1.3: Ein Diagramm der Walker-Zirkulation längs dem Äquator und der SO beim La Niña-Ereignis (oben) und El Niño-Ereignis (unten) (Webster, 1987).

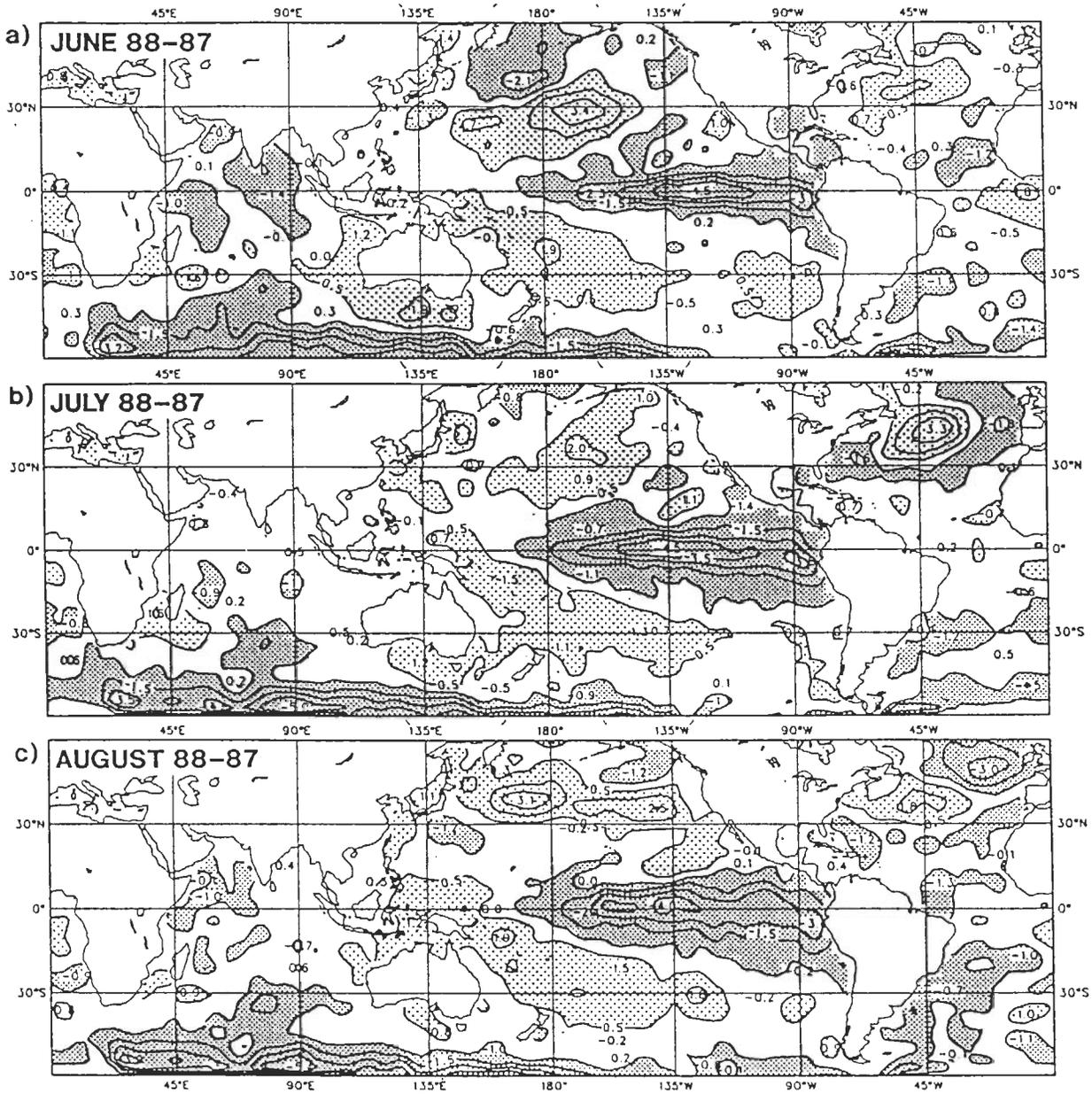


Abbildung 1.4: Die SST-Differenz im Juni, Juli und August zwischen 1988 und 1987. Negative (positive) SST-Differenzen werden gerastert (größer) gezeichnet (WMO, 1992).

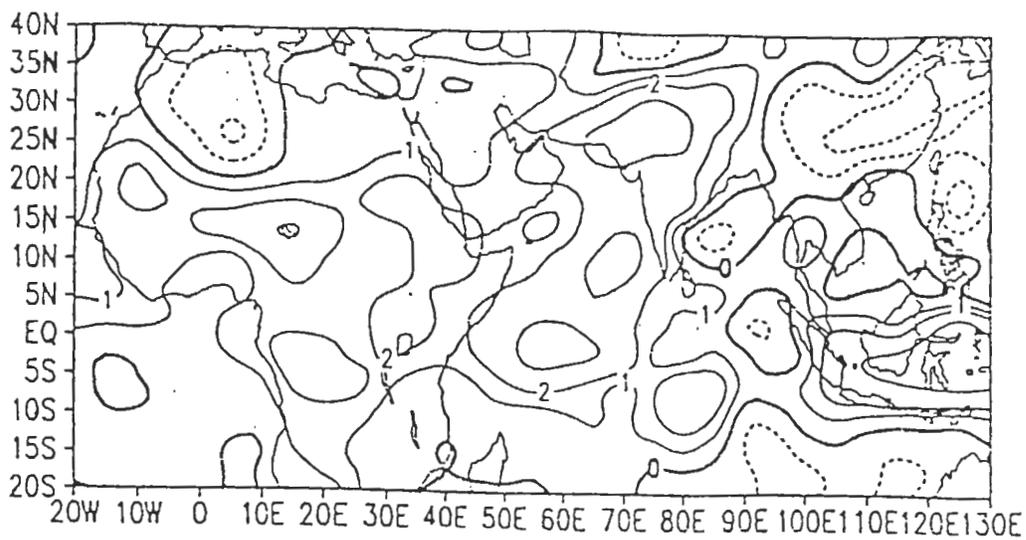


Abbildung 1.5: Die Differenz der mittleren Regenmenge (mm/Tag) im Juni, Juli und August zwischen 1988 und 1987. Die Linien bezeichnen -4, -2, -1, 0, 1, 2 und 4 mm/Tag, und negative Linien werden gestrichelt gezeichnet (Fennessy und Shukla, 1992).

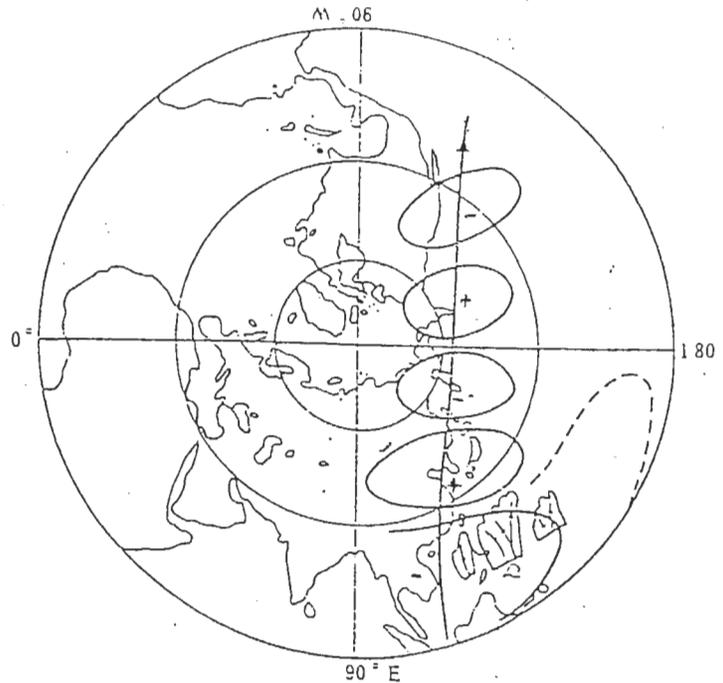


Abbildung 1.6: Ein Diagramm des PJ (Pacific-Japan) oder EAP (East Asian-Pacific)-Telekonnktionsmusters zwischen Anomalien des subtropischen Hochs und der Konvektionen in der Nähe der Philippinen (Nitta, 1986; Huang und Li, 1988).

der WMO (1992). Charakteristisch dafür ist die Differenz der sommerlichen (JJA) SSTen dieser Jahre (Abb. 1.4). Besonders kalt ist der Osten und leicht wärmer der Westen des tropischen Pazifiks 1988. Abbildung 1.5 (Fennessy und Shukla, 1992) zeigt die Differenz der Regenmenge zwischen 1988 und 1987. Eine positive Differenz der Regenmenge existierte im indischen Monsungebiet und im Gebiet von Südostasien bis zu Südchina, wo der tropische Sommermonsun dominiert. Andererseits gibt es eine negative Differenz in Ostchina und dem Westpazifik, wo der ostasiatische subtropische Sommermonsun herrscht und das Meiyugebiet ist. Die interannuelle Veränderlichkeit der (subtropischen) Meiyu-Regenmenge hat im Gegensatz zur Regenmenge des tropischen (indischen und tropischen ostasiatischen) Sommermonsuns in Asien eine positive Korrelation mit dem El-Niño-Ereignis in 1987.

Bjerknes (1969) stellte eine Theorie der Telekonnktion zwischen der thermischen Anregung im tropischen Ozean und den Anomalien der atmosphärischen Zirkulation in mittleren Breiten auf. Wallace und Gutzler (1981)

identifizierten 5 verschiedene Telekonnektionsmuster. Hoskins and Karoly (1981) formulierten eine Theorie der Energiedispersion von Rossby-Wellen. Sie bildet die dynamische Basis der Telekonnektion. Unter anderem betonten Webster und Holton (1982) mit einem Flachwassergleichungen-Modell, wie sich Rossby-Wellen durch eine Westwindzone am Äquator ausbreiten können. Nitta (1986) sowie Huang und Li (1988) meinten, daß die konvektive Wärme im westpazifischen Warmwassergebiet um die Philippinen einen Rossby-Wellenzug anregen und ein PJ-(Pacific-Japan) oder EAP-(East Asian-Pacific) Telekonnektionsmuster bilden kann (Abb. 1.6). Die Ausbreitung des Wellenzugs wirkt auf das Verhalten und die Position des subtropischen Hochs im Westpazifik der Nordhemisphäre. Das anomale Verhalten und die anomale Position des subtropischen Hochs verursachen die Anomalien der Meiyu-Regenmenge in Ostasien.

Findlater (1969) und Meehl (1987, 1993) analysierten die Wechselwirkung zwischen Luft und See im indischen Ozean und den Zusammenhang zwischen indischem Monsun und SST-Anomalien im indischen Ozean. Sie fanden, daß die SST-Anomalien im indischen Ozean Einfluß auf den Somali-Strom, das Luftdruckfeld und die Zirkulation im Indischen Ozean nehmen können und sich dann die Monsunzirkulation in Indien ändert. Die SST-Differenz zwischen 30 Jahren mit starkem indischem Sommermonsun und 30 Jahren mit schwachem indischem Sommermonsun zeigt, daß es in den starken indischem Monsunjahren außer den negativen SST-Anomalien im tropischen Mittel- und Ostpazifik auch negative SST-Anomalien im südwestlichen Indischen Ozean gab.

#### **1.1.4 Struktur in verschiedenen Zeitskalen**

Die Strukturen verschiedener Zeitskalen des asiatischen Sommermonsuns bestehen insbesondere aus den interannuellen Oszillationen mit Periode der Quasi-2-Jahre, der Quasi-4-Jahre, der Quasi-7-Jahre, der Quasi-11-Jahre usw. und solchen höherer Frequenz mit Perioden von 30 bis 60 Tagen, von 14 Tagen usw. Hier werden nur die Struktureigenschaften der intrasaisonalen Oszillationen und die Quasi-2-Jahre- Oszillationen (QBO: Quasi-Biennial Oscillation) des asiatischen Sommermonsuns dargestellt.

Madden und Julian (1971) entdeckten das Phänomen der 40-50- Tage-

Oszillationen durch die Spektralanalyse der zehnjährigen Radiosondendaten (1957-1967) über der Canton-Insel im tropischen Pazifik. 1972 bestätigten sie die Existenz der 40-50-Tage-Oszillationen in den gesamten Tropen. Deswegen werden die intrasaisonalen Oszillationen (30-60-Tage-, 30-40-Tage-, 40-50-Tage-, Quasi-40-Tage-Oszillation usw.) Madden-Julian-Oszillation (MJO) genannt.

Yasunari (1979, 1980 und 1981) analysierte die MJO im indischen Monsungebiet und fand, daß sie sich zusammen mit einem Wolkenband nordwärts bewegen. Gleichzeitig bewegt sich großskaliger Aufwärtsstrom vom Äquator aus nordwärts. Das modifiziert den Monsunausbruch, Monsunpausen und die Monsunentwicklung überhaupt. Wenn sich der aufsteigende Strom vom Äquator in die Nähe der 20° N im indischen Subkontinent verlagert, bricht der indische Sommermonsun aus. Zieht das Aufsteigen weiter nordwärts über die Südseite des Himalaja, dann zieht Absinken über den indischen Subkontinent, und der indische Monsun hat eine Pause. Während einer solchen Monsunpause liegt das Hauptaufsteigen in der Nähe des Äquators und über der Südseite des Himalaja, und über dem indischen Subkontinent herrscht das Absinken vor. Die Forschungsarbeiten von Murakami (1983), Murakami u.a. (1984) sowie Krishnamurti u.a.(1985 a,b) erläutern ausführlich die zeitlichen Entwicklungen der MJO im indischen Monsungebiet und die Beziehungen zum asiatischen Monsun.

Krishnamurti u.a.(1982) fanden durch Analyse der MONEX (Summer Monsoon Experiment)-Daten, daß sich eine Tiefdruckrinne von Westen nach Osten über dem indischen Ozean und dem westlichen Pazifik in den Tropen erstreckt. Die Tiefdruckrinne oszilliert mit der 30-50-Tage-Periode. Daraus läßt sich folgern, daß die MJO nicht nur im indischen, sondern auch im ostasiatischen Monsungebiet existiert. Lau und Chan (1985 und 1986) erforschten die zeitlichen und räumlichen MJO-Strukturen des asiatischen Monsuns und der tropischen Konvektionen über dem Indischen Ozean und dem Westpazifik auf der Basis von Daten Langwelliger Ausstrahlung (OLR) mit EOFen (Empirical Orthogonal Functions) und EEOFen (erweiterte EOFen). Für den Sommermonsun fanden sie, daß sich Anomalien solcher MJO vom Indischen Ozean nach dem Subkontinent nordostwärts und vom tropischen Westpazifik und dem südchinesischen Meer nach Südchina nordwestwärts verlagern (Abb. 1.7). Das bedeutet eine großskalige Wechselwirkung dieser MJO mit dem indi-

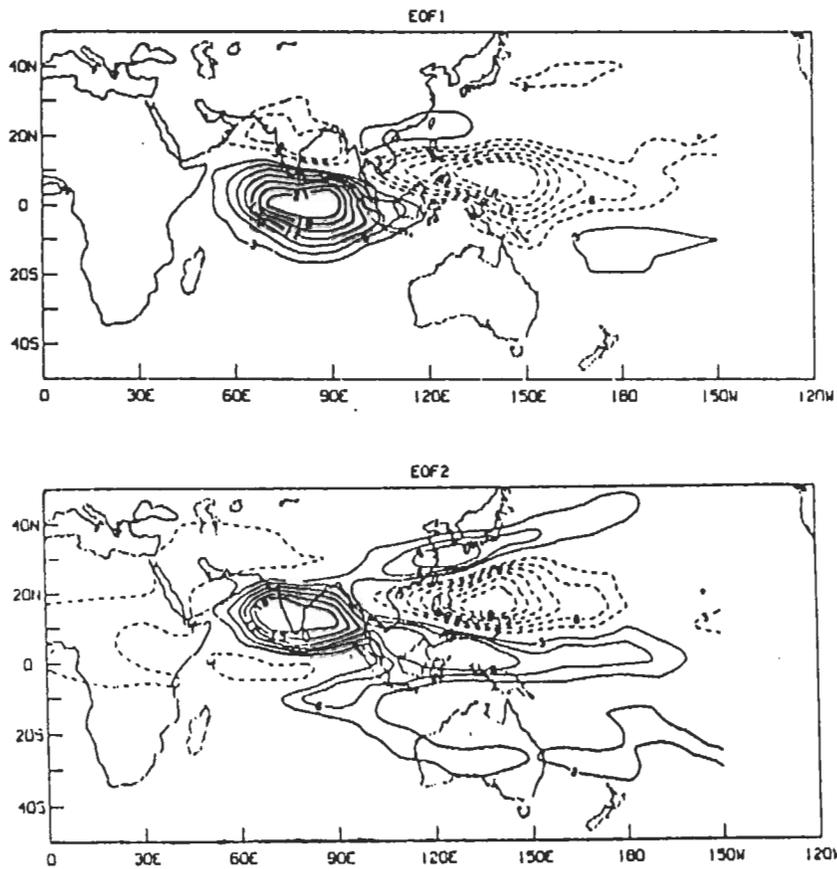


Abbildung 1.7: Die räumlichen Strukturen der ersten und zweiten EOFen der MJO im Sommer auf der Basis von OLR. Der Abstand der Isolinien ist 2 (multipliziert mit 100). Negative (positive) Werte sind gestrichelt (durchgezogen) gezeichnet (Lau und Chan, 1986).

schen und ostasiatischen Monsun. Die Analyse der Windkomponenten durch He und Yang (1990) für die MJO-Frequenzen bestätigt eine Wechselwirkung von Tropen und Extratropen mit Aufsteigen im Meiyu-Frontbereich, die bis in die Südhemisphäre reicht.

Die Regenmenge des asiatischen Sommermonsuns zeigt andererseits einen auffälligen Wechsel von Jahr zu Jahr, der für die Trockenheit und die Überschwemmungen in Süd- und Ostasien verantwortlich ist. In Ostasien ist Meiyu die Hauptregensaison im Sommer. Die interannuellen Anomalien von Meiyu haben eine Quasi-2-Jahre-Oszillation (Chen u.a., 1991). Die positiven (negativen) Anomalien der Meiyu-Regenmenge definieren ein nasses (trockenes) Meiyu-Jahr. Es liegt nahe, daß die Quasi-2-Jahre-Oszillation von Meiyu mit der QBO der asiatischen monsunalen Zirkulationen in Zusammenhang gebracht wird. Als eine Komponente der asiatischen Monsunzirkulationen oszillieren auch Stärke und Position des südasiatischen Höhenhochs (Abb. 1.1) in der oberen Troposphäre mit der Periode der Quasi-2-Jahre (Zhu, 1983). Der tropische Wind in der oberen Troposphäre oszilliert dementsprechend (Yasunari, 1985) und also SST-Anomalien und SOI (Shi. u.a., 1989). Besonders augenfällig und wichtig für das globale Klimasystem, dieses QBO-Signal findet sich auch in ENSO (Yasunari und Seki, 1992; Lau und Yang, 1994) und in der Schneebedeckung des tibetischen Plateaus (Barnett u.a., 1988; He u.a., 1995). Dementsprechend vermutet, noch kaum statistisch oder dynamisch gestützt, wird der folgende QBO-Kreislauf: mehr Schneebedeckung → Verdunstungskälte → geringer Temperaturkontrast zwischen Land und See → schwacher Sommermonsun → schwache bodennahe Westwinde im tropischen Westpazifik → La Niña-Ereignis → "positive" PJ (EAP)-Telekonnektion → wenig Schneebedeckung im nächsten Jahr → starker Temperaturkontrast zwischen Land und See → starker Sommermonsun → starke bodennahe Westwinde im tropischen Westpazifik → El Niño-Ereignis → "negative" PJ (EAP)-Telekonnektion → mehr Schneebedeckung im übernächsten Jahr (Chen und Zhao, 1999).

## 1.2 Die Theorie der dreidimensionalen Instabilität

Rossby (1945) und Yeh (1949) stellten die Theorie der Dispersion der Rossby-Wellen beim Grundzustand der Ruhe auf. Charney (1947) und Eady (1949) lieferten Theorien der baroklinen Instabilität des zonalen Grundzustands. Diese Theorien können die Instabilität der synoptisch-skaligen Störungen und die Zyklonenentstehung gut erklären.

Die Instabilitäten eines allgemeinen dreidimensionalen Zustandes in einer quasigeostropischen Modellatmosphäre, charakterisiert durch Normalmoden dieses Zustandes, gaben Frederiksen (1982a, 1983) Anhaltspunkte für das Entstehen von Blockierungen und Zyklogenesen. Simmons u.a.(1983) erklärten Telekonnektionsmuster mit der barotropen Instabilität eines variablen zonalen Grundzustandes, einem speziellen Fall der dreidimensionalen Instabilität. Frederiksen und Bell (1987) klassifizierten die Moden nach ihren Perioden, diskutierten die Verbindung zwischen den Perioden der Normalmoden und den barotropen und baroklinen Strukturen der Blockierung und fanden die die Blockierungsentwicklung repräsentierenden Normalmoden.

Frederiksen und Webster (1988) gaben eine Übersicht der Beobachtungsergebnisse und theoretischen Überlegungen zur MJO und diskutierten Diskrepanzen. Sie betonten erneut, daß MJO und Monsun mit der Instabilität eines dreidimensionalen Grundzustandes zusammenhängen. Dabei handelt es sich um die Verallgemeinerungen der Dispersion der Rossby-Wellen bei dem Grundzustand der Ruhe bzw. der Theorie der Instabilität des zonalen Grundzustandes. Unterschiede zwischen Beobachtungsergebnissen und theoretischen Untersuchungen der MJO gehen nach Rui und Wang (1990) eben vielfach darauf zurück, daß die meisten theoretischen Modelle auf einem Grundzustand der Ruhe oder einem einfachen zonalen Grundzustand wie für synoptisch-skalige Bewegungen aufgebaut werden. Nur mit der Instabilität des dreidimensionalen Grundzustandes können MJO und die atmosphärischen Zirkulationen größerer Zeitskalen dynamisch gut erklärt werden. Frederiksen und Frederiksen (1992, 1993) analysierten deswegen den mittleren Zirkulationszustand im Januar 1979 (als Grundzustand) mit einem globalen zweischichtigen Modell der primitiven Gleichungen. Sie fanden die der Blockierung, der MJO und den Telekonnektionsmustern entsprechenden

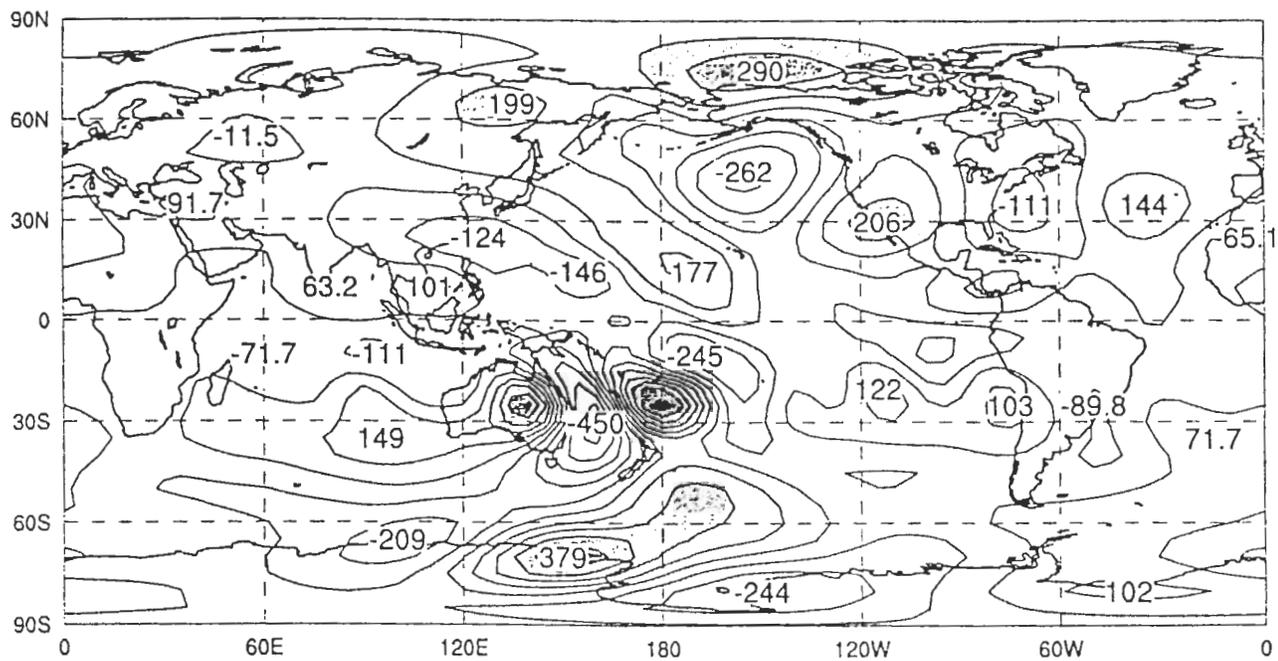


Abbildung 1.8: Die barotrope Störungskomponente der Stromfunktion (Abstand der Isolinien:  $80 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ ) der Mode 59 für den stationären australischen Monsun im Fall eines trockenen baroklinen Modells (Frederiksen und Frederiksen, 1997).

Moden, deren Strukturen den Beobachtungsergebnissen sehr ähnlich sind. Bezüglich dem selben Grundzustand untersuchten sie in Arbeiten von 1994 und 1997 noch die Rolle der Konvektion, der barotropen und baroklinen Instabilität in der Formation der MJO und der Monsunentwicklung in Australien. Abbildung 1.8 zeigt die Störungen der Stromfunktion der stationären australischen Monsunmoden. Hier ist nur ein einzelner Mode betrachtet, und Effekte einer "harten" Orographie sind nicht vertreten! Es werden zwei Hauptursachen der MJO zusammengefaßt: die externe thermische und/oder dynamische Anregung durch Wärmequelle und Orographie sowie die interne nichtlineare Wechselwirkung in der Atmosphäre (Wallace und Blackmon, 1983). Effekte der Orographie, als eine Hauptursache für den Monsun, werden zusammen mit der Instabilität des dreidimensionalen Grundzustands zur Normalmodenanalyse des asiatischen Monsuns in dieser Arbeit berücksichtigt.

### **1.3 Zur nichtlinearen Normalmodeninitialisierung (NNMI)**

Die Normalmodeninitialisierung gründet darauf, daß sich unter den Eigenfunktionen der linearen Gleichungen beim Grundzustand der Ruhe zwei Klassen von Wellen unterscheiden lassen, zum einen die langsamen, niederfrequenten Rossby-Wellen und zum anderen die schnellen, hochfrequenten Schwerewellen. Dickinson und Williamson (1972) entwickelten die Methode der linearen Normalmodeninitialisierung für die Beobachtungsdaten, in der die als Lärm aufgefaßten schnellen, hochfrequenten Modenkoeffizienten null gesetzt werden, und die restlichen Moden einen halbwegs balancierten Zustand bilden. Doch Williamson (1976) fand, daß die Lärmwellen nach der linearen Initialisierung durch nichtlineare Wechselwirkung wieder auftauchen. Um dies zu verhindern, wurde die sogenannte nichtlineare Normalmodeninitialisierung, abgekürzt NNMI, entwickelt (Machenhauer, 1977, Baer, 1977, Baer und Tribia, 1977), bei der die zeitliche Tendenz der Schweremoden gesetzt wird. Nach Leith (1980) sind die Schweremoden eines ersten Iterationsschrittes der NNMI identisch mit den ageostrophischen Komponenten der quasigeostrophisch balancierten Sekundärzirkulation, wenn der Grundzustand der Ruhe und als Ausgangspunkt Rossbymoden verwendet werden, die dann der geostrophischen Strömung entsprechen. Abbildung 1.9 zeigt ei-

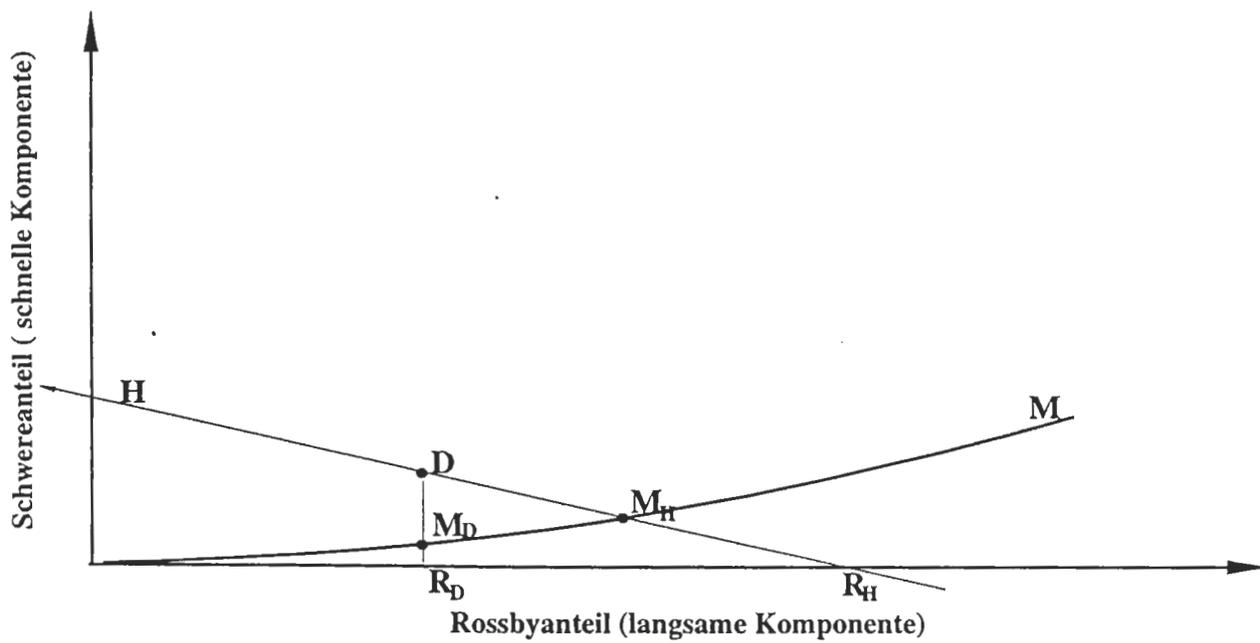


Abbildung 1.9: Schematische Darstellung des Phasenraumes nach Leith (1980).

ne geometrische Interpretation der NNMI von Leith. Dabei gibt die Abszisse  $R$  den Rossbyanteil, die Ordinate repräsentiert den Schwereanteil. Von ihnen aufgespannt wird die langsame Mannigfaltigkeit  $M$  der balancierten Dynamik. Der Punkt  $D$  stellt einen bestimmten gemessenen Datensatz dar. Man projiziert den Punkt  $D$  auf den Rossbyanteil zum Punkt  $R_D$ . Im Fall der freien oder erzwungenen Initialisierung (wo z.B. die Information zum Geopotential erhalten bleibt) konvergiert die Iteration gegen den Punkt  $M_D$  oder  $M_H$ . Durch die NNMI sollen die als numerischer Lärm aufgefaßten schnellsten (hochfrequenten) Schwerwellenentwicklungen innerhalb einer Prognose eliminiert werden, damit sich die dynamisch ausbalancierten Anfangsfelder für Vorhersagemodelle ergeben können. Die NNMI ist seit Ende der siebziger Jahre ein gängig angewendetes Initialisierungsverfahren für Vorhersagemodelle.

## 1.4 Zielsetzung

Es gibt umfangreiche Datensätze aus Beobachtungen und numerischen Modellierungen. Um solche Datensätze zu analysieren oder zu diagnostizieren, wurden verschiedene Methoden entwickelt. Normalmodenanalysen und -balancierungen bezüglich spezieller Modelle geben die Möglichkeit, die genannten Daten hinsichtlich besonderer physikalischer Mechanismen zu analysieren. Bisher untersuchten Robertson und Metz (1989) sowie Frederiksen und Frederiksen (1992,1993,1994 und 1997) nur durch die Normalmodenanalyse aber ohne "harte" Orographie und ohne nichtlineare Normalmodebalancierungen die Muster und die Stabilität der atmosphärischen Zirkulation, der Monsunaktivität in Australien und der MJO. Neu an der vorliegenden Arbeit ist, daß zusammen mit der Instabilität eines dreidimensionalen Grundzustands erstmals in der Normalmodenanalyse

- nichtlineare dynamische Balancierung berücksichtigt wird. Dadurch können sich modell-dynamisch akzeptable Lösungen ergeben und Effekte physikalischer Prozesse interpretiert werden,
- aktuelle Entwicklungskoeffizienten aus den Stör- oder Anomaliefeldern (das sind Differenzen aktueller Felder relativ zu einem typischen Referenzzustand, z.B. einem 17-jährigen Klimamittel) durch Projektion auf die Moden des Grundzustandes eingeführt werden, also auch Normalmodengruppen mit aus-

gewähltem Frequenzbereich,

- schließlich Effekte einer "harten" Orographie (nicht nur quasi-lineare Effekte von Vorticity und Divergenz) berücksichtigt werden.

Mit diesen Mitteln von Analyse und Balancierung von Normalmoden wird versucht, aus den klimatologischen Daten die Struktureigenschaften des asiatischen Sommermonsuns zu analysieren und ihre Mechanismen und Wechselwirkungen herauszulösen. Das ist das zentrale Ziel dieser Arbeit.

Zu den noch offenen Fragen beim asiatischen Monsun, auf die wir eine Antwort suchen, gehören die folgenden:

- Es unterliegt keinem Zweifel, daß die SST- Anomalien im Zusammenhang mit ENSO bei den Anomalien des asiatischen Monsuns eine wichtige Rolle spielen. Aber wie der interaktive physikalische Prozeß zwischen dem asiatischen Monsun und ENSO ist, in welcher Zeitskala der von SST-Anomalien im tropischen Westpazifik angeregte Wellenzug die Meiyu-Anomalien beeinflußt, in welcher Beziehung der indische Monsun zu SST-Anomalien im indischen Ozean steht usw., ist weitergehend zu erklären.
- Es ist noch unklar, wie die Einzelteile oder -komponenten der asiatischen Sommermonsunzirkulationen die Variabilität des asiatischen Sommermonsuns definieren, wie sich die Anomalien der MJO und der QBO der monsunalen Zirkulationen in den nassen und den trockenen Meiyu-Jahren darstellen, und wie der Zusammenhang zwischen den interannuellen Oszillationen des asiatischen Monsuns und den weiteren Anomalien des Land- See- Luft-Systems ist.
- Ebenfalls wurden wegen der unzureichenden Daten in den Tropen der Zusammenhang der Süd- und Nordhemisphäre mit dem asiatischen Monsun sowie die Wechselwirkung zwischen dem indischen und ostasiatischen Monsun noch wenig gut analysiert.

Die Arbeit ist in sechs Kapitel unterteilt. Im Kapitel 2 wird die Klimatologie des asiatischen Sommermonsuns aus den E(uropean) C(enter) HAM(burg) 4/T42 Daten der Jahre 1979-1995 reproduziert als einerseits Hintergrund

dieser Arbeit und andererseits zur Prüfung der Daten. Wir achten auch auf die interannuellen Zirkulationanomalien in den nassen und den trockenen Meiyu-Jahren.

Kapital 3 erklärt die mathematischen Grundlagen der Normalmodenanalyse und der nichtlinearen Balancierung (NNMI). Insbesondere werden die zweischichtigen spektralen (nur die Dynamik beschreibenden) Modelle der Flachwassergleichungen beschrieben und bezüglich zonaler und  $\lambda$ - und  $\varphi$ -abhängiger Grundzustände Eigenfunktionen definiert.

Im Kapital 4 werden Experimente der Normalmodenanalyse und der nichtlinearen Normalmodenbalancierung bei zonalem Grundzustand (auf dem Torus) durchgeführt. Wie wirken sich die mit El Niño verbundenen (und nicht explizit gegebenen) SST -Anomalien des Jahres 1987 (im Gegensatz zu La Niña 1988) im tropischen Pazifik auf Walker-Zirkulation und den asiatischen Sommermonsun aus? Welche Rolle spielt die Südhemisphäre? Wir versuchen, durch diese Experimente Antworten darauf zu finden.

Kapital 5 diskutiert die Ergebnisse der Experimente der Normalmodenanalyse und der nichtlinearen Normalmodenbalancierung bei  $\lambda$ - und  $\varphi$ -abhängigem Grundzustand auf der Sphäre. Der Zusammenhang zwischen Anomalien der MJO bzw. der QBO des asiatischen Sommermonsuns und Meiyu-Veränderungen sowie Zirkulationanomalien in den Tropen in den nassen und den trockenen Meiyu-Jahren wird durch diese Experimente untersucht.

Eine ausführliche Zusammenfassung mit einem Ausblick auf weitere notwendige Untersuchungen schließt im Kapital 6 die Arbeit ab.

# Kapitel 2

## Der asiatische Sommermonsun aus den ECHAM4/T42- Daten der Jahre 1979-1995

### 2.1 Beschreibung der Daten

Zur Verfügung stehen Monatesmitteldaten zwischen Januar 1979 und Dezember 1995 von den ECHAM4/T42-Daten für 17 Niveaus (1000, 925, 850, 775, 700, 600, 500, 400, 300, 250, 200, 150, 100, 70, 50, 30 und 10 hPa). Wir benutzen Vorticity, Divergenz, Geopotential, Temperatur und spezifische Luftfeuchte. Die Geschwindigkeit wird von Vorticity und Divergenz durch (3.9) und (3.10) abgeleitet. Auf der oberen Berandung (Luftdruck  $P=0$ ) ist die Geschwindigkeit null gesetzt. Diese T42-Felder werden durch (8.1) auf Gitterfelder transformiert.

Die Zirkulation des asiatischen Sommermonsuns wird hier von den ECHAM4/T42-Daten zwischen 1979-1995 reproduziert, zur Prüfung der Daten einerseits und als klimatologischer Hintergrund dieser Arbeit andererseits.

## 2.2 Mittlere Zirkulation

Der asiatische Sommermonsun ist ein wesentlicher Bestandteil der Zirkulation im Sommer in der Nordhemisphäre. Seine Entwicklung hat einen großskaligen thermischen und dynamischen Hintergrund. Deshalb ist es sinnvoll, seinen großskaligen mittleren Zustand zu prüfen. Abbildung 2.1 zeigt die mittleren Windvektorfelder auf 850 hPa und 200 hPa im Sommer (gemittelt über Juni, Juli und August der Jahre 1979 bis 1995). Zur Verdeutlichung der Richtungen wird zusätzlich das mittlere Feld der Stromlinien vom Juli in Abbildung 2.2 gegeben. Man kann sehen, daß in 850 hPa Luft (Abb. 2.2 unten), aus dem Mascarene-Hoch im südwestlichen Indischen Ozean kommend, bei Somalia den Äquator überquert und über dem arabischen Meer den südwestlichen Ast des Monsunstroms bildet. Nordwestliche Winde fließen hier mit ihm zusammen und bringen Informationen der Zirkulation der mittleren Breiten der Nordhemisphäre zum indischen Monsungebiet. Dieser südwestliche Monsunstrom fließt ostwärts weiter zum südchinesischen Meer, wo er die Richtung ändert und nordwärts fließt und in Ostasien ungefähr  $45^{\circ}\text{N}$  erreicht. Auch in der Region zwischen Malaysia und Neuginea überströmt Luft den Äquator viel schwächer als vor Somalia. Auf 200 hPa besteht eine riesige Antizyklone, die dem südasiatischen Höhenhoch im asiatischen Monsungebiet entspricht, von den Tropen in Afrika und Asien bis  $40^{\circ}\text{N}$ . Nordöstlicher Wind dominiert in Südasien und im nördlichen Indischen Ozean, ein Rücklauf über dem südwestlichen Monsunstrom der unteren Schicht. An der Südseite der Antizyklone ist der tropische Oststrahlstrom (TEJ).

Wir prüfen die Entwicklung der Zirkulation des asiatischen Sommermonsuns von Monat zu Monat, aber belegen sie hier nicht durch weitere Abbildungen. In Mai dominiert in der unteren Troposphäre ein südwestlicher Monsunstrom in Südchina und über dem südchinesischen Meer. Er kommt aus dem ganzen Bereich des indischen Ozeans von Afrika bis Nordaustralien. Im Juni wird teilweise das indische Monsungebiet überströmt (Beginn des Sommermonsuns in Indien). Auch Ostchina und Japan werden dann von einem südwestlichen Monsunstrom erreicht, typisch für die "Meiyu"-Regensaison in China, die in Japan "Baiu" heißt. Der Strom hat im Juli die stärkste südliche Komponente und erreicht Nord- und Nordostchina. Ab August wird der Sommermonsunstrom immer schwächer und im Oktober durch den nordöstlichen Wintermonsunstrom in Ostasien ersetzt.

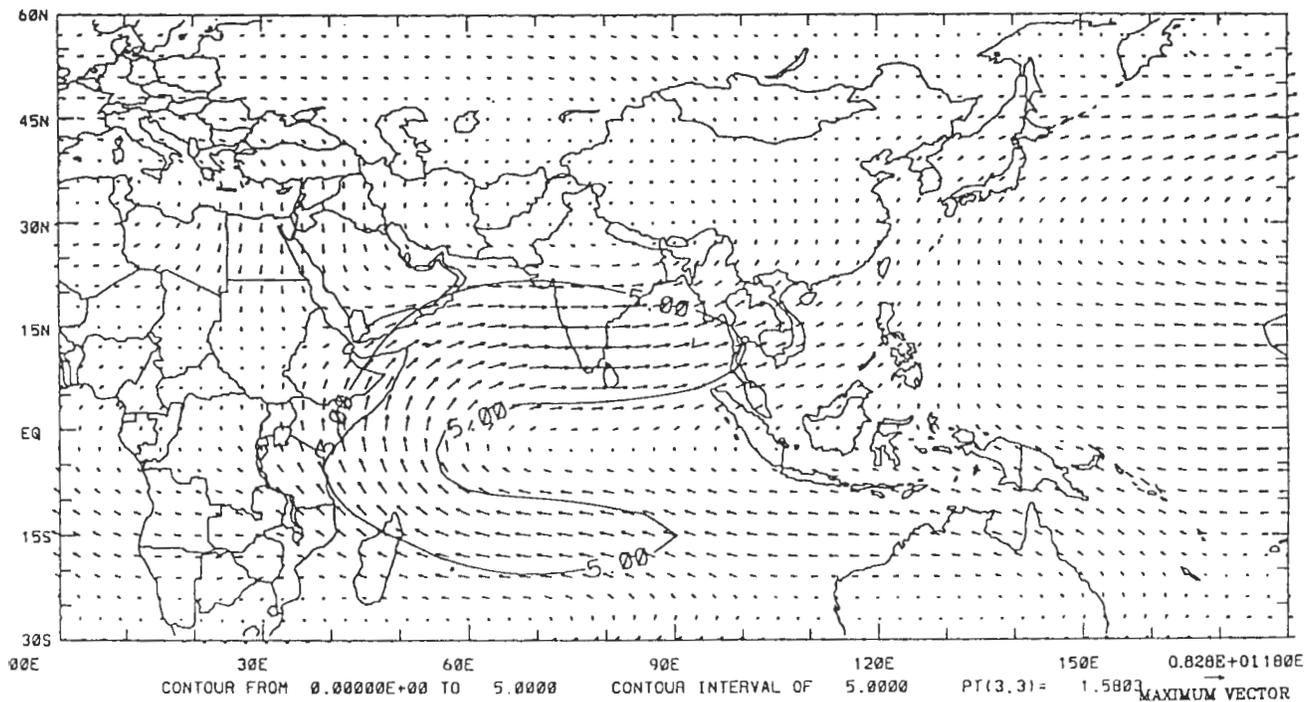
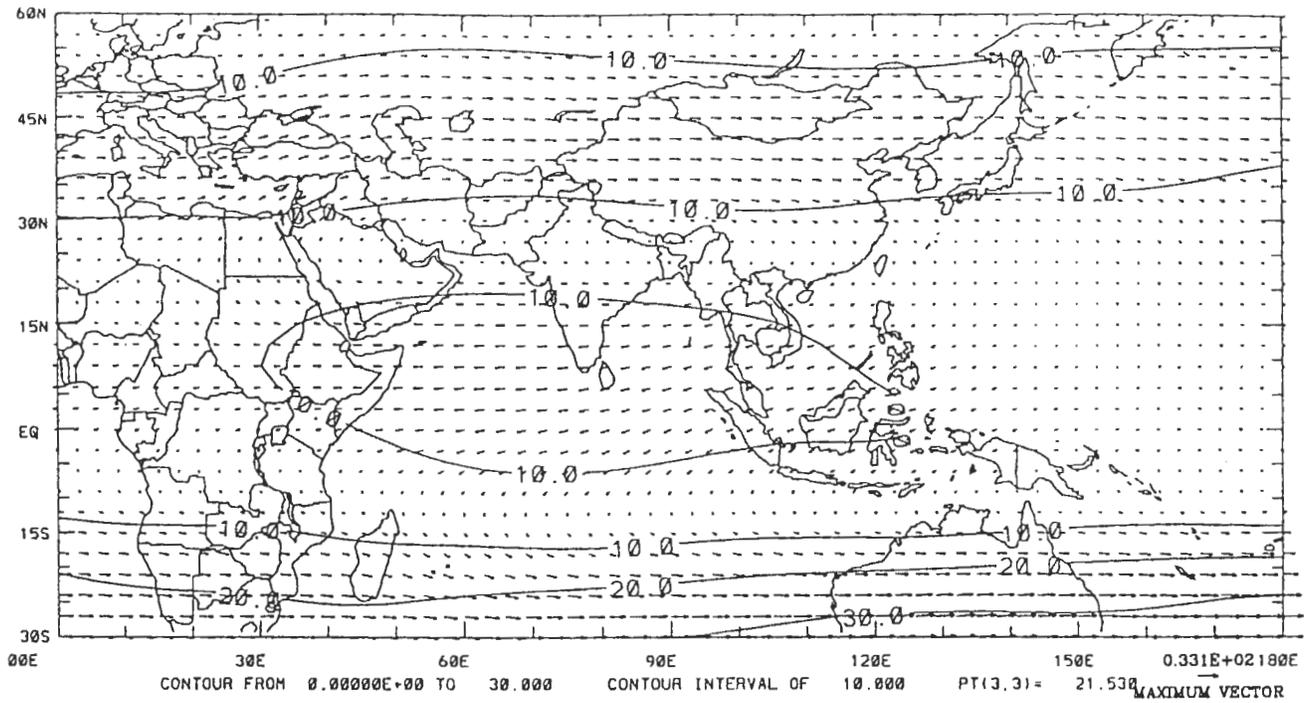


Abbildung 2.1: Die mittleren Horizontalgeschwindigkeiten auf 200 hPa (oben) und 850 hPa (unten) im Juni, Juli und August zwischen 1979 und 1995. Linien sind Isotachen mit 5, 10, 20, 30 m/s.

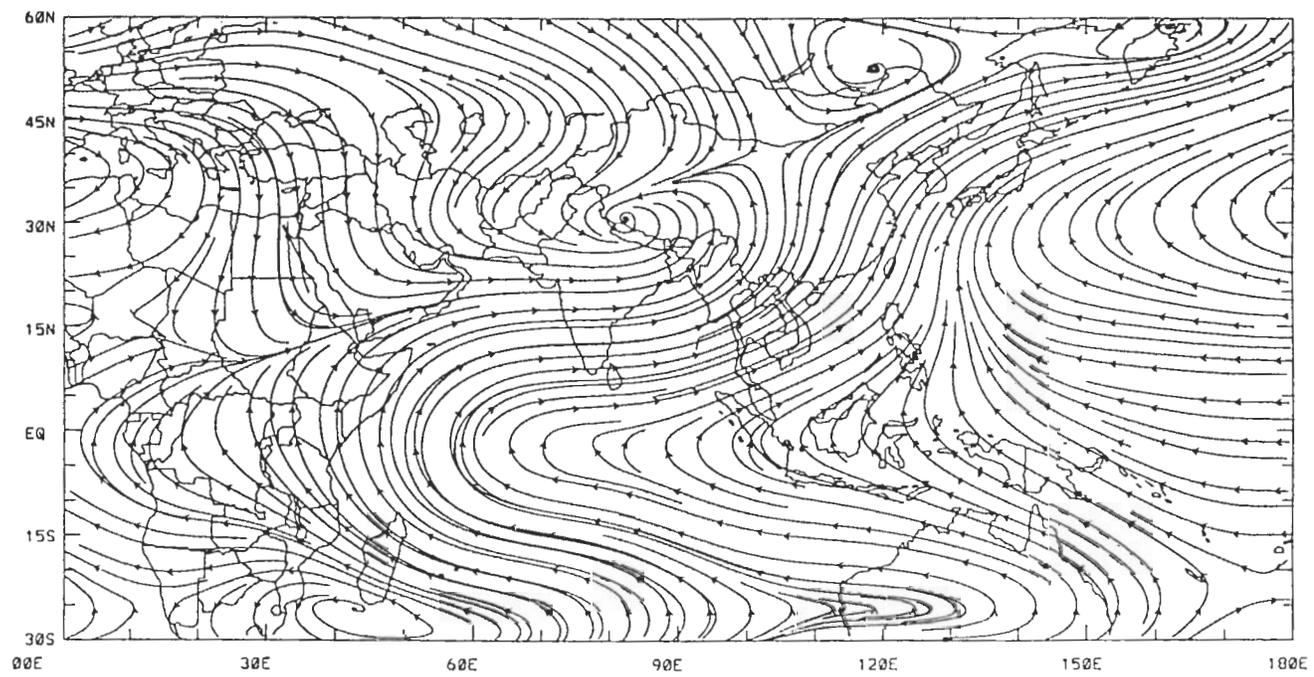
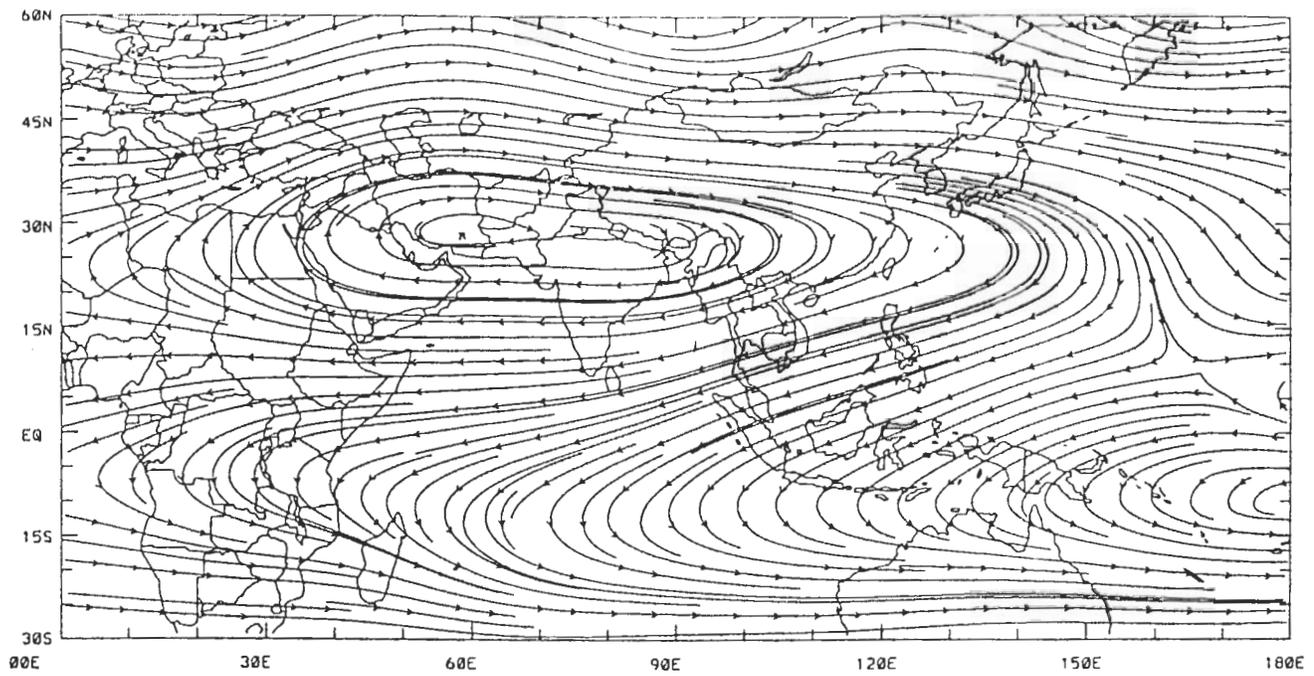


Abbildung 2.2: Das mittlere Feld der Stromlinien im Juli auf 200 hpa (oben) und 850 hPa (unten) zwischen 1979 und 1995.

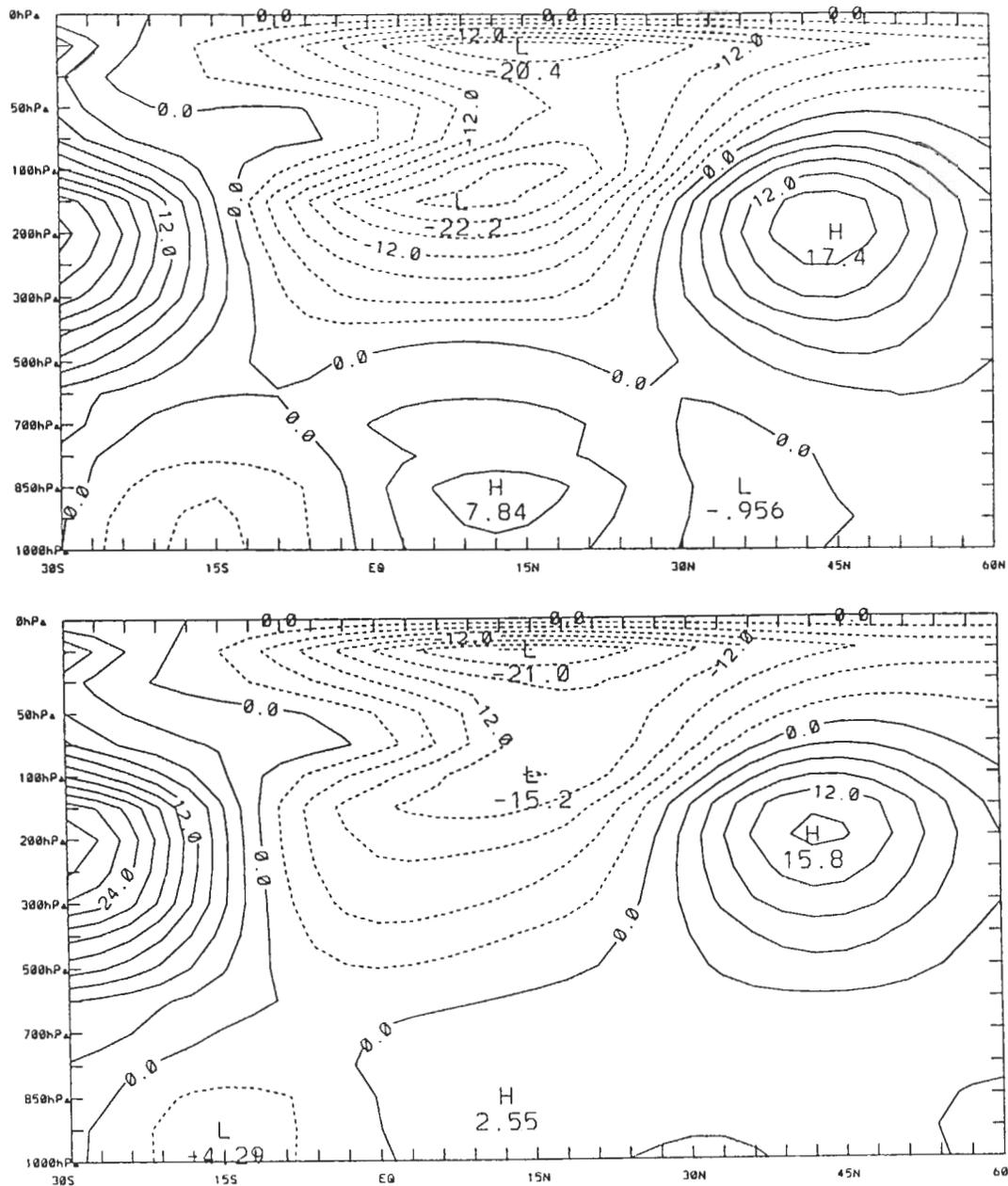


Abbildung 2.3: Meridionale Vertikalschnitte der zonal zwischen 60° E und 90° E gemittelten Zonalwind-Komponente (Abstand der Isolinien: 3 ms<sup>-1</sup>) im Juni, Juli und August zwischen 1979 und 1995 im indischen Monsungebiet (oben) und der zwischen 100° E und 130° E gemittelten im ostasiatischen Monsungebiet (unten).

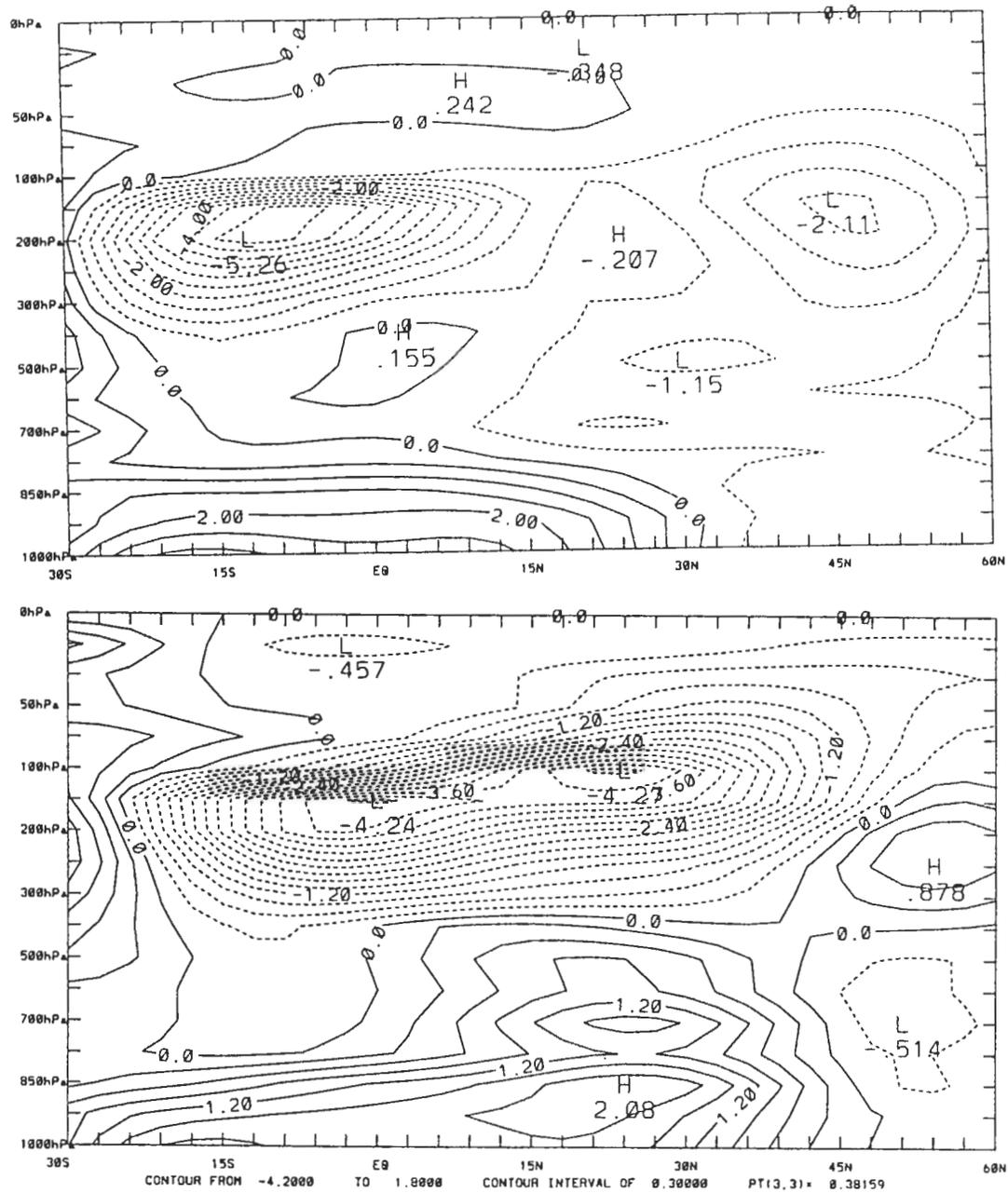


Abbildung 2.4: Meridionale Vertikalschnitte der zonal zwischen 60° E und 90° E gemittelten Meridionalwind-Komponente im Juni, Juli und August zwischen 1979 und 1995 im indischen Monsungebiet (oben; Abstand der Isolinien: 0.5 ms<sup>-1</sup>) und der zwischen 100° E und 130° E gemittelten im ostasiatischen Monsungebiet (unten; Abstand der Isolinien: 0.3 ms<sup>-1</sup>).

In der oberen Troposphäre verlagert sich die Antizyklone von Nordmalaysia im Mai und Juni auf das tibetische Plateau im Juli (Abb.2.2 oben). Die Antizyklone hat ihre größte Amplitude im August. Wenn sich der asiatische Sommermonsun im September zurückzieht, bewegt sich die Antizyklone wieder in die Tropen. Die Verlagerung der Antizyklone bzw. des südasiatischen Höhenhochs auf das tibetische Plateau ist eine wichtige Eigenschaft für die Bildung des Zirkulationstypes des asiatischen Sommermonsuns.

Die Zirkulation der Luft über den Äquator hinweg (mit anderen Worten: die Wechselwirkung zwischen den Hemisphären) stellt einen wesentlichen Aspekt des asiatischen Monsuns dar. Abbildungen 2.3 und 2.4 zeigen meridionale Vertikalschnitte der zonalen bzw. der meridionalen Windkomponente im indischen und ostasiatischen Monsungebiet. Hier kann man erkennen, daß sich im indischen Längsbereich der westliche Monsunstrom zwischen dem Äquator und 30°N bis 500 hPa erstreckt und östliche Winde darüber liegen. Besonders der Westwind der unteren Troposphäre erscheint im indischen Monsungebiet durch den Himalaja "ausgeblockt" (Abb. 2.3). In der unteren Troposphäre erreicht der süd(west)liche Monsunstrom 30°N in Südasien (Indien) und 45°N in Ostasien. In der oberen Troposphäre fließt der nordöstliche Wind vom ostasiatischen Monsungebiet nach Nordaustralien und vom indischen Monsungebiet in den südlichen Indischen Ozean (Abb. 2.4). Die meridionale Zirkulation des asiatischen Sommermonsuns ist also eine thermisch direkte Zirkulation zwischen Süd- und Nordhemisphäre.

## **2.3 Zu den interannuellen Zirkulationanomalien**

Hier werden entsprechend Jin und Murakami (1996) nach den Anomalien der mittleren Regenmenge während Juni, Juli und August im Meiyu-Gebiet (dem Einzugsgebiet des Jangtse- und Huaihe-Flusses) 1980, 1983, 1987 und 1991 als nasse Meiyu-Jahre und 1981, 1985, 1988 und 1990 als trockene Meiyu-Jahre eingestuft. In Abbildung 2.5 und 2.6 sind die Felder der Stromlinien- und Temperaturabweichungen gegenüber dem 17-jährigen Mittel von den vier nassen Meiyu-Jahren und den vier trockenen Meiyu-Jahren als die interannuellen Zirkulationanomalien dargestellt. Folgendes ist zu erkennen:

In den Tropen nördlich des Äquators finden sich vom Westpazifik bis zum indischen Ozean Ostwindanomalien in den nassen Meiyu-Jahren (Abb. 2.5 oben) und Westwindanomalien in den trockenen (Abb. 2.5 unten). Sie hängen zusammen mit einer antizyklonalen bzw. zyklonalen Anomalie im Westpazifik mit Zentrum in  $25^\circ$  N vor der chinesischen Küste. Die anomal zyklonale Strömung mit Zentrum über der Beringstraße und die antizyklonale über Sibirien führen in nassen Jahren zu einer Konvergenzlinie über Mittel- bis Ostchina in ca.  $37^\circ$  N (vgl. auch He u. a. 1995). Das ist in trockenen Jahren nicht so mit eher einer anomal antizyklonalen Strömung im Meiyu- bzw. Baiu-Gebiet von Mittelchina bis Japan. Vergleichen wir damit das mittlere Strömungsfeld (von Abb. 2.2 in 850 hPa), so drängt sich auf, daß in nassen Jahren der indische Sommermonsun geschwächt ist, nicht jedoch der ostasiatische, dessen Südweststrom kaum geschwächt, nur eine südlichere Komponente erhält und der darüberhinaus durch die Zufuhr von westpazifischer Feuchtluft gefördert wird, und das bei einer betonten und südlicheren Konvergenzlinie von Mittelchina bis Japan in ca.  $40^\circ$  N im Meiyu- bzw. Baiu-Gebiet. In den trockenen Meiyu-Jahren erscheint mit der südwestlichen Komponente der indische Sommermonsun verstärkt.

Bei den Temperaturanomalien ist zweierlei zu betonen. Östlich von  $110^\circ$  E erkennen wir einen meridional verlaufenden Wellenzug, der in nassen (Abb. 2.6 oben; gegenüber den trockenen, Abb. 2.6 unten) Jahren nach Süden phasenverschoben ist, gerade so, daß der subtropische Hochdruckrücken in  $25^\circ$  N durch die Warmanomalie verstärkt erscheint und nördlich davon vermehrt Kaltluft liegt, getrennt durch die Konvergenzlinie der Meiyu (Baiu)-Zone. Zweitens, der indische Ozean, das ist westlich von  $110^\circ$  E, ist in nassen Meiyu-Jahren wärmer als sonst, der Temperaturkontrast zu Indien schwächer, also erneut ein Anhaltspunkt für einen schwächeren indischen Sommermonsun.

## 2.4 Zusammenfassung

Aus den 17-jährigen ECHAM4/T42-Monatsmitteldaten zwischen 1979 und 1995 wurden klimatologische Eigenschaften des asiatischen Sommermonsuns dargestellt und interannuelle Zirkulationanomalien in nassen und trockenen Meiyu-Jahren analysiert. Daraus wurden nachstehende Folgerungen gezogen.

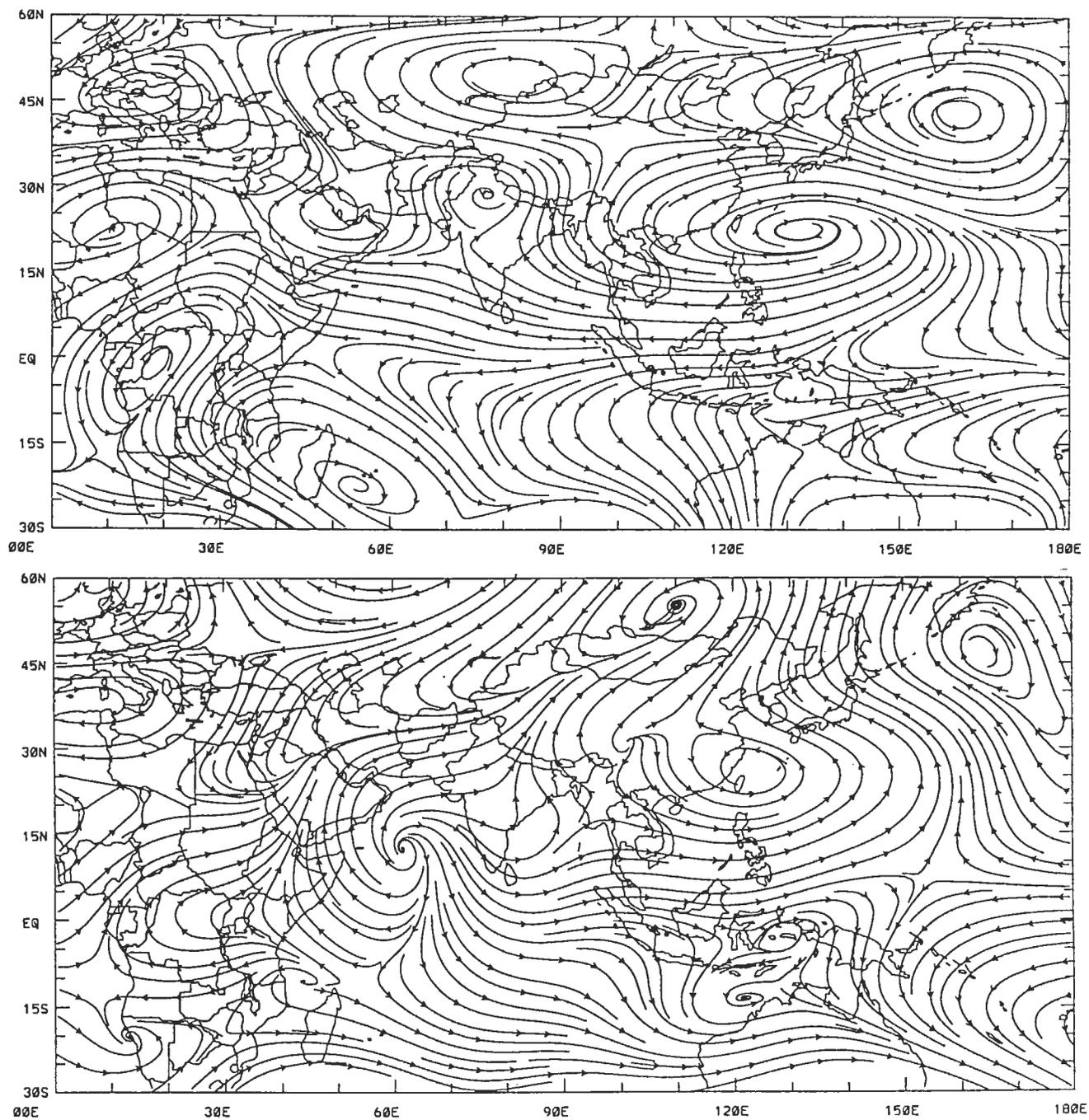


Abbildung 2.5: Die Stromfelder der Anomalien gegenüber dem 17-jährigen Mittel der vier nassen Meiyu-Jahre (1980, 83, 87 und 91; oben) und der vier trockenen (1981, 85, 88 und 90; unten) auf 850 hPa.

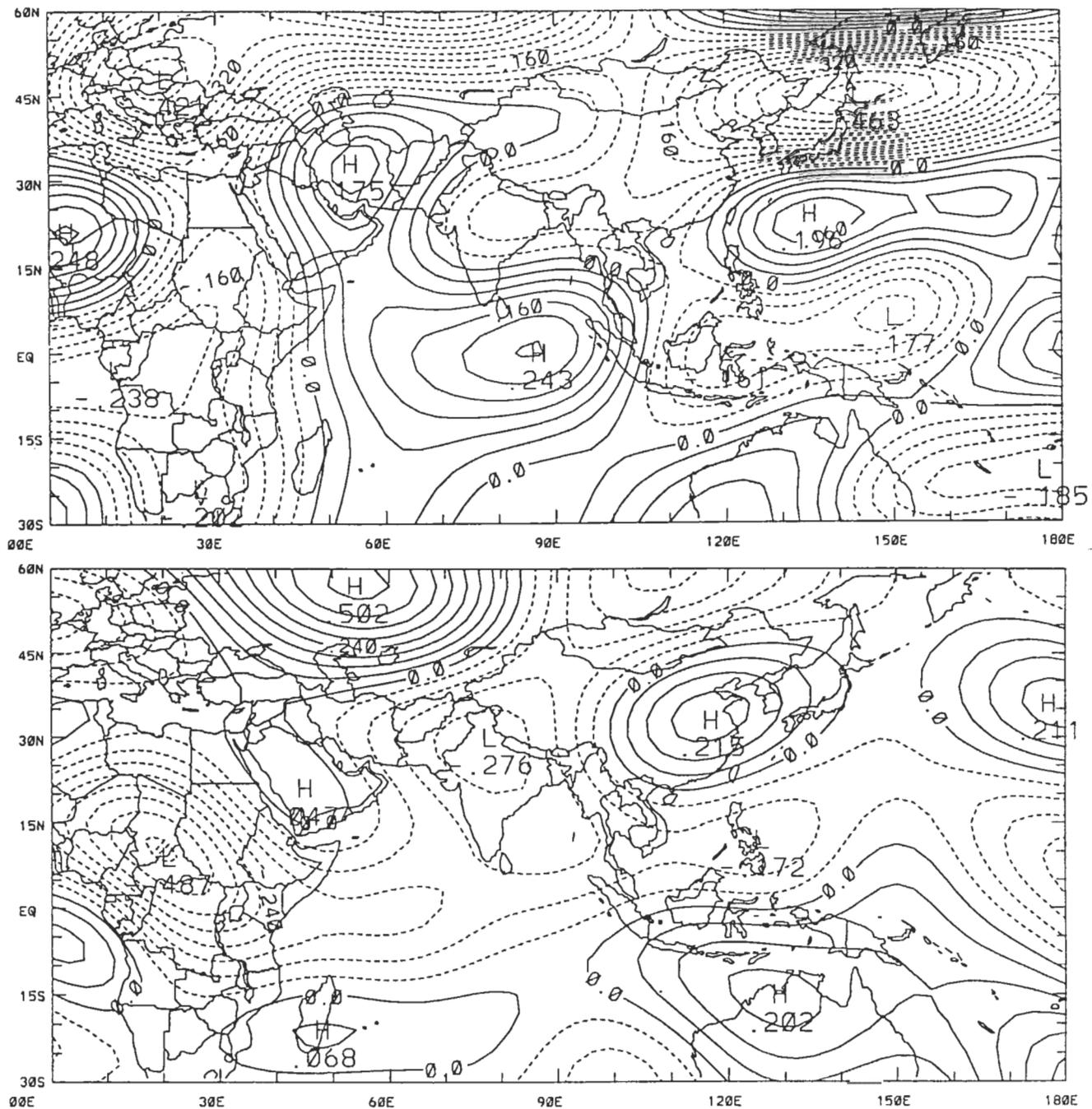


Abbildung 2.6: Die Temperaturfelder der Anomalien gegenüber dem 17-jährigen Mittel der vier nassen Meiyu-Jahre (1980, 83, 87 und 91; oben; Abstand der Isolinien: 0.04°C) und der vier trockenen (1981, 85, 88 und 90; unten; Abstand der Isolinien: 0.06°C) auf 1000 hPa.

- ECHAM4/T42-Daten zwischen 1979 und 1995 liefern wesentliche klimatologische Eigenschaften der asiatischen Sommermonuzirkulation (Ramage, 1971 und Ding, 1994) und können als Grundzustand zur Normalmodenanalyse der Struktureigenschaften verschiedener Zeitskalen des asiatischen Monsuns in dieser Arbeit genommen werden.
- Meiyu, die Niederschläge des subtropischen Sommermonsuns in Ostasien, lassen jedoch eine erhebliche interannuelle Variabilität der Monsunzirkulation erkennen. In nassen und trockenen Meiyu-Jahren bestehen Zirkulationanomalien in den Tropen, den Subtropen und auch Hoch- und Mittelbreiten. Die Komplexität des Meiyu-Klimas bzw. des ostasiatischen Sommermonsuns wird aufgrund der Normalmoden und NNMI untersucht.

Wegen der verschiedenen Zeitskalen des asiatischen Monsuns, die miteinander in Wechselbeziehung stehen, ist es schwierig Struktureigenschaften des asiatischen Monsuns zu deuten. Verschiedene analytische und diagnostische Methoden (z.B. Empirical Orthogonal Functions: EOFen und erweiterte EOFen: EEOFen durch Lau und Chan, 1985, 1986 und Chen u.a., 1991; Principal Oscillation Patterns: POPs und Principal Interaction Patterns: PIPs durch Storch u.a., 1995) wurden bisher in der Analyse des asiatischen Monsuns erfolgreich angewendet. Aber diese Methoden erfordern lange Zeitreihen von Daten und können die Strukturen verschiedener Zeitskalen und Effekte physikalischer Prozesse auf den asiatischen Monsun nicht deutlich interpretieren. Um Nachteile dieser Methoden zu vermeiden, versuchen wir NMen und NNMIen als eine neue Methode zur Analyse der Struktureigenschaften des asiatischen Sommermonsuns und ihrer Mechanismen und Wechselwirkungen in der Arbeit zu verwenden.

Mittels der NMen und NNMIen werden in Kapitel 4 insbesondere Effekte des El Niño- Ereignisses auf die Zirkulationstrukturen des asiatischen Sommermonsuns untersucht und in Kapitel 5 unter anderem Beziehungen der Anomalien der Struktureigenschaften von MJO und QBO zur Veränderlichkeit von Meiyu und anomalen tropischen Zirkulationstrukturen.

# Kapitel 3

## Mathematische Grundlagen der Normalmoden und der nichtlinearen Balancierungen

### 3.1 Die Modellgleichungen

Die vorliegenden Rechnungen basieren auf den Flachwasser- (FW-) Gleichungen. Diese sind Träger von Rossby- und Schwerewellen und damit o.B.d. Dynamik Grundlage für Normalmodenanalysen (NMAen) und nichtlineare Balancierungen (NNMIen). Zur Allgemeinheit von Schichtenmodellierungen vergleiche man Pedlosky (1979). Die zu lösenden partiellen Differentialgleichungen eines Zweischichten-Flachwassermodells, bei einer Schichtenanordnung wie in Abbildung 3.1 gezeigt, für die zonale und meridionale Bewegung und für die Masse (ihre Kontinuität) lauten für die  $j$ -te Schicht in sphärischen Koordinaten:

$$\frac{\partial u_j}{\partial t} + F_j - f v_j + \frac{g}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \lambda} \sum_{i=0}^j \alpha_{ji} h_i = 0 \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial v_j}{\partial t} + G_j + f u_j + \frac{g}{a} \frac{\partial}{\partial \varphi} \sum_{i=0}^j \alpha_{ji} h_i = 0 \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial (h_j - h_{j+1})}{\partial t} + \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial (u_j (h_j - h_{j+1}))}{\partial \lambda} + \frac{1}{a} \frac{\partial (v_j (h_j - h_{j+1}))}{\partial \varphi} = 0 \quad (3.3)$$

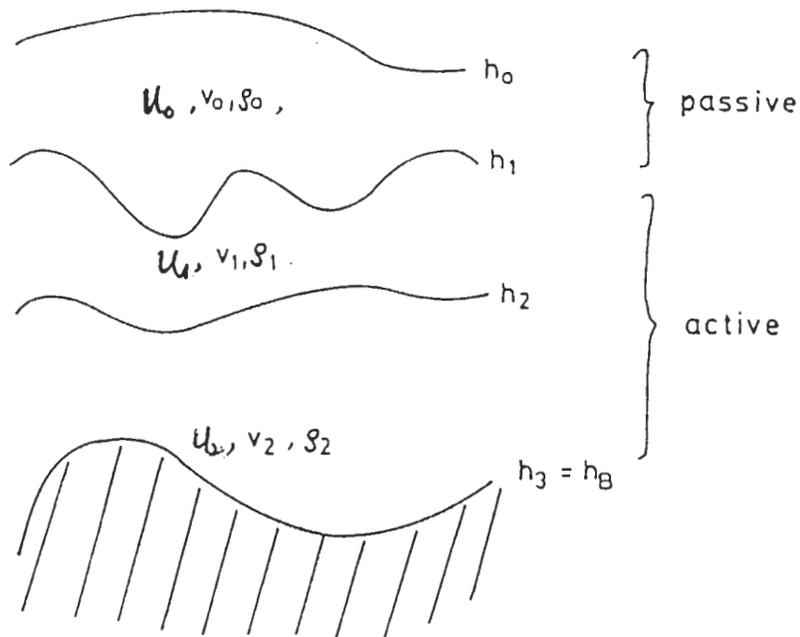


Abbildung 3.1: Diagramm der Schichteneinteilung eines Zweischichten-Flachwassermodells. Das Flachwassermodell verwendet Niveaus  $\rho = 0, 0.11\rho_{00}, 0.56\rho_{00}$  und  $\rho_{00}$  für das Geopotential  $h_j$  mit  $j=0,1,2,3$  sowie  $\rho = 0.06\rho_{00}, 0.33\rho_{00}$  und  $0.78\rho_{00}$  für die Geschwindigkeitskomponenten  $u_j; v_j$  bzw. für Stromfunktion  $\psi_j$  und Geschwindigkeitspotential  $\chi_j$  mit  $j=0,1,2$ . Hier ist  $h_B$  die Höhe der Orographie und  $\rho_{00}$  die maximale Dichte irgendwo auf der Erdoberfläche (vgl. dazu Anhang 8.3).

In den Bewegungsgleichungen (3.1) und (3.2)  $\alpha_{ji} = \frac{\rho_i - \rho_{i-1}}{\rho_j}$  für  $i = 1, \dots, j$ ;  $\alpha_{j0} = \frac{\rho_0}{\rho_j}$  für  $i = 0$ ; and die Advektion der zonalen Windkomponente  $u_j$  der Schicht  $j$ , hier mit  $F_j$  bezeichnet, hängt nur von den Windkomponenten dieser Schicht ab, analog die der meridionalen Komponente  $v_j$ , bezeichnet mit  $G_j$ ,

$$F_j := \frac{u_j}{a \cos \varphi} \frac{\partial u_j}{\partial \lambda} + \frac{v_j}{a} \frac{\partial u_j}{\partial \varphi} - \frac{u_j v_j \tan \varphi}{a}$$

$$G_j := \frac{u_j}{a \cos \varphi} \frac{\partial v_j}{\partial \lambda} + \frac{v_j}{a} \frac{\partial v_j}{\partial \varphi} + \frac{u_j^2 \tan \varphi}{a}$$

Für  $j=0$  haben wir geostrophische Balance

$$\begin{aligned} -f v_0 + \frac{g}{a \cos \varphi} \frac{\partial h_0}{\partial \lambda} &= 0 \\ f u_0 + \frac{g}{a} \frac{\partial h_0}{\partial \varphi} &= 0 \end{aligned}$$

Durch eine Transformation der Kontinuitätsgleichung (Schmidt, 1990) werden negative Werte der Schichtdicke  $h_j - h_{j+1}$  vermieden. Dividiert man nämlich die Kontinuitätsgleichung (3.3) durch  $h_j - h_{j+1}$  und substituiert

$$p_j := \ln(h_j - h_{j+1}), \quad (3.4)$$

dann erhält man:

$$\frac{\partial p_j}{\partial t} + \frac{u_j}{a \cos \varphi} \frac{\partial p_j}{\partial \lambda} + \frac{v_j}{a} \frac{\partial p_j}{\partial \varphi} + \frac{1}{a \cos \varphi} \left[ \frac{\partial u_j}{\partial \lambda} + \frac{\partial (v_j \cos \varphi)}{\partial \varphi} \right] = 0 \quad (3.5)$$

Für alle  $j=1,2$ . In Kapitel 3 bezeichnet  $j$  immer eine Schichtzahl des zwitschichtigen FW-Modells (Abb. 3.1) mit  $j=1,2$ .

Die Gefahr einer Verwechslung von  $p_j$  mit dem  $p$  für Druck besteht nicht. In den Gleichungen (3.1) und (3.2) werden die Komponenten von  $\nabla h_j$  ersetzt durch die von  $\nabla(\exp(p_j) + h_{j+1})$ . Die Geschwindigkeitskomponenten  $u_j, v_j$  und die logarithmische Schichtdicke  $p_j$  werden in Fourierreihen (8.16)

entwickelt. Die Berechnung von (3.1), (3.2) und (3.5) erfolgt spektral mit  $N = 10$ .

Zum Zwecke der Entwicklung in Kugelflächenfunktionen (8.1) bzw. (8.13) werden die Flachwassergleichungen (3.1), (3.2) und (3.5) folgendermaßen geschrieben:

$$\frac{\partial \psi_j}{\partial t} + \Delta^{-1} \left[ \frac{1}{a \cos^2 \varphi} \left( \frac{\partial}{\partial \lambda} U_j \zeta_{a,j} + \cos \varphi \frac{\partial}{\partial \varphi} V_j \zeta_{a,j} \right) \right] = 0 \quad (3.6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \chi_j}{\partial t} - \Delta^{-1} \left[ \frac{1}{a \cos^2 \varphi} \left( \frac{\partial}{\partial \lambda} V_j \zeta_{a,j} - \cos \varphi \frac{\partial}{\partial \varphi} U_j \zeta_{a,j} \right) \right] + \\ \frac{1}{\cos^2 \varphi} \frac{U_j^2 + V_j^2}{2} + \sum_{i=0}^j \alpha_{ji} \phi_i = 0 \end{aligned} \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial p_j}{\partial t} + \Delta \chi_j + \frac{1}{a \cos^2 \varphi} \left( U_j \frac{\partial}{\partial \lambda} p_j + V_j \cos \varphi \frac{\partial}{\partial \varphi} p_j \right) = 0; \quad (3.8)$$

wobei  $\phi_j := gh_j$ , and  $\alpha_{ji}$  ist definiert wie in (3.1) and (3.2). Die Stromfunktion  $\psi_j$ , das Geschwindigkeitspotential  $\chi_j$  und die logarithmische Schichtdicke  $p_j$  werden in Kugelflächenfunktionen (8.1) mit  $N = 10$  entwickelt, und es sind

$$U_j = \frac{1}{a} \left( \frac{\partial \chi_j}{\partial \lambda} - \cos \varphi \frac{\partial \psi_j}{\partial \varphi} \right) \quad (3.9)$$

$$V_j = \frac{1}{a} \left( \frac{\partial \psi_j}{\partial \lambda} + \cos \varphi \frac{\partial \chi_j}{\partial \varphi} \right), \quad (3.10)$$

also  $(U_j, V_j) = \cos \varphi \cdot (u_j, v_j)$ , weiterhin ist  $\Delta^{-1}$  der zu  $\Delta$  von (8.11) gehörige inverse Laplaceoperator und

$$\zeta_{a,j} = \Delta \psi_j + 2\Omega \sin \varphi \quad (3.11)$$

die absolute Vorticity. Schließlich stehen  $t$  für die Zeit,  $\lambda$ ,  $\varphi$  für geographische Länge und Breite,  $f := 2\Omega \sin \varphi$  für den Coriolisparameter,  $a$  für den Erdradius und  $g$  für die Schwerebeschleunigung.

In den FW-Gleichungen (3.1), (3.2), (3.5) bzw. (3.6), (3.7), (3.8) werden keine Reibungs- und Feuchteprozesse und keine diabatische Anregung berücksichtigt. Es gibt auch keinen Ozean. Darüberhinaus ist die Dynamik ohne weitere Beschränkung der Allgemeinheit, kennt insbesondere Rossby und Schwerewellen.

## 3.2 Grundzustände

Normalmoden sind die Eigenlösungen eines linearen homogenen Differentialgleichungssystems. Um die Normalmoden der Flachwassergleichungen zu gewinnen, muß der lineare Anteil in bezug auf einen Grundzustand definiert werden.

### 3.2.1 Zonaler Grundzustand

Über den Zeitraum 1979-1995 gemittelte beliebige Variable  $f$  (hier nicht der Coriolis-Parameter) werden in einen nur von der Meridionalordinate abhängigen Grundzustand  $\bar{f}$ , und eine Abweichung  $f''$  aufgespalten, also  $f(\lambda, \varphi) = \bar{f}(\varphi) + f''(\lambda, \varphi)$ , mit

$$\bar{f}(\varphi) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f(\lambda, \varphi) d\lambda$$

Diese letztgenannten zweigestrichenen Größen beziehen sich exklusiv nur auf das Klimamittel  $f$ , für das die Differentialgleichungen als approximativ geltend angenommen werden. Bei zonalem Grundzustand wählen wir Torusgeometrie (Anhang 8.3) und die dimensionsbehafteten FW-Gleichungen (3.1), (3.2) und (3.5). Die Variablen  $u_j, v_j$  und  $p_j$  werden also wie oben  $f$  in einen von der Meridionalordinate abhängigen Grundzustand  $\bar{u}_j, \bar{v}_j$  und  $\bar{p}_j$  (Abb. 3.2) und eine Abweichung  $u_j'', v_j''$  und  $p_j''$  aufgespalten. Der Grundzustand gehorcht den folgenden räumlich eindimensionalen FW-Gleichungen (Schmidt und Unzicker, 1995) für die  $j$ -te Schicht, die durch Integration der FW-Gleichungen über die Länge  $\lambda$  gewonnen werden :

$$\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial t} + \frac{\bar{v}_j}{a} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial \varphi} - \left( f + \frac{\bar{u}_j \tan \varphi}{a} \right) \bar{v}_j$$

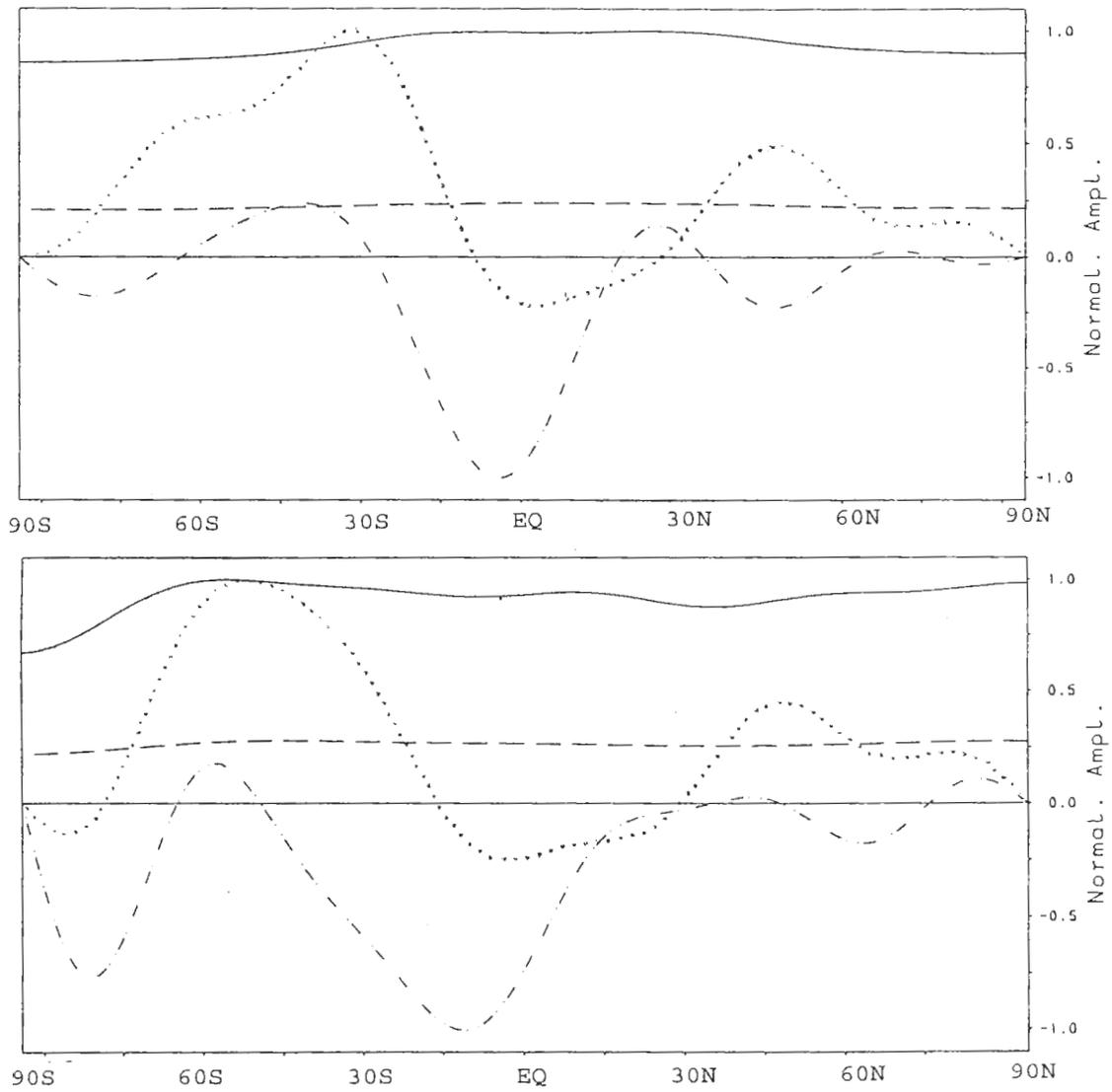


Abbildung 3.2: Die 17-jährigen klimatologischen zonalen Grundzustände der Schicht  $j=1$  (oben) und  $j=2$  (unten) für Juni, Juli and August. Hier sind  $\bar{p}_j(---)$ ,  $\overline{\exp(p_j)}(-)$ ,  $\bar{u}_j(\dots)$  und  $\bar{v}_j(-.-)$  für jedes der  $j=1,2$ .

$$= -\frac{\overline{u_j''}}{a \cos \varphi} \frac{\partial u_j''}{\partial \lambda} - \frac{\overline{v_j''}}{a} \frac{\partial u_j''}{\partial \varphi} + \frac{\overline{u_j'' \tan \varphi}}{a} v_j'' \quad (3.12)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial t} + \frac{\bar{v}_j}{a} \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial \varphi} + (f + \frac{\bar{u}_j \tan \varphi}{a}) \bar{u}_j + \frac{g}{a} \frac{\partial}{\partial \varphi} \sum_{i=0}^j \alpha_{ji} (\overline{\exp(\bar{p}_j + p_j'') + h_{j+1}}) \\ & = -\frac{\overline{u_j''}}{a \cos \varphi} \frac{\partial v_j''}{\partial \lambda} - \frac{\overline{v_j''}}{a} \frac{\partial v_j''}{\partial \varphi} - \frac{\overline{u_j'' \tan \varphi}}{a} u_j'' \end{aligned} \quad (3.13)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \bar{p}_j}{\partial t} + \frac{\bar{v}_j}{a} \frac{\partial \bar{p}_j}{\partial \varphi} + \frac{1}{a} \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial \varphi} - \frac{\bar{v}_j}{a} \tan \varphi \\ & = -\frac{\overline{u_j''}}{a \cos \varphi} \frac{\partial p_j''}{\partial \lambda} - \frac{\overline{v_j''}}{a} \frac{\partial p_j''}{\partial \varphi} \end{aligned} \quad (3.14)$$

Die *aktuellen* Variablen  $u$ ,  $v$  und  $p$  (z.B. eines bestimmten Monats eines ausgewählten Jahres) werden dann ebenfalls aufgespalten in diesen Grundzustand und eine *aktuelle* Störkomponente relativ zu ihm, also  $u_j = \bar{u}_j + u_j'$ ,  $v_j = \bar{v}_j + v_j'$  und  $p_j = \bar{p}_j + p_j'$ . Wenn dann die Grundzustandsgleichungen (3.12), (3.13) und (3.14) von den vollständigen FW-Gleichungen (3.1), (3.2) und (3.5) nach dieser Aufspaltung subtrahiert werden, wird das vollständige System, z.B. in Matrixschreibweise, für die Störungen erhalten:

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} u_j' \\ v_j' \\ p_j' \end{pmatrix}_k + A_{k,j} \begin{pmatrix} u_j' \\ v_j' \\ p_j' \end{pmatrix}_k = - \begin{pmatrix} n_{u,j} \\ n_{v,j} \\ n_{p,j} \end{pmatrix}_k \quad (3.15)$$

In dieser Gleichung ist  $A_{k,j}$  ein nur vom Grundzustand  $\bar{u}_j$ ,  $\bar{v}_j$  und  $\bar{p}_j$  abhängiger nichtdiagonaler Differentialoperator der Form:  $A_{k,j} :=$

$$i \begin{pmatrix} \frac{k \bar{u}_j}{a \cos \varphi} - i \bar{v}_j \frac{\partial}{a \partial \varphi} + i \bar{v}_j \frac{\tan \varphi}{a} & -i \left( \frac{\partial \bar{u}_j}{a \partial \varphi} - f - \bar{u}_j \frac{\tan \varphi}{a} \right) & k H_j \frac{g'}{a \cos \varphi} \\ -i f - 2i \bar{u}_j \frac{\tan \varphi}{a} & \frac{k \bar{u}_j}{a \cos \varphi} - i \frac{\bar{v}_j \partial}{a \partial \varphi} - i \frac{\partial \bar{v}_j}{a \partial \varphi} & -i g' \frac{\partial}{a \partial \varphi} (H_j \dots) \\ i \frac{k}{a \cos \varphi} & -i \left( \frac{\partial \bar{p}_j}{a \partial \varphi} + \frac{\partial}{a \partial \varphi} + \frac{\tan \varphi}{a} \right) & \frac{k \bar{u}_j}{a \cos \varphi} - i \bar{v}_j \frac{\partial}{a \partial \varphi} \end{pmatrix}_k \quad (3.16)$$

$k$  bezeichnet eine Wellenzahl in  $\lambda$ -Richtung entsprechend dem Ansatz (8.16), so daß für alle Felder  $w$  gilt  $\frac{\partial w}{\partial \lambda} = ikw$ .

Der Vektor des nichtlinearen Anteils ist definiert als

$$\begin{pmatrix} n_{u,j} \\ n_{v,j} \\ n_{p,j} \end{pmatrix}_k = \begin{pmatrix} -\frac{u_j''}{a \cos \varphi} \frac{\partial u_j'}{\partial \lambda} - \frac{v_j''}{a} \frac{\partial u_j'}{\partial \varphi} + \frac{u_j'' \tan \varphi}{a} v_j' + \frac{u_j'}{a \cos \varphi} \frac{\partial u_j'}{\partial \lambda} + \frac{v_j'}{a} \frac{\partial u_j'}{\partial \varphi} + \frac{u_j' \tan \varphi}{a} v_j' \frac{g_j'}{a \cos \varphi} \frac{\partial h_j'}{\partial \lambda} - \frac{g_j'}{a \cos \varphi} \frac{\partial(H_j p_j')}{\partial \lambda} + \frac{\rho_{j-1}}{\rho_j} F_{j-1}' \\ -\frac{u_j''}{a \cos \varphi} \frac{\partial v_j'}{\partial \lambda} - \frac{v_j''}{a} \frac{\partial v_j'}{\partial \varphi} - \frac{u_j'' \tan \varphi}{a} u_j' + \frac{u_j'}{a \cos \varphi} \frac{\partial v_j'}{\partial \lambda} + \frac{v_j'}{a} \frac{\partial v_j'}{\partial \varphi} + \frac{u_j' \tan \varphi}{a} u_j' + \frac{g_j'}{a} \frac{\partial h_j'}{\partial \varphi} - \frac{g_j'}{a} \frac{\partial(H_j p_j')}{\partial \varphi} + \frac{\rho_{j-1}}{\rho_j} G_{j-1}' \\ -\frac{u_j''}{a \cos \varphi} \frac{\partial p_j'}{\partial \lambda} - \frac{v_j''}{a} \frac{\partial p_j'}{\partial \varphi} + \frac{u_j'}{a \cos \varphi} \frac{\partial p_j'}{\partial \lambda} + \frac{v_j'}{a} \frac{\partial p_j'}{\partial \varphi} \end{pmatrix}_k \quad (3.17)$$

In (3.16) und (3.17) gilt  $H_j = \exp(\bar{p}_j)$  und  $h_j = \exp(p_j) + h_{j+1}$ , letzteres aufgespalten in Grundzustand und Störanteil,  $h_j = \bar{h}_j + h_j'$ .  $g_j' := g^{\frac{\rho_{j-1} - \rho_j}{\rho_j}}$ . In (3.17) gilt  $F_{j-1} = \bar{F}_{j-1} + F_{j-1}'$ , und eben  $G_{j-1} = \bar{G}_{j-1} + G_{j-1}'$ .

Die zonalen Mittel nichtlinearer Wechselwirkungen nichtzonaler Abweichungen des Klimamittels stehen jetzt insbesondere als Antriebe auf der rechten Seite, dazu alle nichtlinearen Komponenten der Schicht  $j$  und alle Komponenten  $F_{j-1}'$  und  $G_{j-1}'$  benachbarter Schichten. Alle  $j$  sind in der baroklinen Version oder iterativ alle  $j$  durch "Scannen" bei Festhalten schichtfremder Beiträge  $F_{j-1}'$  und  $G_{j-1}'$ .

### 3.2.2 $\lambda$ - und $\varphi$ - abhängiger Grundzustand

Bei  $\lambda$ - und  $\varphi$ - abhängigem Grundzustand wählen wir die FW-Gleichungen in der Form (3.6), (3.7) und (3.8). Dieses Gleichungssystem wird (z.B. wie bei Schmidt und Unzicker, 1995) skaliert und dimensionslos gemacht. Die über den Zeitraum 1979-1995 gemittelten Variablen  $\psi_j, \chi_j$  und  $p_j$  definieren den Grundzustand  $\bar{\psi}_j, \bar{\chi}_j$ , und  $\bar{p}_j$ . (-) meint hier also nicht Integration über  $\lambda$ . Abbildung 3.3 zeigt die Vektorfelder des Grundzustands, erhalten durch (8.11) und (8.12) von  $\bar{\psi}_j, \bar{\chi}_j$ , genauer die Stromlinien, modifiziert durch die

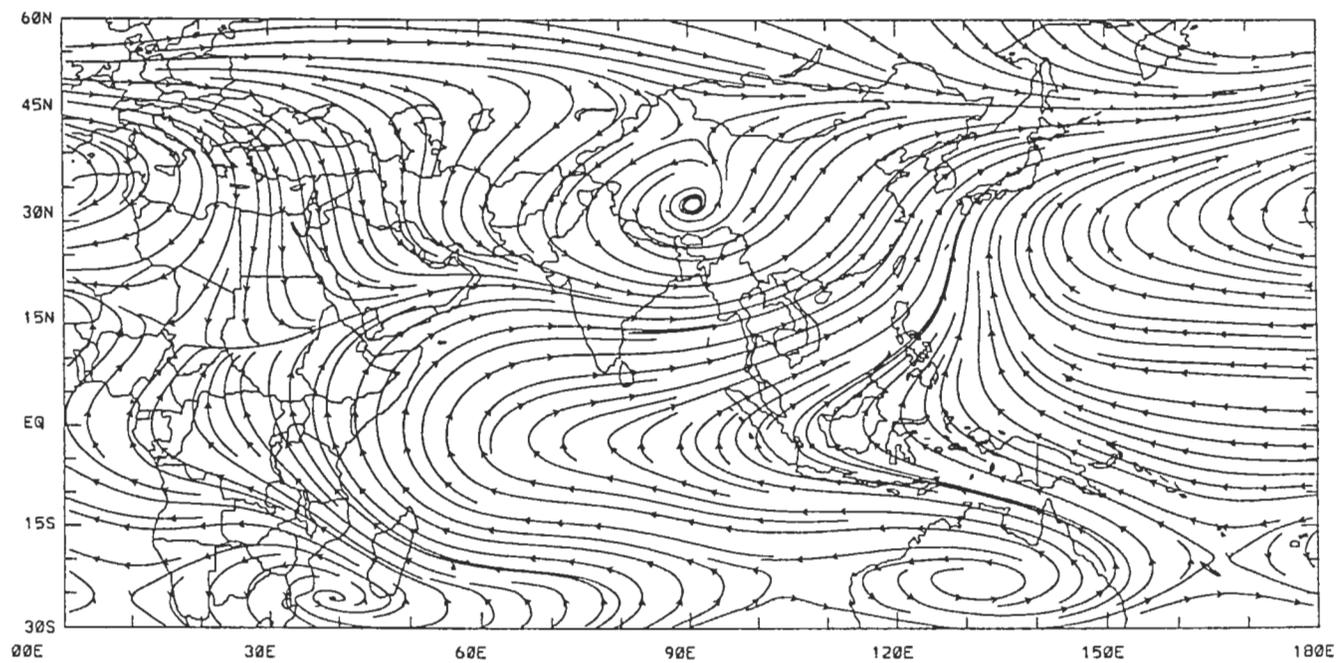
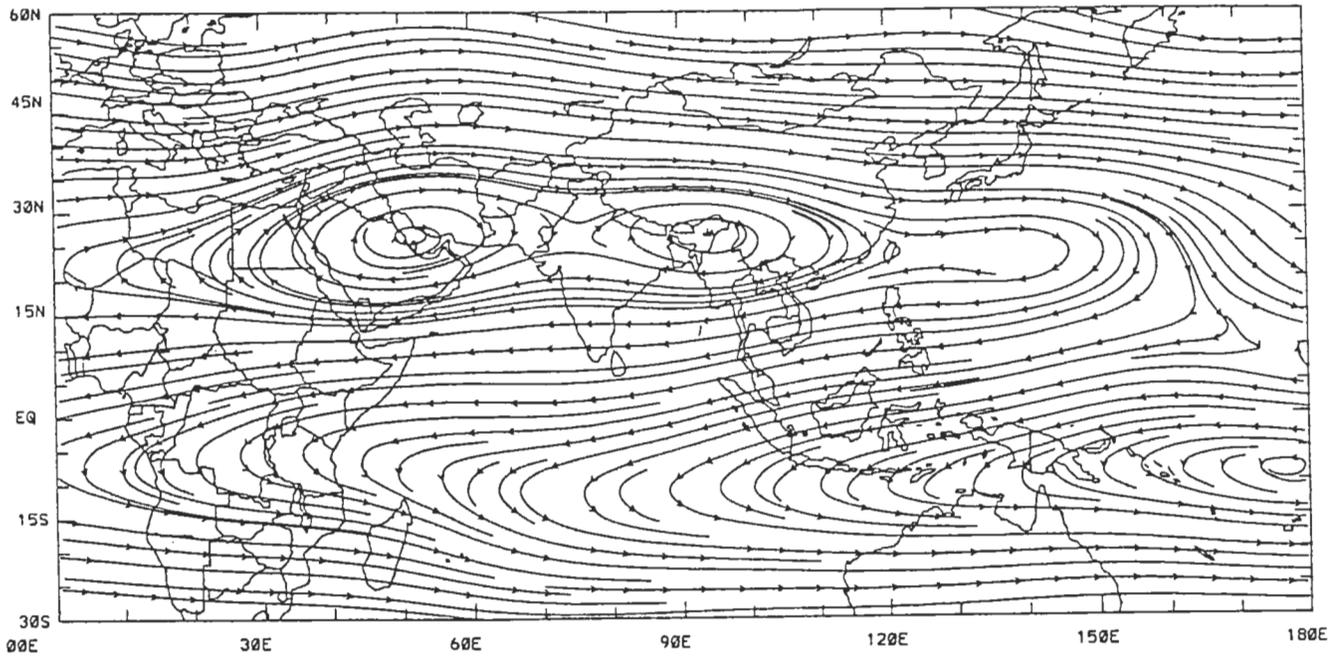


Abbildung 3.3: Die mittleren Stromfelder auf dem ersten (oben) und zweiten Dichteniveau (unten) in JJA zwischen 1979 und 1995.

divergente Komponente. Die aktuellen Variablen  $\psi_j, \chi_j$  und  $p_j$  werden wie in 3.2.1 in Grundzustand und Störanteil aufgespalten,  $\psi_j = \bar{\psi}_j + \psi'_j$ ,  $\chi_j = \bar{\chi}_j + \chi'_j$ ,  $p_j = \bar{p}_j + p'_j$ . Wenn die vollständigen FW-Gleichungen (3.6), (3.7) und (3.8) für den Grundzustand von denselben für die aktuellen Felder formulierten subtrahiert werden, wird das vollständige Gleichungssystem für die Störungen erhalten, z.B. in Matrixschreibweise:

$$\frac{\partial a_j}{\partial t} + A_j \cdot a_j = n_{a,j} \quad (3.18)$$

wobei  $a$ , hier symbolisch geschrieben als

$$a_j = (\psi'_j, \chi'_j, p'_j)^t, \quad (3.19)$$

sämtliche Komponenten der Entwicklungen (8.13) der Felder  $\psi'_j, \chi'_j, p'_j$  enthält. Die nur vom Grundzustand  $\bar{\psi}_j, \bar{\chi}_j$  und  $\bar{p}_j$  abhängige Matrix  $A$  ist dann rein reell und  $3 * (N + 1)^2$ -dimensional für jede Schicht  $j$ , aber nicht symmetrisch. Zur ihrer Bestimmung wird der  $i$ -te Einheitsvektor  $e_{i,j}$  (alle Komponenten sind 0, nur die der  $i$ -ten Stelle ist 1)

$$e_{i,j} = \begin{pmatrix} 0 \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ 0 \\ 1 \\ 0 \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.20)$$

definiert und mit ihm als Anfangsfeld,  $a_j = e_{i,j}$  des linearen Teilmodells (3.18) mit  $n_{a,j} = 0$  ein Zeitschritt gerechnet, so daß nach

$$\frac{\partial e_{i,j}}{\partial t} = -A_j \cdot e_{i,j} \quad (3.21)$$

die  $i$ -te Spalte von  $A_j$  erhalten wird. Hier wird also  $A$  numerisch im Modell berechnet. (Zum Erhalt von (3.16) wäre das auch möglich gewesen, dort wird  $A$  aber tatsächlich explizit ausgerechnet. Vgl. Hoskins und Karoly, 1981). Der Vektor der nichtlinearen Anteile wird analog zu (3.19) symbolisch als

$$n_{a,j} = (n_{\psi,j}, n_{\chi,j}, n_{p,j})^t \quad (3.22)$$

geschrieben.

### 3.3 Barotrope Normalmoden

Wir lösen das separierte Eigenwertproblem für nur die  $j$ -te Schicht und schreiben  $A := A_j$ , also  $At_m = id_m t_m$ , hier ist  $t_m$   $m$ -te Eigenvektor und  $d_m$  der  $m$ -te Eigenwert.  $T$  enthalte als Spalten die Eigenvektoren  $(t_1, \dots, t_L, \text{mit } L = \text{rg}A)$ ,  $T^{-1}$  ist die dazugehörige inverse Matrix,  $D$  sei die Diagonalmatrix der komplexen Eigenwerte,

$$\mathbf{D} = \begin{pmatrix} d_1 & 0 & \dots & \dots & 0 \\ 0 & d_2 & 0 & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \\ 0 & \dots & \dots & 0 & d_L \end{pmatrix}.$$

Wenn alle Eigenwerte der Matrix  $A$  distinkt sind <sup>1</sup>, dann erhält man (Wilkinson, 1965) zusammengesetzt zu Matrixform

$$AT = iTD. \quad (3.23)$$

Bei zonalem Grundzustand hat  $A$  Blockstruktur und (3.23) spaltet auf in separate Systeme für jede Wellenkomponente  $k$

$$T_k^{-1} A_k T_k = iD_k \quad (3.24)$$

Das war der Grund für die Mittelung über die Länge in 3.2.1. Wegen der formalen Gleichheit dieser Gleichungen mit und ohne  $\lambda$ -Abhängigkeit des Grundzustandes verzichten wir in Zukunft auf den Index  $k$ , es sei denn, wir wollen speziell auf den zonalen Grundzustand hinweisen.

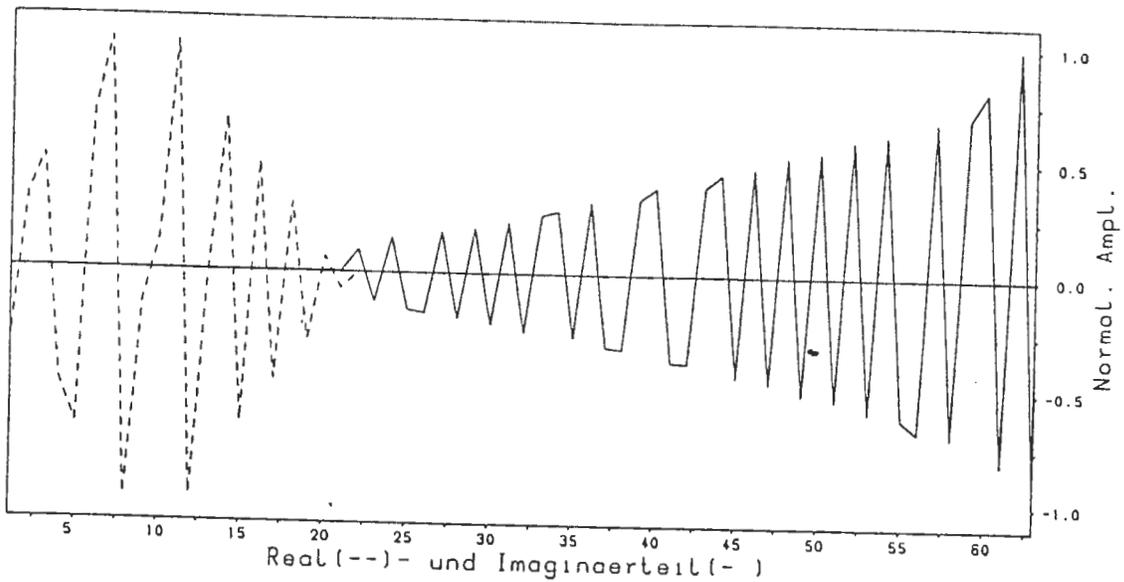
Bei zonalem Grundzustand gibt es  $L = 3 * (2N + 1)$  Eigenwerte für jede zonale Wellenzahl  $k$ . Alle Wellenzahl  $k$  gesammelt ist der Freiheitsgrad entsprechend  $L = 3 * (2N + 1)^2$ . Wie man sich leicht klarmacht, dem aus (3.15) bzw. (3.18) entstandenen diagonalisierten und linearisierten System (3.30) vorgreifend, lautet die Gleichung für eine skalare Komponente

$$\frac{\partial b_l}{\partial t} + id_l b_l = 0, \quad l \in \{1, 2, \dots, L\}, \quad (3.25)$$

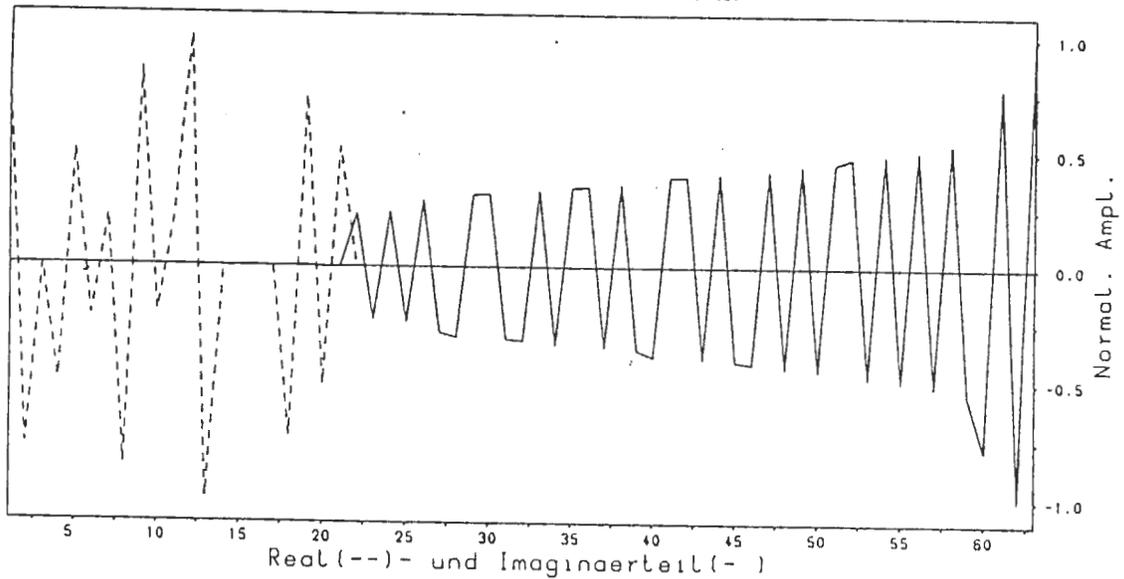
und es bezeichnet wegen der Lösung

$$b_l = (b_{0,j} \exp(\text{Im}(d_l) \cdot t)) \exp(-i \text{Re}(d_l) \cdot t), \quad (3.26)$$

$\text{Im}(d_l)$  die Wachstumsrate und  $\text{Re}(d_l)$  die Frequenz jedes Eigenwertes.



•17(-.73E+04,0.73E+04), •111-.33E+03,0.33E+03)



•17(-.25E+05,0.25E+05), •111-.27E+03,0.27E+03)

Abbildung 3.4: Eine Verteilung der Phasengeschwindigkeiten (durchgezogene Linie) und der Wachstumsraten (gestrichelt) für die zonale Wellenzahl  $k = 1$  (oben) und  $k = 10$  (unten) der zweiten Schicht bei zonalem Grundzustand mit dem Abhackgrad  $n=10$  nach der wachsenden Phasengeschwindigkeit geordnet. Die Abszisse zeigt die Modenzahl.

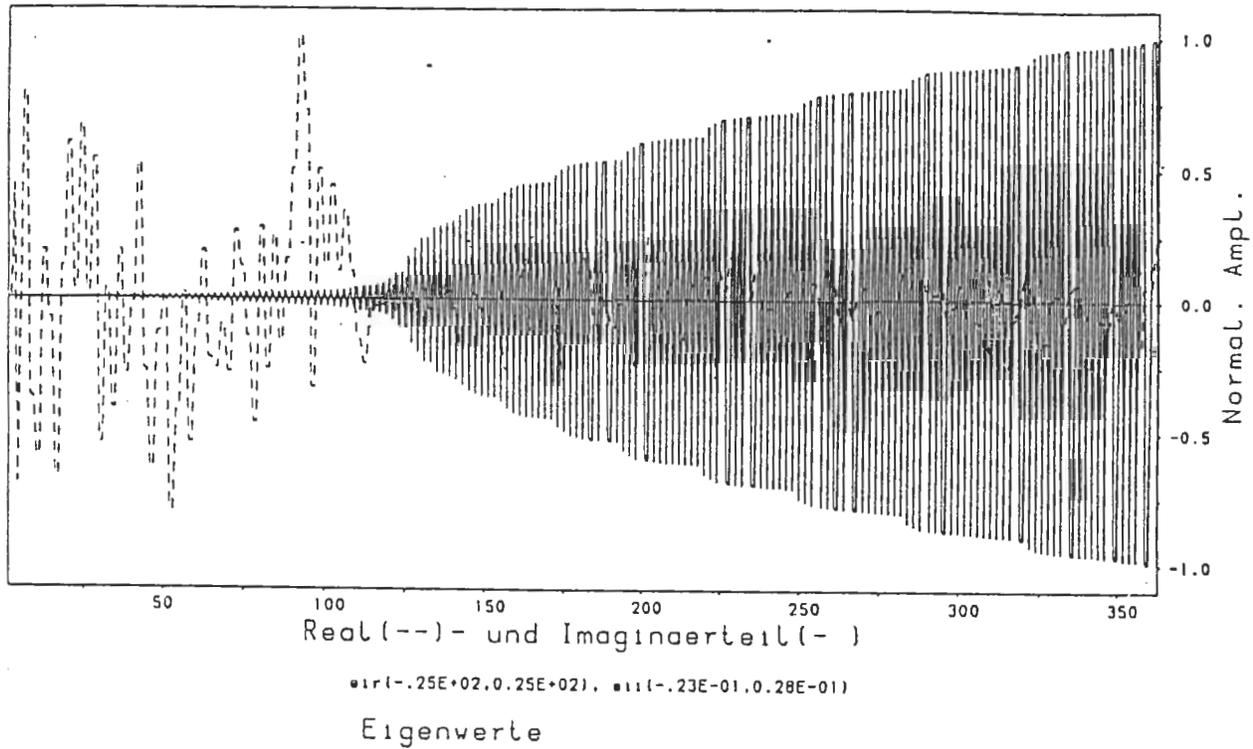


Abbildung 3.5: Eine Verteilung der Phasengeschwindigkeiten (durchgezogene Linie) und der Wachstumsraten (gestrichelt) der zweiten Schicht bei  $\lambda$ - und  $\varphi$ -abhängigem Grundzustand mit dem Abhackgrad  $N=10$ , nach der wachsenden Phasengeschwindigkeit geordnet.

Abbildung 3.4 zeigt typische Spektren von Eigenschwingungen für die zonale Wellenzahl  $k = 1$  bzw.  $k = 10$  bei zonalem Grundzustand mit dem Abhackgrad  $n=10$ . Abbildung 3.5 zeigt das Spektrum von Eigenschwingungen bei  $\lambda$ - und  $\varphi$ -abhängigem Grundzustand mit dem Abhackgrad  $N=10$ . Alle Spektren sind von links nach rechts nach steigender Frequenz geordnet (durchgezogene Linien). Außerdem erkennt man die instabilen Moden an großen Wachstumsraten (gestrichelt). Die langsamsten Moden sind die physikalisch interessantesten, da instabilsten. Tatsächlich werden entsprechende Zustände nicht unbegrenzt wachsen, da die nichtlinearen Terme bei größeren Amplituden dämpfend wirken. Bei Moden spezieller Frequenz denken wir an die übliche physikalische Bedeutung charakteristischer Schwingungen.

Schreiben wir analog zu (3.19) auch den Vektor in (3.15) ohne Wellenzahlindizes  $k$  und beide ohne Schicht-Indizes  $j$

$$a = (u', v', p')^t \quad \text{bzw.} \quad a = (\psi', \chi', p')^t \quad (3.27)$$

und definieren allgemein

$$T^{-1}a =: b = (X, Y, Z)^t, \quad (3.28)$$

$$T^{-1}n_a =: m = (N_X, N_Y, N_Z)^t, \quad (3.29)$$

dann erhalten wir durch Multiplikation der Gleichungen (3.15) bzw. (3.18) mit  $T^{-1}$  von links die diagonalisierten FW-Gleichungen

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \end{pmatrix} + iD \begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} N_X \\ N_Y \\ N_Z \end{pmatrix} \quad (3.30)$$

Statt einfach  $b=T^{-1}a$ ,  $m = T^{-1}n_a$  und  $\frac{\partial b}{\partial t} + iDb = m$  zu schreiben, wählen wir die Formulierungen (3.28) bis (3.30), um an klassische Verhältnisse bei einem Grundzustand der Ruhe mit einem Drittel langsamen Rossby- und zwei Dritteln schnellen Schweremoden anzuknüpfen.

Aus (3.28) ergibt sich übrigens nach

$$a = Tb = \sum_{l=1}^L b_l t_l$$

---

<sup>1</sup>Bei den Situationen mit nichtdistinkten Eigenwerten vgl. Kommentare zu Veröffentlichung von Schmidt und Unzicker (1995).

eine Basisdarstellung des Zustands-Störvektor  $a$  bezüglich der Eigenvektoren  $t_l$ . Das erste Drittel der Entwicklungskoeffizienten  $b_l = x_l$  sind dabei die langsamsten und meteorologisch interessantesten.

### 3.4 Barotrope nichtlineare Normalmodeninitialisierung

Analog zum Ansatz bei einem Grundzustand der Ruhe ( $\bar{u} = 0, \bar{v} = 0$  und  $\bar{h} = \text{konst.}$ ) wird bei der nichtlinearen Normalmodeninitialisierung (NNMI) die zeitliche Tendenz der schnellsten zwei Drittel der Normalmoden null gesetzt. Bei zonalem wie auch  $\lambda$ - und  $\varphi$ -abhängigem Grundzustand sind langsame und schnelle Moden bekanntlich nicht mehr reine Rossby- bzw. Schwerewellenmoden (Leith, 1980). Dennoch kann man in Abbildung 3.4 und 3.5 deutlich ein langsames von zwei schnelleren Dritteln der Moden unterscheiden. Wir setzen also

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} Y \\ Z \end{pmatrix} = 0 \quad (3.31)$$

Dieses in (3.30) eingesetzt ergibt ein nichtlineares Gleichungssystem, das durch Iteration gelöst wird. Diese Iteration beginnt mit der langsamen Komponente  $(X_0, 0, 0)$ , eines gemessenen Zustandes (entsprechend der Projektion "R<sub>D</sub>" des Datenpunktes "D" auf die, hier nicht "Rossby-" sondern nur noch "langsame", Abszissen-Achse in Abbildung 1.9). Beim ersten Iterationsschritt  $s = 1$  erhält man

$$Y_1 = -iD_Y^{-1}N_Y(X_0, 0, 0) \quad (3.32)$$

und die analoge Z-Komponente.

Unter Einsatz von  $T$  und  $T^{-1}$  werden  $(N_{Y1}, N_{Z1})$  aus  $(X_0, Y_1, Z_1)$  berechnet. Diese Prozedur wiederholt man für den  $s$ -ten Iterationsschritt bis zur Konvergenz, wobei immer gilt:

$$Y_s = -iD_Y^{-1}N_Y(X_0, Y_{s-1}, Z_{s-1}) \quad (3.33)$$

und analog für  $Z_s$ . Hier ist  $D_Y^{-1}$  die zu  $D_Y$  gehörige inverse diagonale Matrix. Konvergenzprobleme der Iteration erhält man gerade dann, wenn der nichtlineare Anteil nicht mehr klein gegenüber dem linearen Anteil ist, d.h., falls entweder die Beträge der Eigenwerte  $|D_Y|$  zu klein sind, oder der nichtlineare Wechselwirkungen und solche mit der Orographie enthaltende Antrieb  $n_a$  (z.B. durch letztere) zu groß.

Folgend heben wir das Besondere an unserem Vorgehen hervor:

- Durch die Transformation (3.4) mit Folge (3.5) existiert ein festes Gebirge, das nicht teilweise durchströmt wird bzw. nicht nur durch Divergenz- und Vorticityeffekte repräsentiert wird (wie in anderen NMAen).
- Prognosemodelle kennen nur NNMIen beim Grundzustand der Ruhe ( $\bar{u} = \bar{v} = 0$ ,  $\bar{h} = \text{konst.}$ ). Die hier präsentierten Grundzustände sind zonal (Abb. 3.2) bzw.  $\lambda$ - und  $\varphi$ -abhängig (Abb. 3.3).
- Durch die nichtlineare Balancierung aktueller Zustände (z.B. ausgewählter Monate einzelner Jahre) auf der Basis der oben definierten nicht-trivialen Grundzustände aus dem 17-jährigen Klimamittel werden typische (langsame) dynamische Lösungen des FW-Modells erhalten (vgl. dazu die Diskussion in Schmidt (2000), insbesondere auch die zu (2.7) dort).

## 3.5 Baroklinität

Das Modell ist baroklin. Hier wurde aber nur beschrieben, wie für barotrope Teilbereich unter Festhalten der Information benachbarter Schichten Normalmoden definiert und eine NNMI angesetzt wird.

Die Schichten sind gekoppelt, wenn die andere Schicht mitschwingen kann oder wenn sie 'festgehalten' wird so wie die oberste, die immer 'geostrophisch festgehalten' ist, passiv ist. Zirkulation ist repräsentiert in Form von Tendenzen der Höhen der Schichtberandungen, kontrolliert durch Divergenz- und Vorticityfeld. Im Rahmen der NNMI wird "auf der Stelle" integriert, d.h. durch Iteration zu festem Zeitpunkt. Das ermöglicht sogar, die Aspekte einzelner Schichten bei Berandungen durch die benachbarten in gesonderten NNMIen zu behandeln und von unten nach oben durch die Schichten laufend

("skanned") neue Randbedingungen vorzufinden (mit der gerade durch NNMI korrigierten, "*justupdated*" unteren). Der Sinn davon ist eine Reduktion von Speicheraufwand und Rechenzeit. Es wird vermieden, das Verbundsystem aller Schichten behandeln zu müssen.

Im Rahmen der Normalmodeninitialisierung werden nacheinander die verschiedenen Schichten  $j$  separat behandelt, d.h. die rechte nur von der Geschwindigkeit der Schicht  $j-1$  abhängige Seite jeder der Bewegungsgleichungen bei der Iteration konstant gehalten sowie in der Kontinuitätsgleichung  $h_{j+1}$ . Wie auch immer, die Eigenvektoren beider Schichten bieten eine Basis, bezüglich der die NNMI vorgenommen wird, d.h. eine Lösung des Modells für einen aktuellen Zustand (i.a. ungleich dem Grundzustands-'Klima') gefunden wird. Nochmals betont, das geschieht iterativ: für untere Schicht wird die Lösung (-sanomalie gegenüber dem Grundzustand) bei Randbedingungen bzw. Antrieb durch die noch unmodifizierte Anomalie der oberen Schicht gefunden. Mit dieser neuen Lösung für die Anomalie unten als Antrieb und den Daten für die passive Schicht ganz oben wird die Balancierung für die obere dynamische Schicht vorgenommen usw.. Das Resultat der Anomalie wird schließlich für sinnvolle Modengruppen (bezogen auf die Frequenzen der Basen) diskutiert.

# Kapitel 4

## Die Normalmodenanalyse und -balancierung bei zonalem Grundzustand: El Niño und Zirkulationsanomalien des asiatischen Sommermonsuns

Wir suchen durch NMA und NNMI bei hier zonalem Grundzustand nach Zusammenhängen von El Niño, vermuteten SST-Anomalien (charakterisiert durch Divergenz- und Vorticityfelder) und Zirkulationsstrukturen des asiatischen Sommermonsuns, insbesondere in zwei Richtungen

1) nach Beziehungen von El Niño und La Niña (repräsentiert durch die typischen Jahre 1987 bzw. 1988 entsprechend der WMO-Klassifizierung, 1992), Walker-Zirkulation und Divergenzstruktur in den Tropen und

2) nach dem Auftreten meridionaler Wellenzüge der Vorticity in Konsistenz mit Strukturen in den Tropen, im Bereich des subtropischen asiatischen Sommermonsuns und auf der Südhemisphäre.

Eine schärfere Formulierung durch Angabe kausaler Ketten erscheint einerseits aufgrund der Untersuchungsmethode, die auf jegliche Statistik und auf Variationen der Modellstruktur und der repräsentierten physikalischen Pro-

zesse verzichtet, und andererseits angesichts der komplexen Rückkoppelungen als unangebracht.

## 4.1 Experimente

Wegen der elementaren Berechnung (Doppelfourier- gegenüber Kugelflächenfunktionen) werden Einbettungen der Sphäre in den Torus hier durchgeführt (siehe Anhang). Außerdem sind die Rechnungen am Torus schneller. Da aber Probleme an den Polen auf elegante Weise nicht eliminiert werden können, erfolgt dann doch nur ein beschränkter Einsatz.

Entsprechend Kapitel 3 sind dabei Grundlage der Untersuchung das FW-Modell (3.1), (3.2), (3.5) und hier der nach Integration über die geographische Länge eines 17-jährigen Sommer-Klimamittels erhaltene (d.h. zonalgemittelte) Grundzustand (Abb. 3.2; Monate JJA, Jahre 1979-1995). Modell und Grundzustand definieren die Normalmoden (Abb. 3.3), die wegen der Zonalität von letzterem in unabhängige Familien zerfallen, eine für jede zonale Wellenzahl  $k$ . Wegen der Entwicklung des Grundzustandes in eine bei  $n = 10$  abgehackte Fourierreihe gibt es  $3 * (2N + 1) = 63$  Normalmoden zu jedem  $k$ .

Bezüglich dieser Basis (oder: projiziert auf diese Basis) werden unterschiedliche "aktuelle" Zustände oder Anomalien von ihnen relativ zum Grundzustand (die Störungen) diskutiert und zwar

(1) das 17-jährige Sommermittel selbst, aber in seiner vollen Längen- und Breitenabhängigkeit (Abb. 3.3);

(2) das Sommermittel des El Niño-Jahres 1987 (Abb. 4.1) und seine Abweichungen von (1) oder Anomalien (Abb. 4.2);

(3) das Sommermittel des La Niña-Jahres 1988 (Abb. 4.3) mit den Anomalien in Abbildung 4.4.

Um es noch deutlicher zu sagen: Auch die Felder der aktuellen Zustände werden in Fourierreihen (8.16) mit dem Abhackgrad  $N=10$  entwickelt (wir sprechen von Q10) und ihre Störkomponenten (d.h. Abweichungen vom Grundzustand; entsprechend "D" in Abbildung 1.9, hier nur für einen allgemeineren

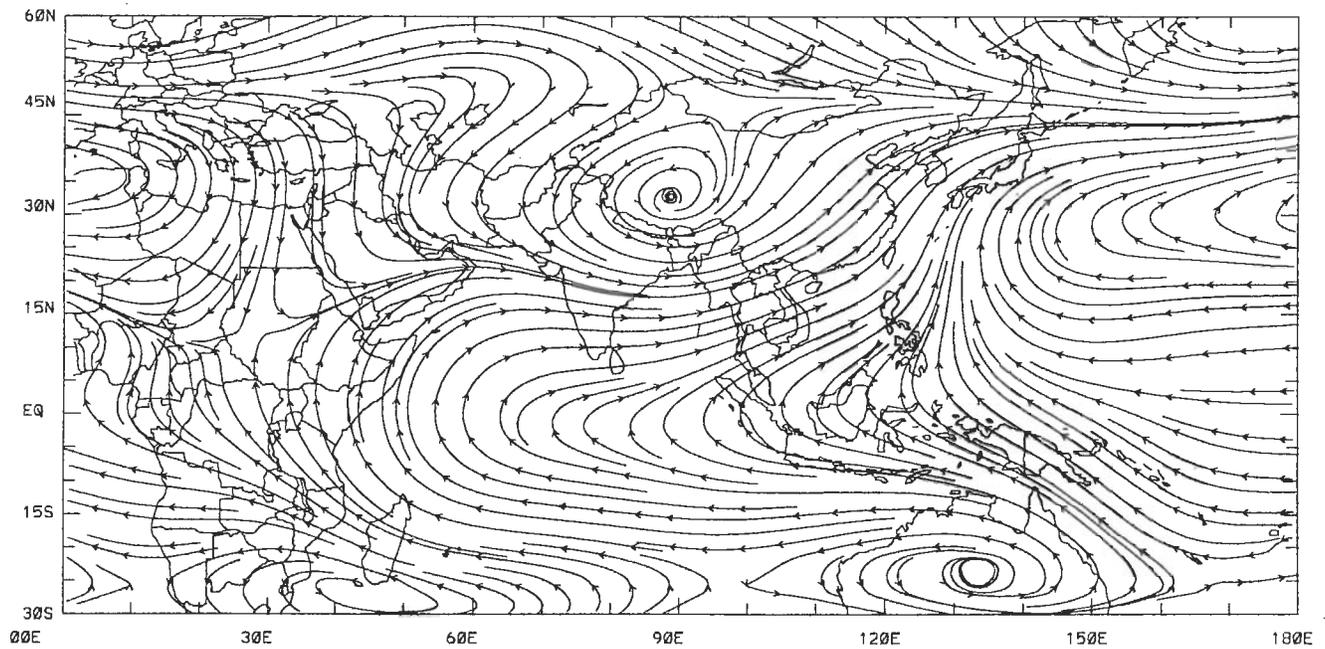
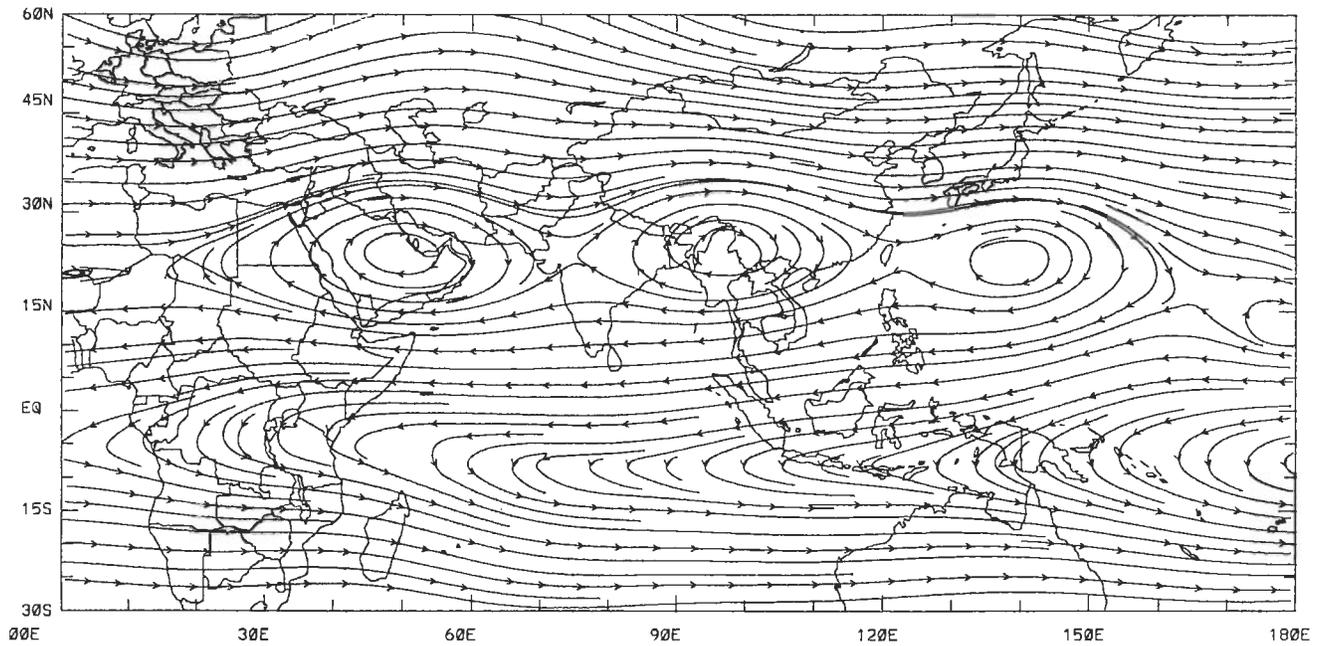


Abbildung 4.1: Die in Fourierreihen (8.16) mit dem Abhackgrad  $N=10$  entwickelten Stromfelder im Sommer (Juni, Juli und August) 1987 auf dem Dichteniveau  $0.33 \cdot \rho_{00}$  (oben) und auf dem Dichteniveau  $0.78 \cdot \rho_{00}$  (unten).

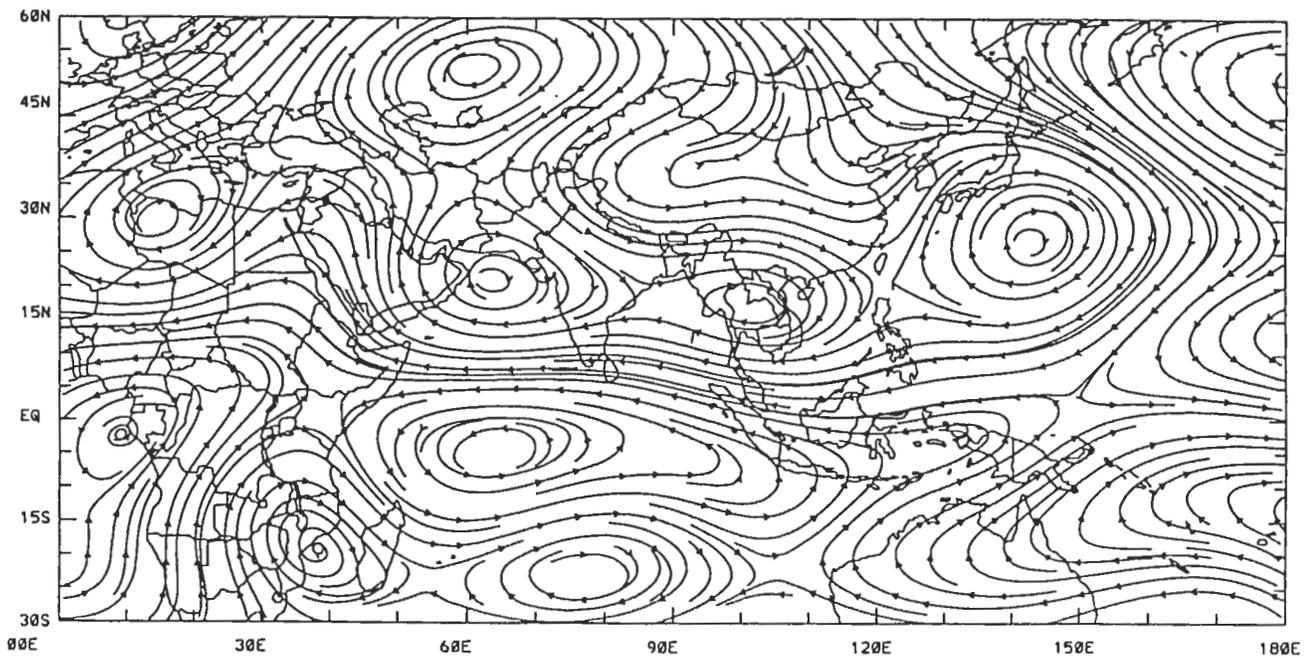
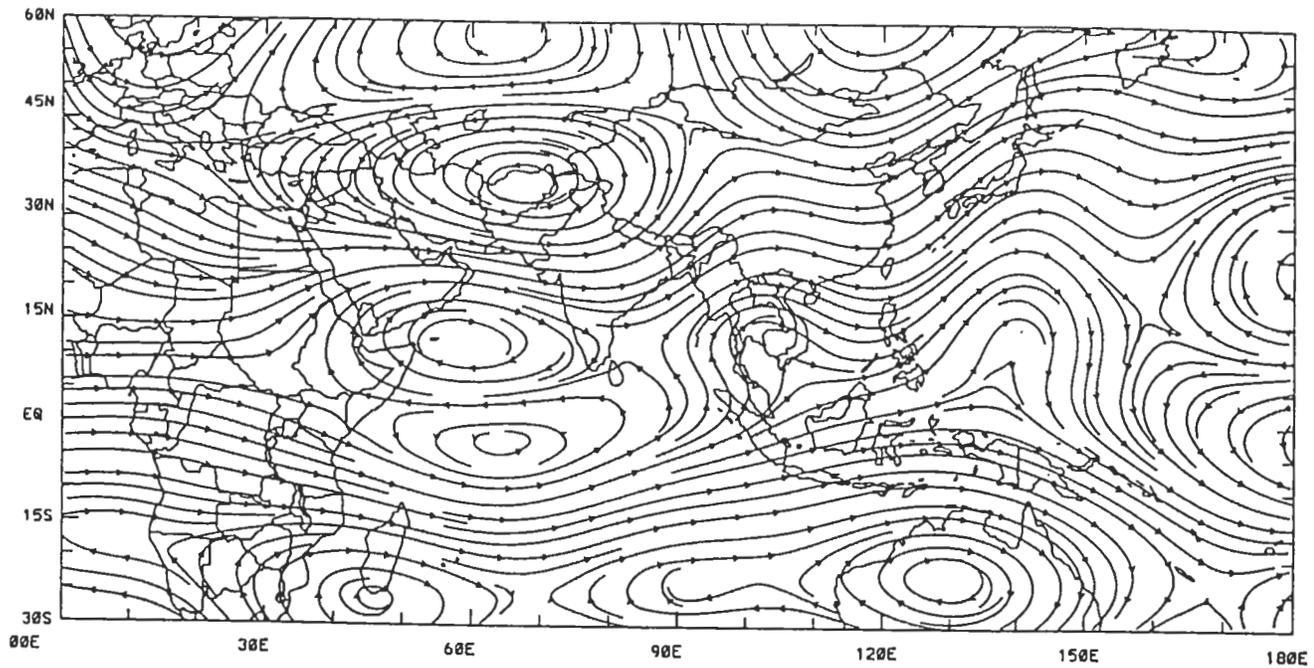


Abbildung 4.2: Die in Fourierreihen (8.16) mit dem Abhackgrad  $N=10$  entwickelten Felder der Stromanomalien im Sommer (Juni, Juli und August) 1987 relativ zum 17-jährigen Klimamittel (Abb. 3.3) auf dem Dichtenniveau  $0.33 \cdot \rho_{00}$  (oben) und auf dem Dichtenniveau  $0.78 \cdot \rho_{00}$  (unten).

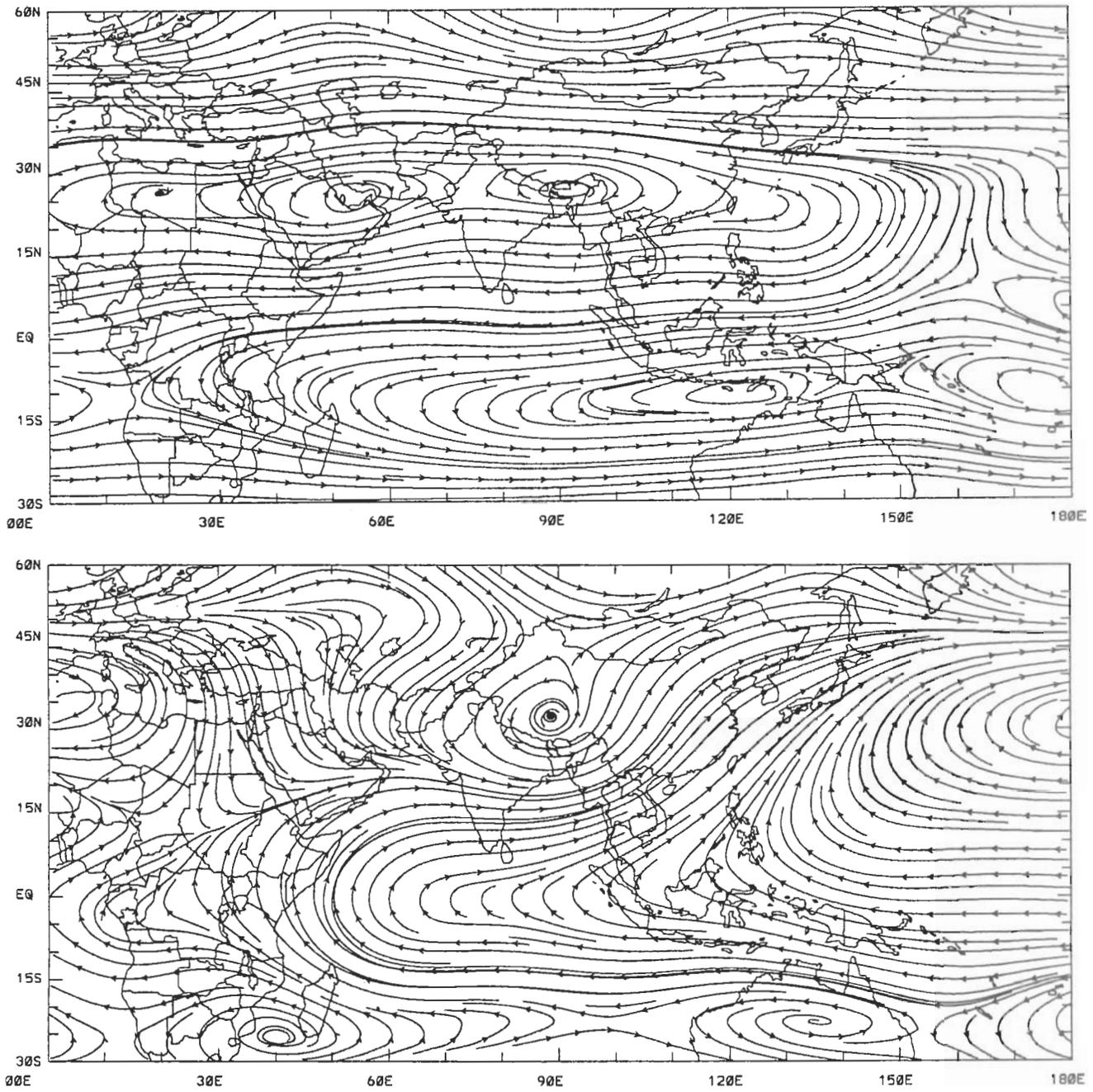


Abbildung 4.3: Die in Fourierreihen (8.16) mit dem Abhackgrad  $N=10$  entwickelten Stromfelder im Sommer (Juni, Juli und August) 1988 auf dem Dichteniveau  $0.33 \cdot \rho_{00}$  (oben) und auf dem Dichteniveau  $0.78 \cdot \rho_{00}$  (unten).

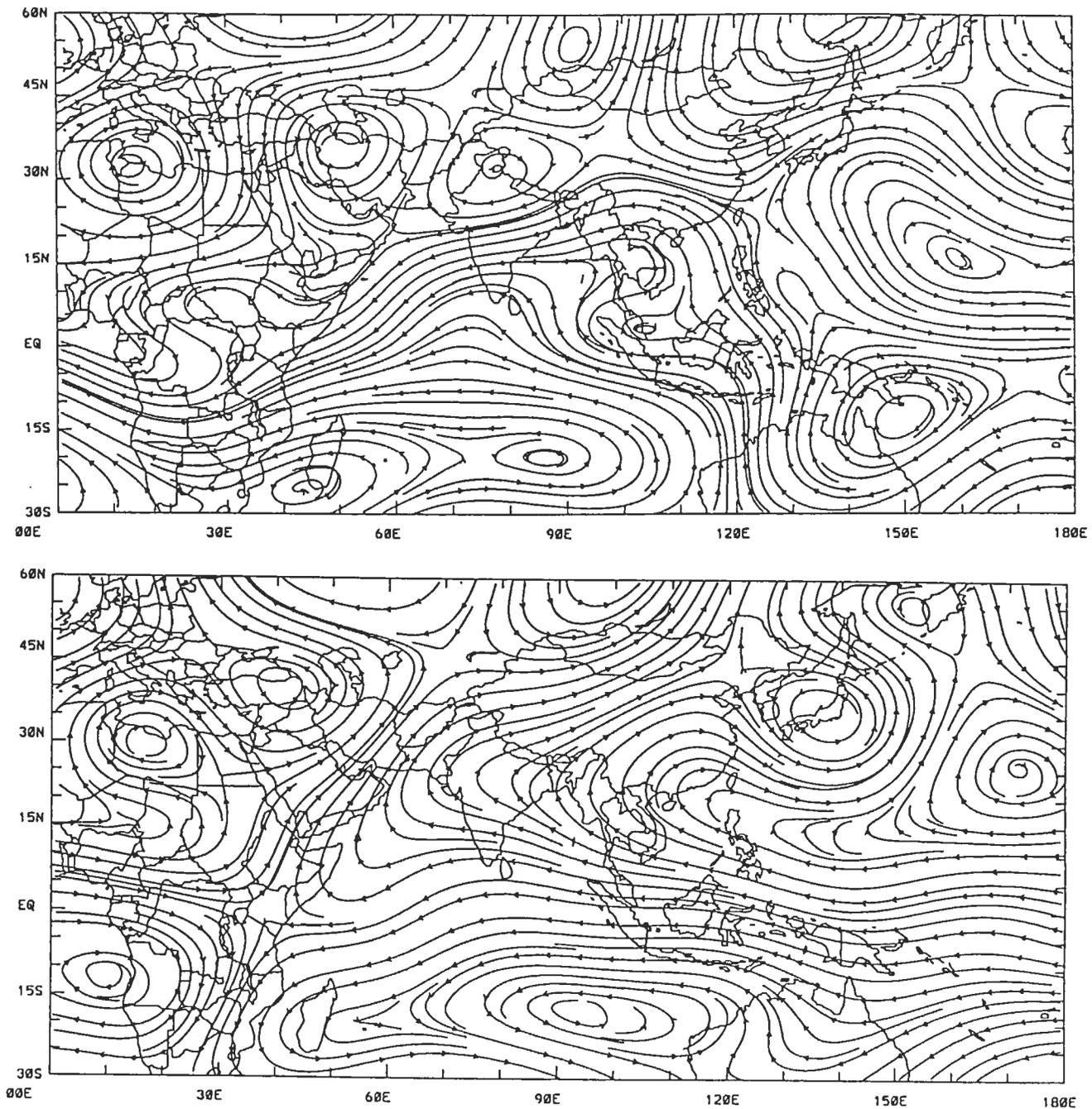


Abbildung 4.4: Die in Fourierreihen (8.16) mit dem Abhackgrad  $n=10$  entwickelten Felder der Stromanomalien im Sommer (Juni, Juli und August) 1988 relativ zum 17-jährigen Klimamittel (Abb. 3.2) auf dem Dichteniveau  $0.33 \cdot \rho_{00}$  (oben) und auf dem Dichteniveau  $0.78 \cdot \rho_{00}$  (unten).

Grundzustand) auf die NMen (Koordinaten des Phasenraums) projiziert.

Für alle Versuche, in denen aktuelle dynamische Lösungen des Modells durch NNMI errechnet werden (entsprechend " $M_D$ " in Abbildung 1.9), startet die dazugehörige Iteration mit den Komponenten 1 bis 21 des langsamsten Drittels der Normalmoden (entsprechend " $R_D$ " in Abbildung 1.9) und ist hinreichend konvergent nach vier Iterationsschritten.

Nach Darstellung der Sommermonsunstrukturen für 1987 und 1988 werden dann wie oben erwähnt tropisch-zonale und ostasiatisch (oder indisch)-meridionale Beziehungen untersucht.

## 4.2 Zu den Anomalien in den Tropen von Walker- und Monsunzirkulation

Abbildung 4.5 zeigt die Vektorfelder verschiedener Schichten der Differenz  $D - M_D$  zwischen dem aktuellen Feld (1,  $D$ +zonaler Grundzustand) und seiner Projektion auf die Menge der Lösungen des FW-Modells (nach viermaliger Iteration bei der NNMI, = $M_D$ + zonaler Grundzustand, alle Felder bei Abhackung Q10), zeigt also die Restkomponente, die nicht durch das dynamische Modell beschrieben wird: die Komponente aufgrund diabatischer Prozesse, der Feuchte- und Reibungsprozesse, der Ozeanströmung u.a.. Da andererseits die Daten insbesondere des aktuellen Feldes (1) balancierte vom ECHAM sind, sind diese Daten und damit auch die Restkomponente weitgehend befreit von Meß und Interpolationsfehlern.

Oben liegt der stärkste Divergenzbereich über Indonesien. Von dort fließen Ströme südwestwärts in einen Konvergenzbereich im südwestlichen Indischen Ozean und westwärts in einen Konvergenzbereich über der arabischen Halbinsel und schließlich mit einer ostwärtigen Komponente in einen Konvergenzbereich im tropischen Ostpazifik. Unten liegen im wesentlichen umgekehrt ein Konvergenzbereich über Indonesien, und über Arabien-Afrika und dem Ostpazifik Divergenzbereiche. Die tropischen Anteile dieser Strömungen subsumieren wir unter dem Begriff Walker-Zirkulation mit zwei Zellen, einer kleineren über dem indischen Ozean und einer größeren pazifischen, die sich in dem starken Aufsteigen über Indonesien, dem "maritimen Kontinent" oder

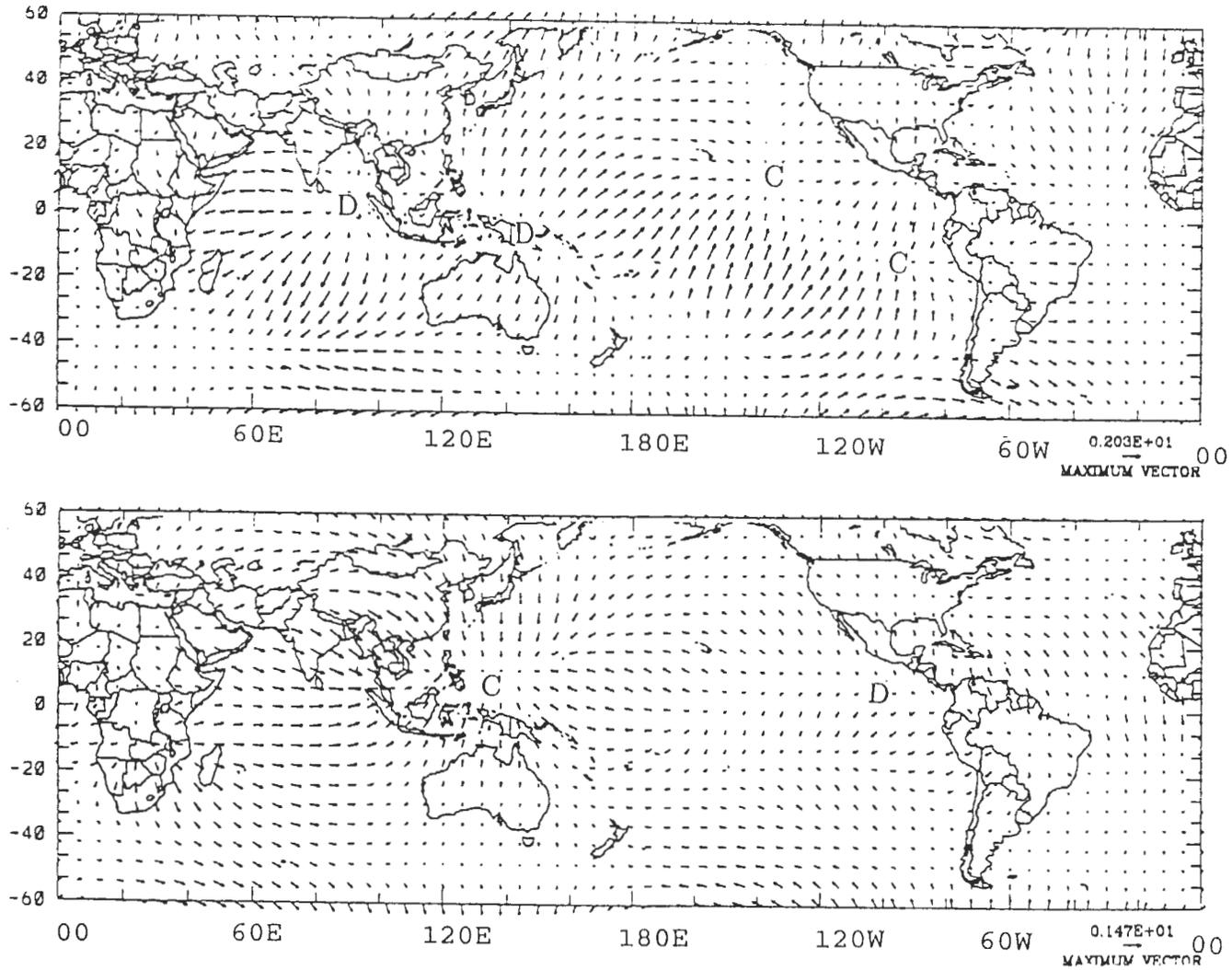


Abbildung 4.5: Die Vektorfelder der diabatischen Restkomponente, d.i. der Differenz zwischen dem aktuellen Feld (1) und seiner Projektion auf die Menge der Lösungen des FW-Modells (nach viermaliger Iteration bei der NNMI), das ist also für das 17-jährige Sommermittel 1979-1995 auf dem Dichteniveau  $0.33 \cdot \rho_{00}$  (oben) und  $0.78 \cdot \rho_{00}$  (unten). D und C bezeichnen Divergenz- und Konvergenzzentren. Alle Felder sind in Q10-Auflösung.

”Wärmeteich”, verbinden. Es sei hier noch einmal betont: Das ist eine typische Eigenschaft des 17-jährigen Klimamittels. Und es ist ebenso plausibel, die Wärmeanomalie über Indonesien als Antrieb für die Walker-Zirkulation zu sehen, wie die Tropen überhaupt Antrieb für die allgemeine atmosphärische Zirkulation sind.

Wie wirken sich das El-Niño-Ereignis in 1987 und das La Niña-Ereignis in 1988 auf die Walker-Zirkulation und den asiatischen tropischen Sommermonsun aus? Für das El Niño-Ereignis 1987, d. h. den aktuellen Zustand (2), und das La Niña-Ereignis 1988, d.h. den aktuellen Zustand (3), zeigen die Restkomponenten wiederum Walker-Zirkulationen in diesen beiden Jahren (Abb. 4.6a und Abb. 4.7a), gegenüber (1) abgeschwächt für (2) und verstärkt für (3). Das zeigen deutlich die Abbildungen 4.6b bzw. 4.7b. Bei (2) ist die ganze pazifische Zelle enger und mehr in die Mitte des westlichen Pazifik verschoben mit entsprechenden Konsequenzen für das *tropische* asiatische Monsungehen nördlich von Indonesien (schwächer, weniger Regen). Wegen der umgekehrten Diagnose für (3) wird insbesondere der tropische Bereich der Abbildungen 1.5 mit ihrer Aussage zur Regenmenge in Ostasien plausibel. Diese durch NNMI herausgefundenen Anomalien der Walker-Zirkulation im El-Niño-Jahr und im La Niña-Jahr stimmen mit der Darstellung in Abbildung 1.3 (Webster, 1987) überein.

Zusammengefaßt: Wir vermuten einen starken Einfluß der Walker-Zirkulation für den tropischen Monsun in Asien, deren diabatische Prozesse und Ozeandynamik ihren Ausdruck in El Niño- und La Niña finden: ein an die Wärmequelle Indonesien gekoppelter Schwingkreis (mit weiteren mehr oder weniger unabhängigen Antrieben).

### 4.3 Wechselwirkung von Tropen und Extratropen

Abbildung 4.8 zeigt die Vorticitydifferenz der Zustände (3) und (2), d.i. der Jahre 1988 und 1987, für das langsamste Drittel 1 bis 21 der Moden aller zonalen Wellenzahlen  $k$  von Perioden länger als ungefähr drei Tage. Diese Komponenten sind sowohl Teil der Daten als auch der Projektion auf die Lösungen

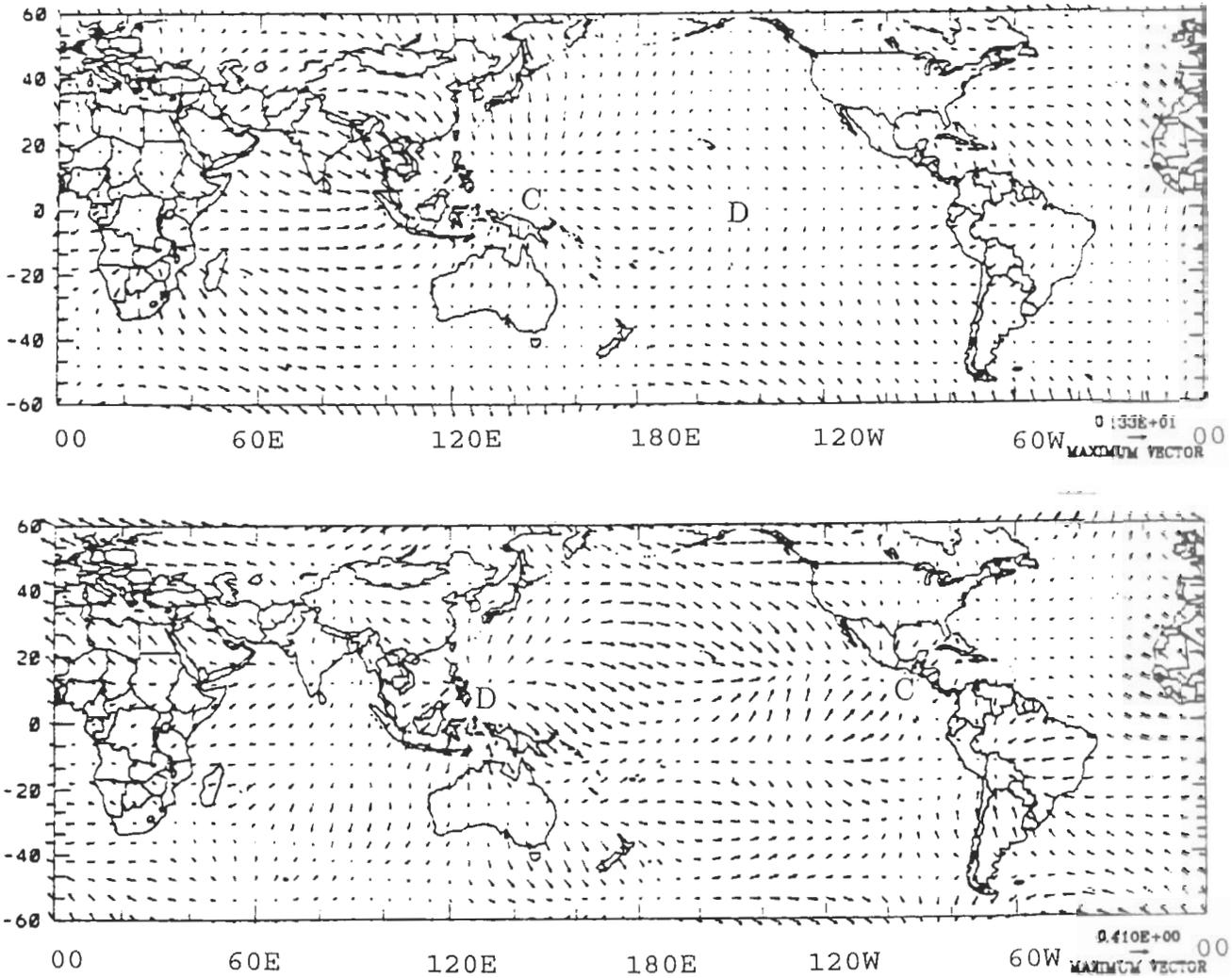


Abbildung 4.6: a) Das Vektorfeld der diabatischen Restkomponente, d.i. der Differenz zwischen dem aktuellen Feld (2) und seiner Projektion auf die Menge der Lösungen des FW-Modells (nach viermaliger Iteration bei der NNMI), aber für das El Niño-Jahr 1987 auf dem Dichtenniveau  $0.78 \cdot \rho_{00}$  (oben); b) Die Differenz zwischen diesem Vektorfeld in a) und dem entsprechenden Klimamittel (von Abb. 4.5b) (unten). D und C bezeichnen Divergenz- und Konvergenzzentren.

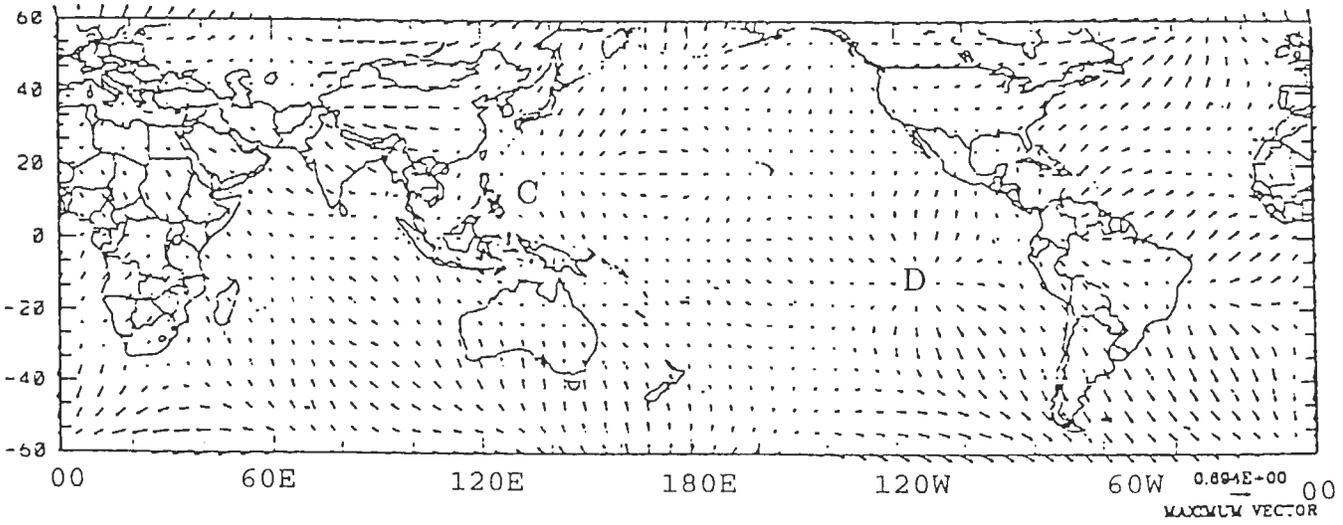
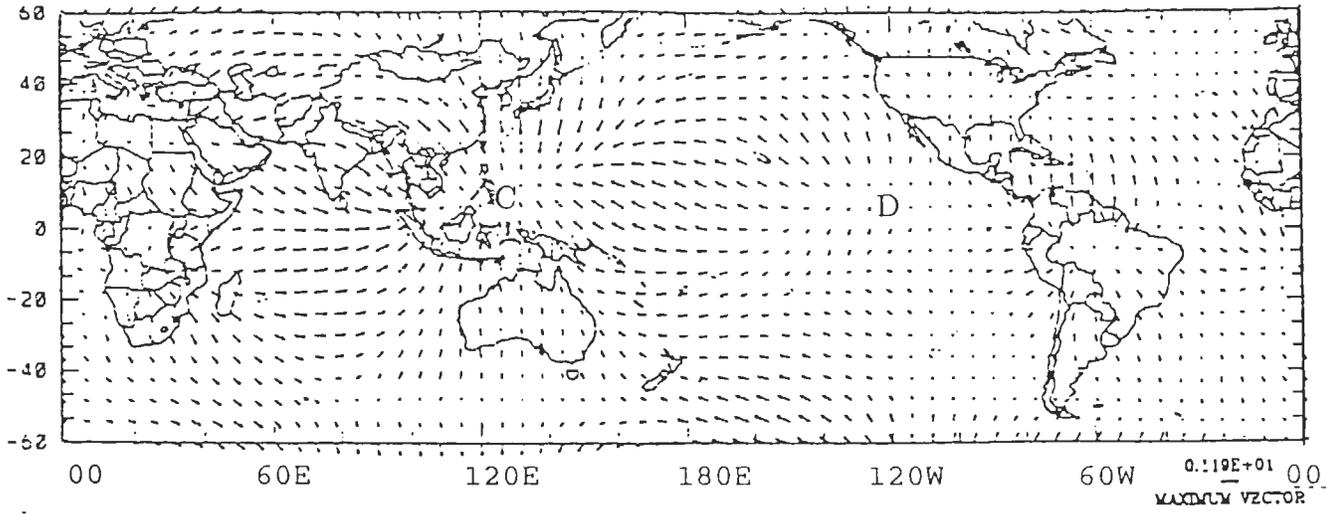


Abbildung 4.7: Wie Abbildung 4.6, nur für das La Niña-Jahr 1988 (das aktuelle Feld (3)).

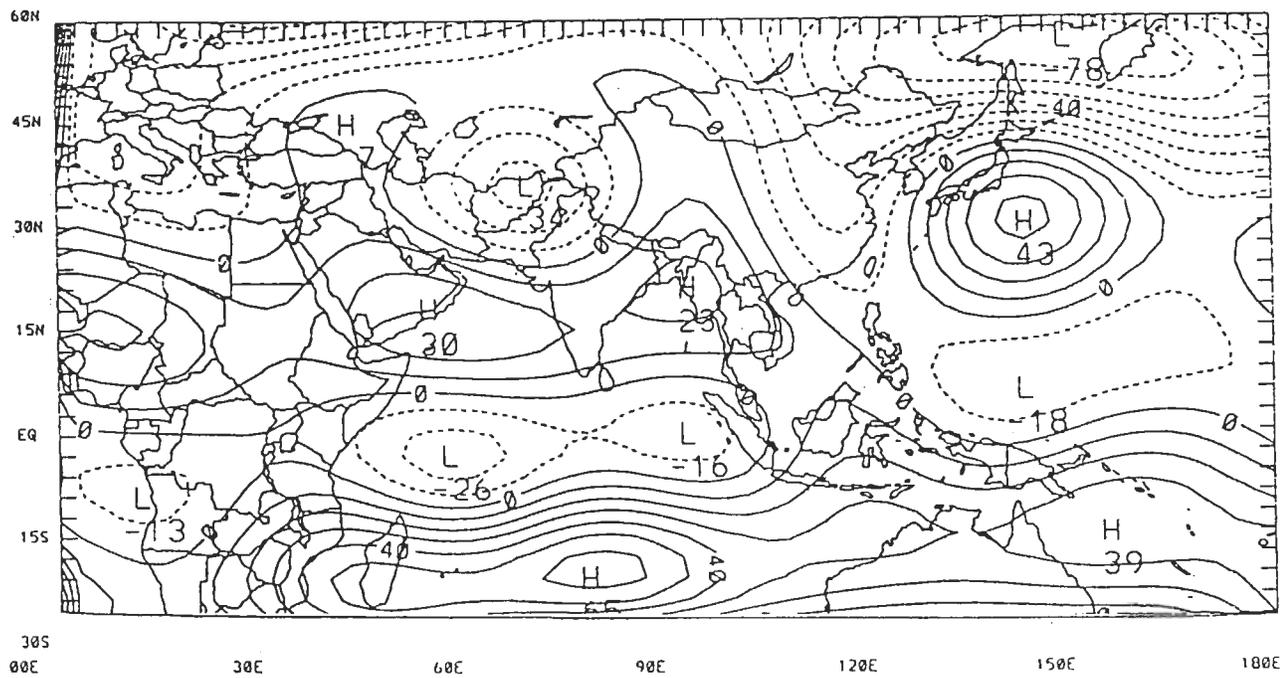


Abbildung 4.8: Die Differenz der langsamen Anteile der Vorticityfelder (Einheit:  $10^{-5}s^{-1}$ ) (Moden=1 bis 21) von 1988 und 1987 auf dem Dichteniveau  $0.78 \cdot \rho_{00}$  im Zeitraum JJA.

des FW-Modells. Hier betrachten wir die Ausbreitungsspur dieses langsamen Wellenzugs vom tropischen Westpazifik nach Ostasien. Diese Ausbreitungsspur ähnelt dem EAP-Telekonnektionsmuster von Abbildung 1.6 und scheint verträglich mit dem jeweiligen Aufsteigen der Walker-Zirkulation über Indonesien: aus einem weniger stark zyklonalen Bereich 1987. Dementsprechend stärker zyklonal waren die Bedingungen im Meiyu-Gebiet in 1987, gegeben das Maß des EAP-Telekonnektionsmusters. Wir vermerken auch Konsistenz mit den Regenmengen der Abbildung 1.5

Abbildung 4.9 zeigt die Vorticityanomalien von (2) bzw. (3) gegenüber (1). Und hier kennen wir das Telekonnektionsmuster zwischen dem südwestlichen Indischen Ozean und dem südasiatischen Kontinent, so daß das Mascarene-Hoch 1988 in einem antizyklonalen Bereich gelegen stärker und folglich der den Äquator überquerende Somali-Strom stärker ist, und ebenso der indische Sommermonsun mit dem stärkeren indischen Monsuntrog im zyklonalen Bereich. Entsprechend umgekehrt sieht es 1987 aus.

Gegeben das Maß (die Skala) dieser meridionalen Wellenzüge und eingefügt in die (oder konsistent mit der) Struktur der longitudinalen Walker-Zirkulation erscheint La Niña positiv korreliert mit einem starken indischen und tropischen ostasiatischen Sommermonsun (viel Regen dort) und El Niño entsprechend mit einem subtropischen ostasiatischen.

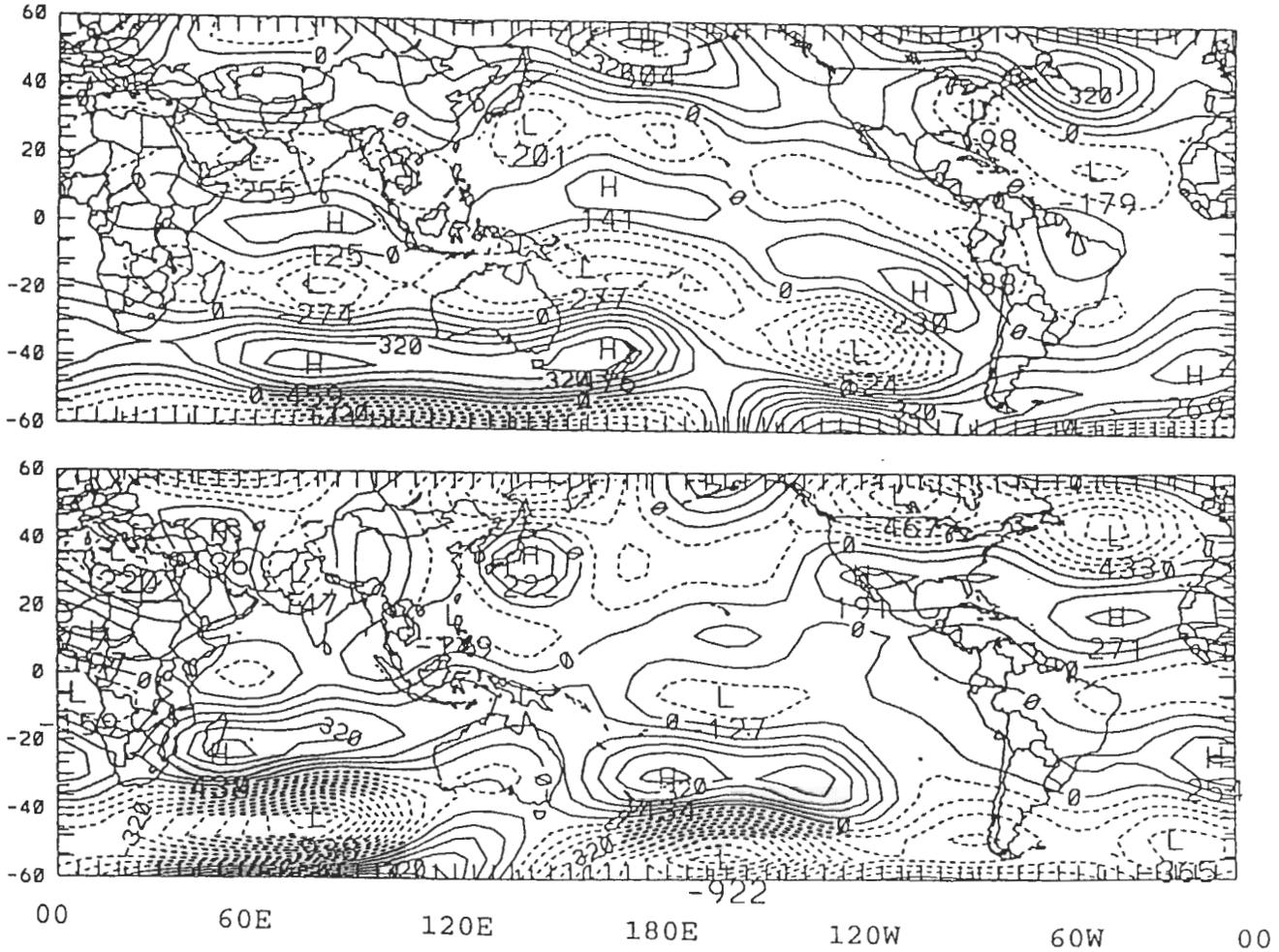


Abbildung 4.9: Die Differenz der Vorticityfelder (Einheit:  $10^{-6} s^{-1}$ ) der langsamen Moden ( $m=1$  bis 21) auf dem Dichteniveau  $0.78 \cdot \rho_{00}$  für JJA zwischen (2) und (1), d.i. 1987 und 17-jähriges Mittel (oben), und zwischen (3) und (1), 1988 und 17-jähriges Mittel (unten).

## Kapitel 5

# Die Normalmodenanalyse und -balancierung bei $\lambda$ - und $\varphi$ - abhängigem Grundzustand: Anomalien der Struktureigenschaften des asiatischen Sommermonsuns und die interannuelle Veränderlichkeit von Meiyu

Da die Meiyu-Front im ostasiatischen Monsungebiet eine Wechselwirkung von Tropen und Extratropen repräsentiert, sind Anomalien des "Meiyu-Klimas" viel schwieriger zu erfassen als solche des asiatischen tropischen Sommermonsuns. Viele Fragen sind offen, z. B. nach den Beziehungen der Variabilität der Meiyu-Niederschläge zu Strukturen verschiedener Zeitskalen des asiatischen Monsuns und zu weiteren Phänomenen und Mechanismen des Land- See- Luft -Systems. Durch die Wahl des dreidimensionalen 17-jährigen Klimamittels mit seinen Instabilitäten als Grundzustand für die NMA hoffen wir, näher an den auftretenden Problem zu sein als mit einem zonalen Grundzustand. Auch die vollständige Orographie ist repräsentiert. Unter-

sucht werden die Strukturen von Anomalien im Skalenbereich der MJO, der QBO und von den diabatischen Restkomponenten, in Ostasien einschließlich der Tropen für "nasse" und "trockene Meiyu-Jahre". Das geschieht in der Hoffnung auf mögliche Rückschlüsse auf physikalische Zusammenhänge und Ursachen.

## 5.1 Experimente

Grundlage der NMA sind also die FW-Gleichungen (3.6), (3.7) und (3.8) sowie das 17-jährige Klimamittel als Grundzustand (Abb. 3.3) und das jetzt auf der Sphäre mit T10-Auflösung(8.4) durch Kugelflächenfunktionen. Wenn wir nasse und trockene Meiyu-Jahre als aktuelle Zustände im Auge haben, ist klar, daß nicht nur Projektionen auf die gegebenen Moden eine Rolle spielen werden, sondern gerade auch diabatische Restglieder nach NNMIen. Zumindest konstituiert das eine nichttriviale Prüfung des Restglied- Konzepts (Schmidt, 1999, pers. Mitt.; 2000).

Hier werden, wie in 2.3 nach den Anomalien der mittleren Regenmenge innerhalb von Juni, Juli und August im Meiyu-Gebeit (dem Einzugsgebiet des Jangtse- und Huaihe-Flusses) sortiert, die Jahre 1980, 1983, 1987 und 1991 als nasse Meiyu-Jahre und 1981, 1985, 1988 und 1990 als trockene Meiyu-Jahre eingestuft. Aktueller Zustand ist also das Sommermittel der

- (1) der vier nassen Meiyu-Jahre (Abb. 5.1) bzw.
- (2) der vier trockenen Meiyu-Jahre (Abb. 5.3).

Abbildung 5.2 bzw. 5.4 zeigen die Anomalien gegenüber dem 17-jährigen Klimamittel. Das sind gerade die Größen, die als Störfelder in Sinne von (3.19) auftreten.

Noch einmal sei es betont: Grundzustand und auch die aktuellen Felder werden in Kugelflächenfunktionen (8.1) mit dem Abhackgrad  $N=10$  entwickelt. Entsprechend dem Freiheitsgrad der nur vom Grundzustand abhängigen Matrix werden dann 363 Normalmoden produziert (Abb. 3.5). Die Iterationen der NNMIen beginnen mit den Projektionen der aktuellen Felder (entsprechend jeweils  $D$  in Abb. 1.9) auf das langsamste Modendrittel (Moden 1 bis 121, entsprechend  $R_D$  in Abb. 1.9, allerdings nicht mehr in der Bedeutung

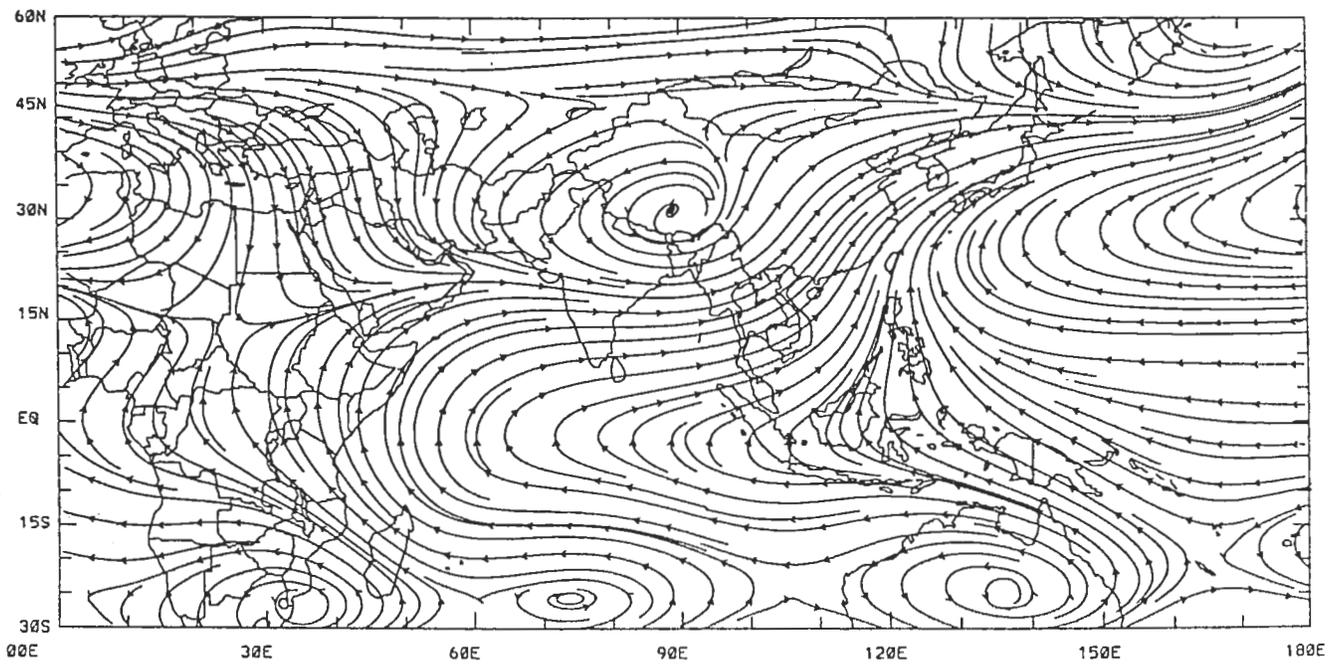
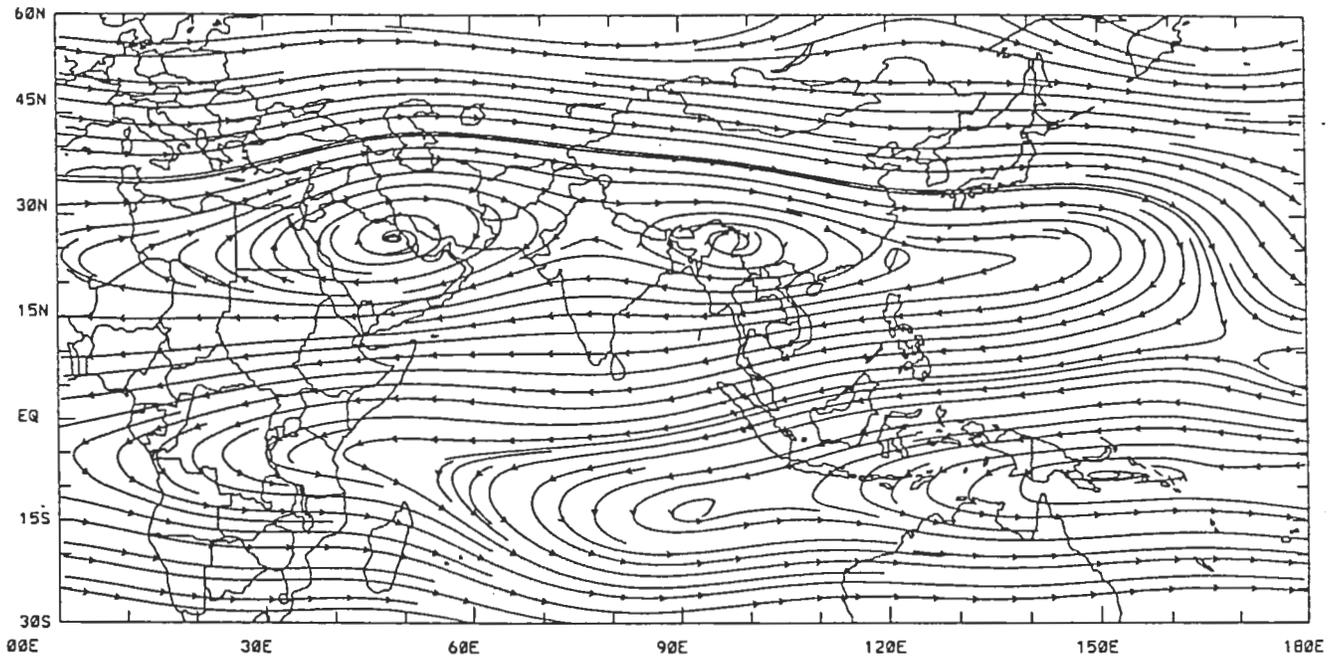


Abbildung 5.1: Die mittleren Stromfelder auf dem Dichteniveau  $0.33 \cdot \rho_{00}$  (oben) und  $0.78 \cdot \rho_{00}$  (unten) in JJA der vier (1980, 83, 87 und 91) nassen Meiyu-Jahre.

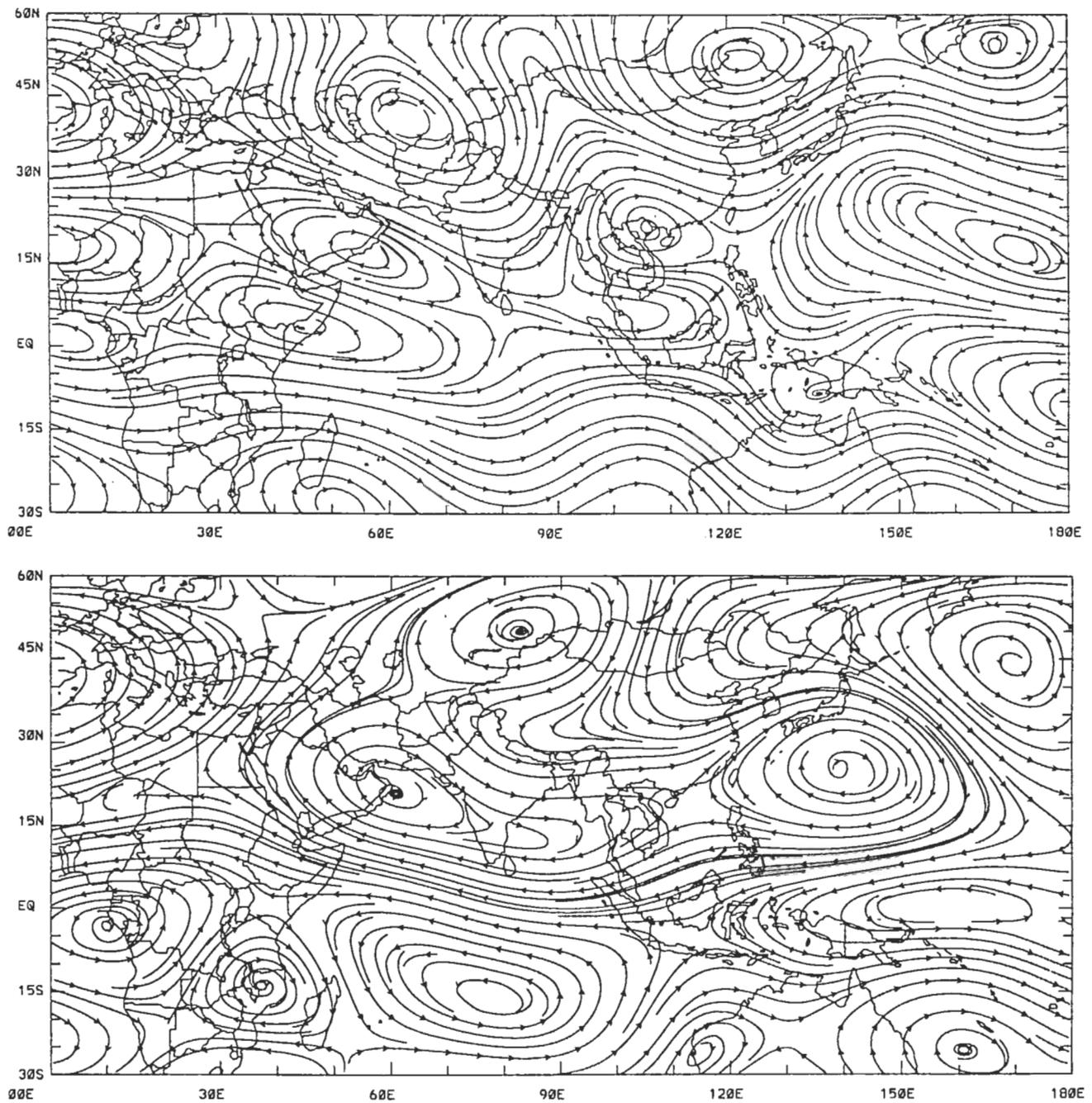


Abbildung 5.2: Die Stromfelder der Anomalien in den vier (1980, 83, 87 und 91) nassen Meiyu-Jahren gegenüber dem 17-jährigen Klimamittel auf dem Dichteniveau  $0.33 \cdot \rho_{00}$  (oben) und  $0.78 \cdot \rho_{00}$  (unten) in JJA.

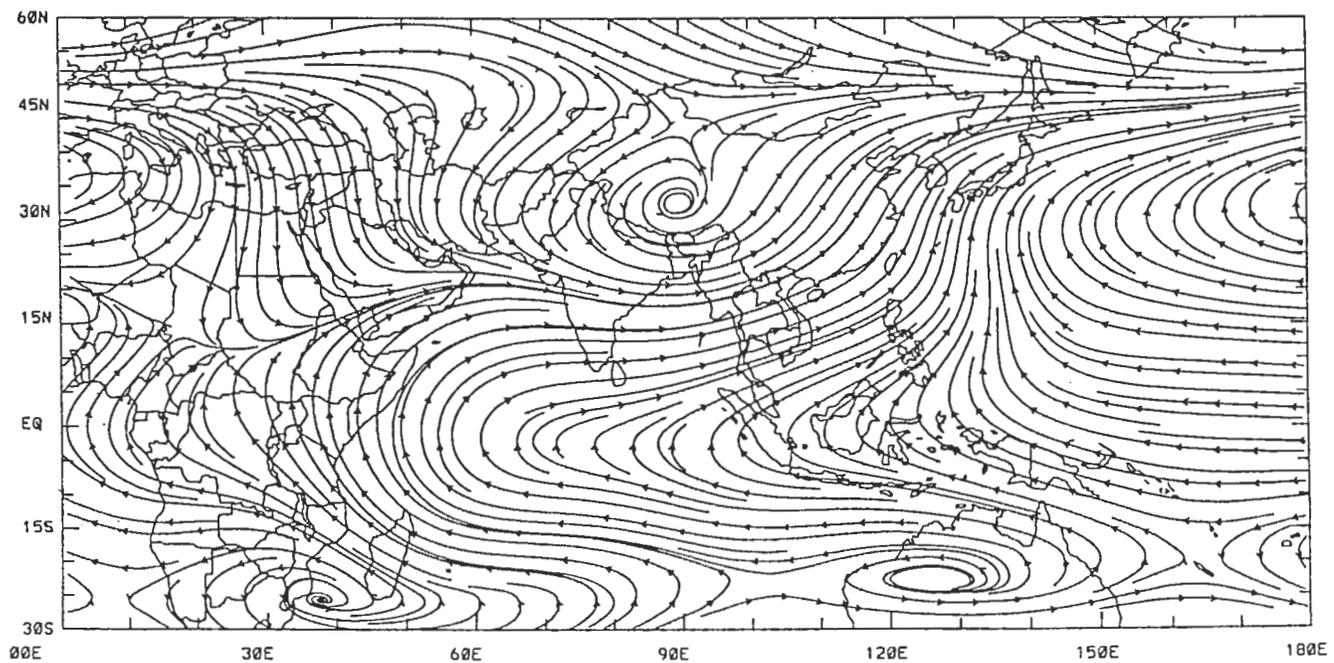
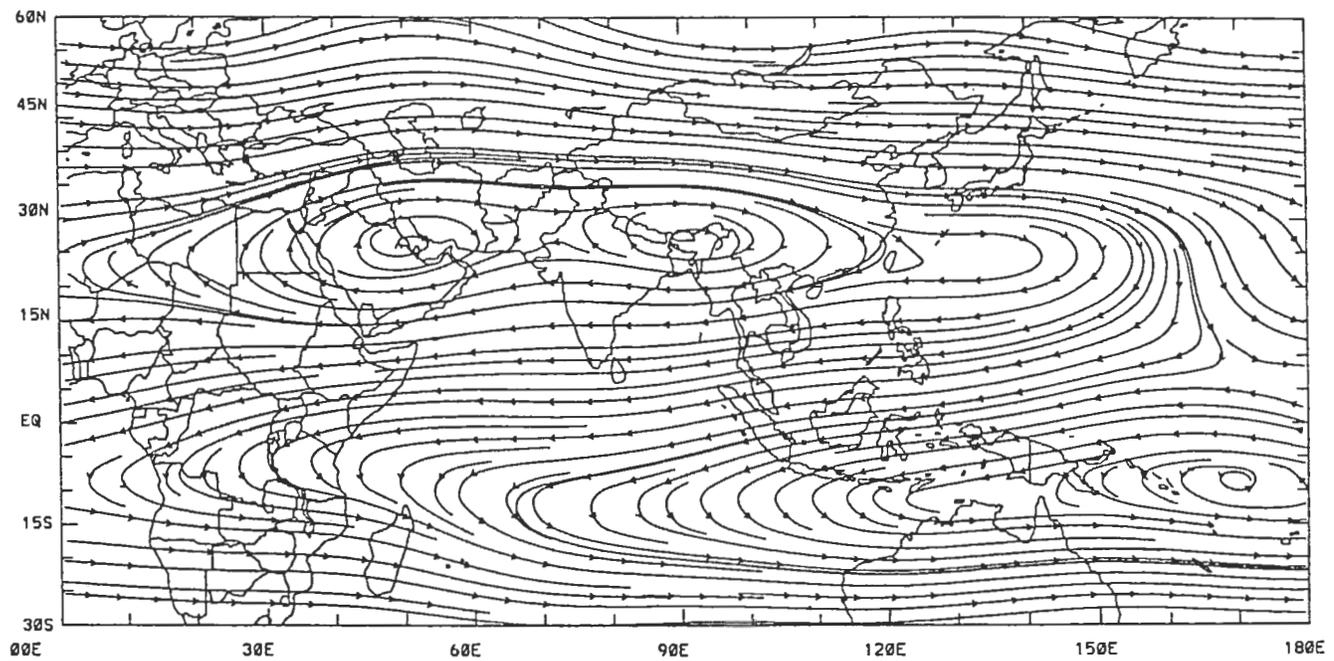


Abbildung 5.3: Die mittleren Stromfelder auf dem Dichteniveau  $0.33 \cdot \rho_{00}$  (oben) und  $0.78 \cdot \rho_{00}$  (unten) in JJA der vier (1981, 85, 88 und 90) trockenen Meiyu-Jahre.

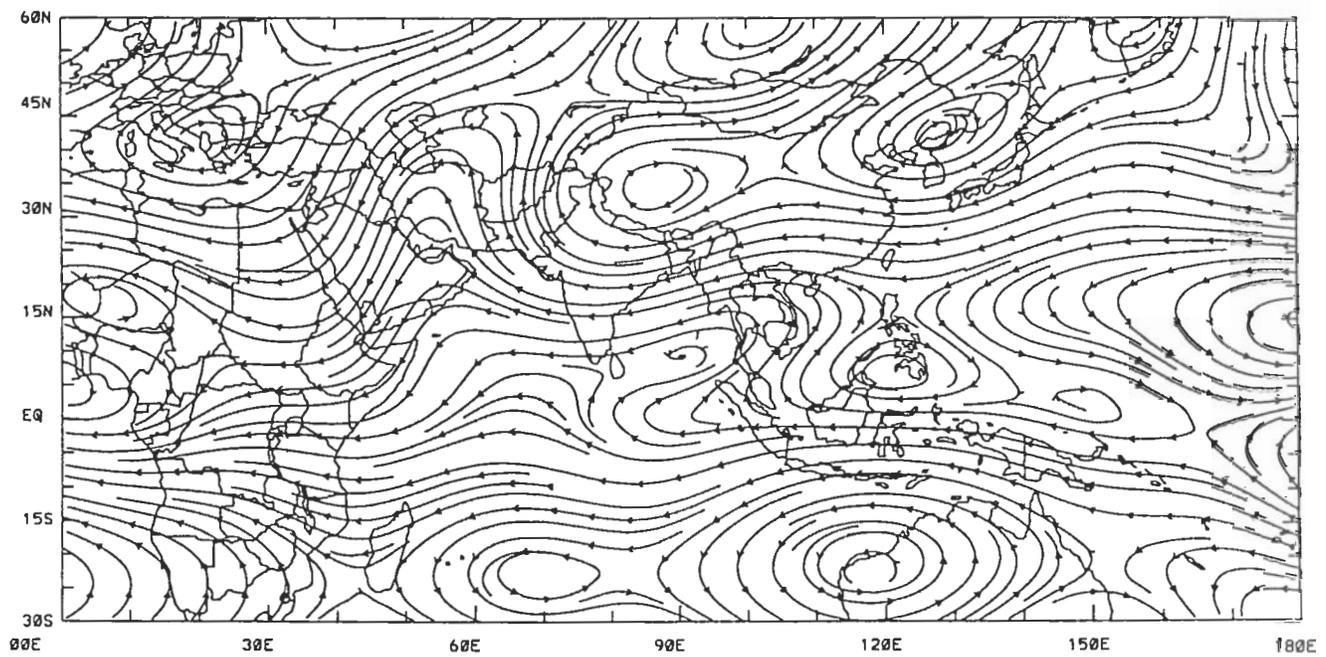
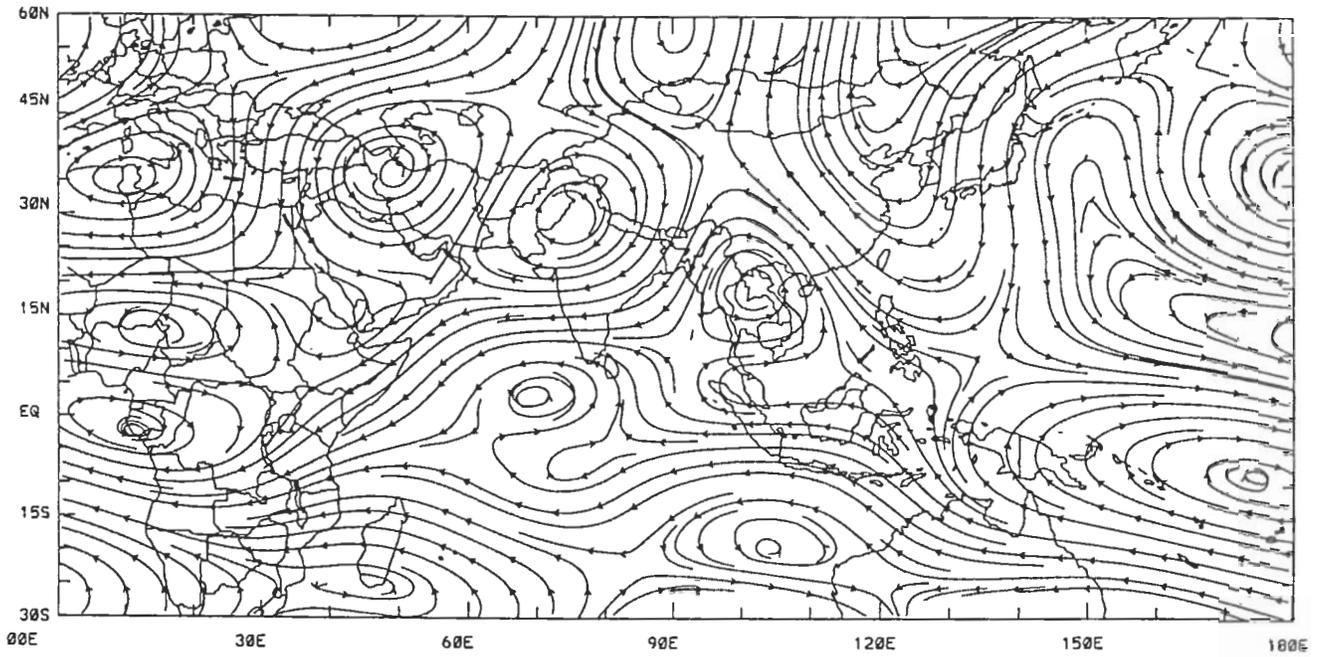


Abbildung 5.4: Die Stromfelder der Anomalien in den vier (1981, 85, 88 und 90) trockenen Meiyu-Jahren gegenüber dem 17-jährigen Klimamittel auf dem Dichteniveau  $0.33 \cdot \rho_{00}$  (oben) und  $0.78 \cdot \rho_{00}$  (unten) in JJA.

” $R$ ” für ”Rossby” wegen des ja allgemeineren Grundzustandes) und werden wegen hinlänglicher Konvergenz (Balance, Zustand entsprechend  $M_D$  in Abb. 1.9) nach dem dritten Intergrationsschritt abgebrochen.

## 5.2 Strukturanomalien des asiatischen Sommermonsuns im MJO-Frequenzbereich

Wie in 1.1.4 dargelegt, definieren die MJO eine wichtige Struktureigenschaft des asiatischen Monsuns. Sie werden durch externe Wärmequellen und die interne nichtlineare Wechselwirkung in der Atmosphäre (modelliert durch den Wellen-CISK-Mechanismus oder Kippschwingungen u.a.) angeregt bzw. aufrecht erhalten und durch Orographie modifiziert bzw. gebremst. Mit diesem FW-Modell unter Berücksichtigung der Instabilität des dreidimensionalen Grundzustands und der Effekte der Orographie können wir auch die räumlichen Strukturen der MJO hier diskutieren. Interessanterweise zeigt der Grundzustand Instabilitäten in der MJO-Skala, d. h. für einzelne Moden mit Perioden zwischen 30 und 60 Tagen oder Nummern 34 bis 49 (Abb. 3.4). Abbildung 5.5 zeigt die räumlichen Strukturen dieser (präziser: der Projektionen auf diese) MJO-Komponenten von den nassen (1) und den trockenen Meiyu-Jahren (2). Wir heben hervor:

1) Zyklonale und Antizyklonale Wirbel formen meridionale Wellenzüge, die das indische bzw. das ostasiatische Monsungebiet überstreichen, jeweils auch in der Südhemisphäre definiert sind und in Gebieten der Extratropen. Diese MJO-Komponenten könnten wichtige Mechanismen sein der Wechselwirkung von Monsun, Außertropen und Südhemisphäre. Dazu vergleiche mit der EOFen-Analyse von Lau und Chan (1986) auf der Basis von OLR (z.B. Abb. 1.7). Aber es sind das die Komponenten des Flachwassermodells geringer horizontaler Auflösung  $N = 10$ , die nicht mit den deutlich am Himalaja gestauten MJO-Strukturen der Atmosphäre verwechselt werden dürfen. Bei höheren Auflösungen sieht das realistischer aus (vgl. Schmidt, 2000).

2) In den nassen und den trockenen Meiyu- Jahren haben die Wellenzüge entgegengesetzte Phasen im Monsungebiet vom tropischen Westpazifik und dem südlichen chinesischen Meer nach Ostasien sowie vom Indischen Ozean nach dem Subkontinent, d.h., die Anomalien dieser MJO-Komponenten ha-

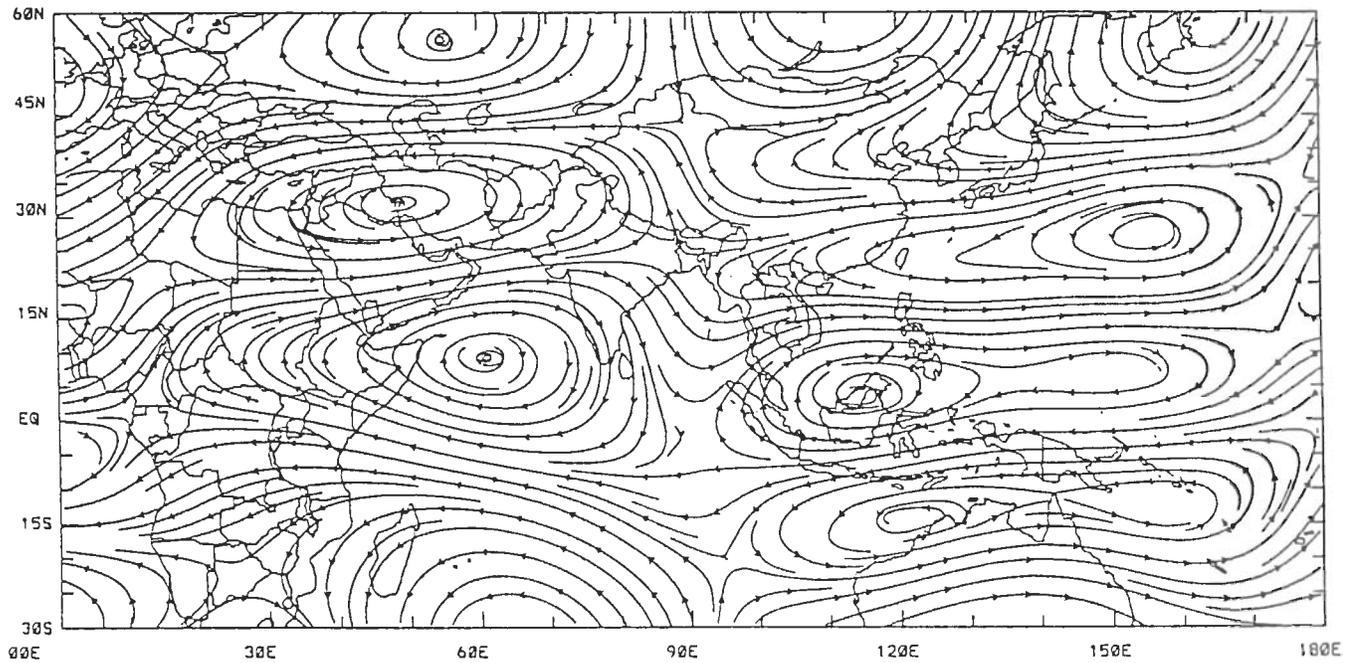
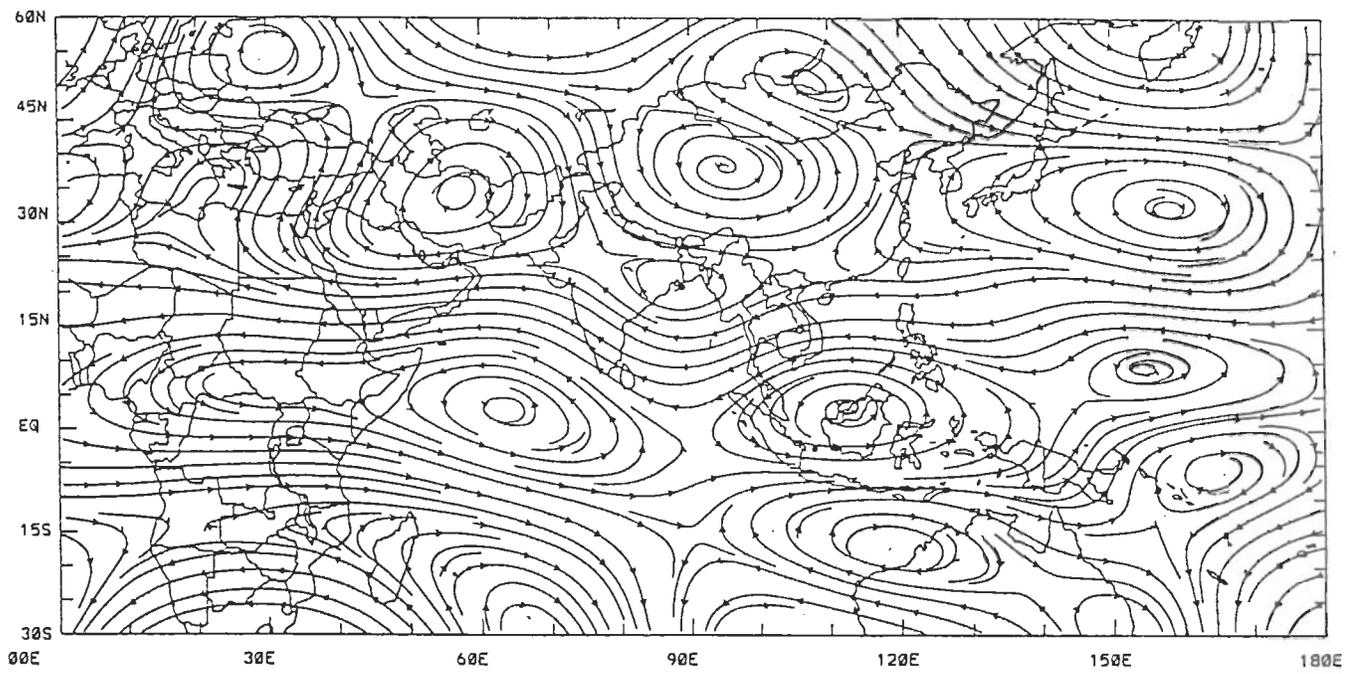


Abbildung 5.5: Das Stromfeld der MJO-Komponenten (Moden= 34 bis 49) auf dem Dichteniveau  $0.78 \cdot \rho_{00}$  für JJA in den vier nassen Meiyu-Jahren (1980, 83, 87 und 91; oben) und den vier trockenen (1981, 85, 88 und 90; unten).

ben umgekehrte Wirkungen auf die Meiyu -Front, das benachbarte subtropische Hoch im Westpazifik der Nordhemisphäre, die Effekte aus den mittleren Breiten und das PJ (oder EAP) - Muster im ostasiatischen Monsungebiet. Man darf also vermuten, daß die MJO-Anomalien die Veränderlichkeit der Meiyu-Niederschläge modulieren. Das deutet also auf eine typische Wechselwirkung zwischen dem indischen und ostasiatischen Sommermonsun.

4) Die räumlichen Strukturen der MJO-Komponenten werden deutlich in ca.  $90^\circ$  E (für die nassen Jahre nur südlich vom tibetischen Plateau) gespalten. Weiter nördlich verschieben sich die Phasen der beiden Wellenzüge. Das tibetische Plateau scheint den Grad der Unabhängigkeit des indischen und ostasiatischen Monsunsystems zu kontrollieren. Tatsächlich wird vermutet, daß die dynamischen und thermischen Effekte des tibetischen Plateaus die MJO-Ausbreitung im ganzen asiatischen Monsungebiet und damit auch die interannuelle Veränderlichkeit von Meiyu beeinflussen.

### 5.3 Die QBO-Skala

Das eine Jahr ein starker Monsun mit viel (zu viel) Regen, das andere ein schwacher: Diese für die Bewohner all- "täglichen" Geschehnisse werden durch Routinebeobachtungen (von Temperatur-, Feuchteregime, Zirkulation) bestätigt. Hinsichtlich der Dynamik sind diese QBO besonders augenscheinlich bei den Variationen der Höhenhochzone um  $25-35^\circ$ N (vgl. Abb. 2.2 in T42-Klimamittel), die im Monsungebiet "südasiatisches Hoch" genannt wird, und der tropischen Zirkulation der oberen Troposphäre über der östlichen Hemisphäre (Abb. 2.4). Die Perioden der NMen 8 bis 11 sind bei zwei Jahren. Abbildung 5.6 zeigt ihre räumlichen Strukturen in der oberen Troposphäre für die Projektion der nassen und der trockenen Jahre. In den nassen Meiyu-Jahren liegen zyklonale Anomalien über dem tibetischen Plateau und antizyklonale in benachbarten Längen zu beiden Seiten, also insbesondere über Ostasien. Das bedeutet, daß in den nassen Meiyu-Jahren das südasiatische Hoch über dem tibetischen Plateau abgeschwächt ist und sich in zwei Zentren über Ostasien und dem iranischen Plateau spaltet. Weiterhin erscheinen Ostwindbeiträge im tropischen Westpazifik, Westwindbeiträge im nördlichen Indischen Ozean und Antizyklonalanomalien in Nordaustralien (Abb. 5.6, oben). In allen Punkten genau umgekehrt orientiert sind die Strukturen in

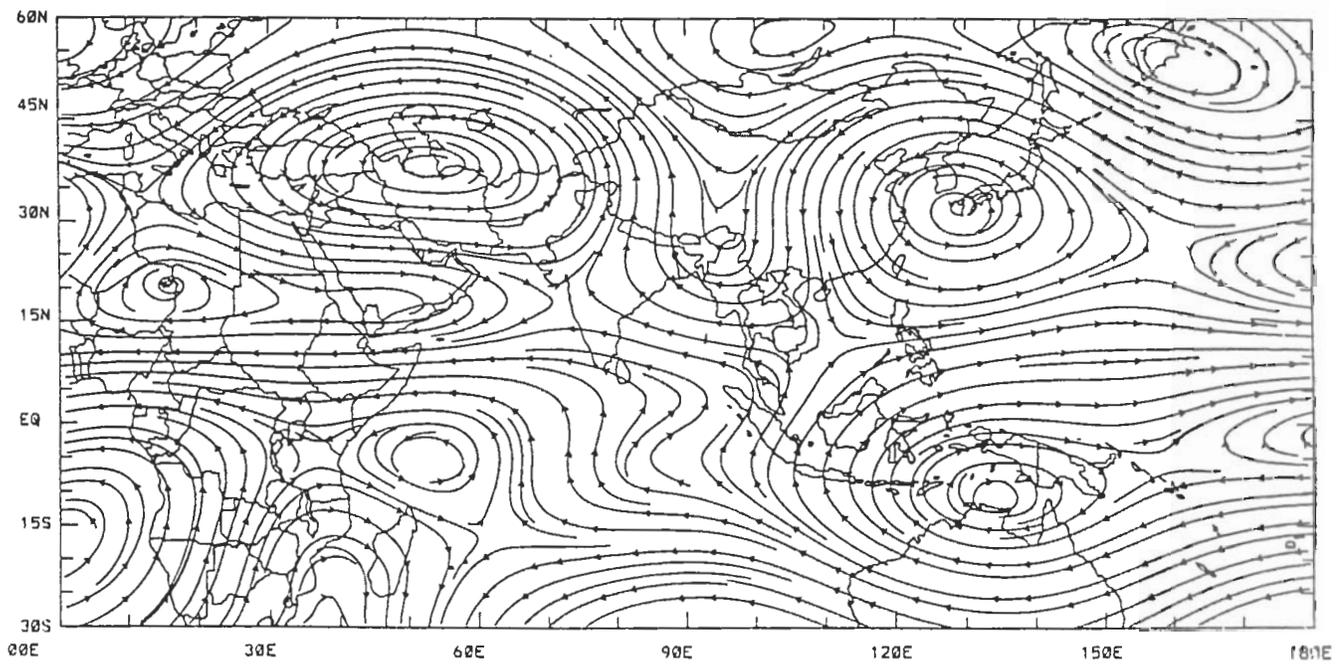
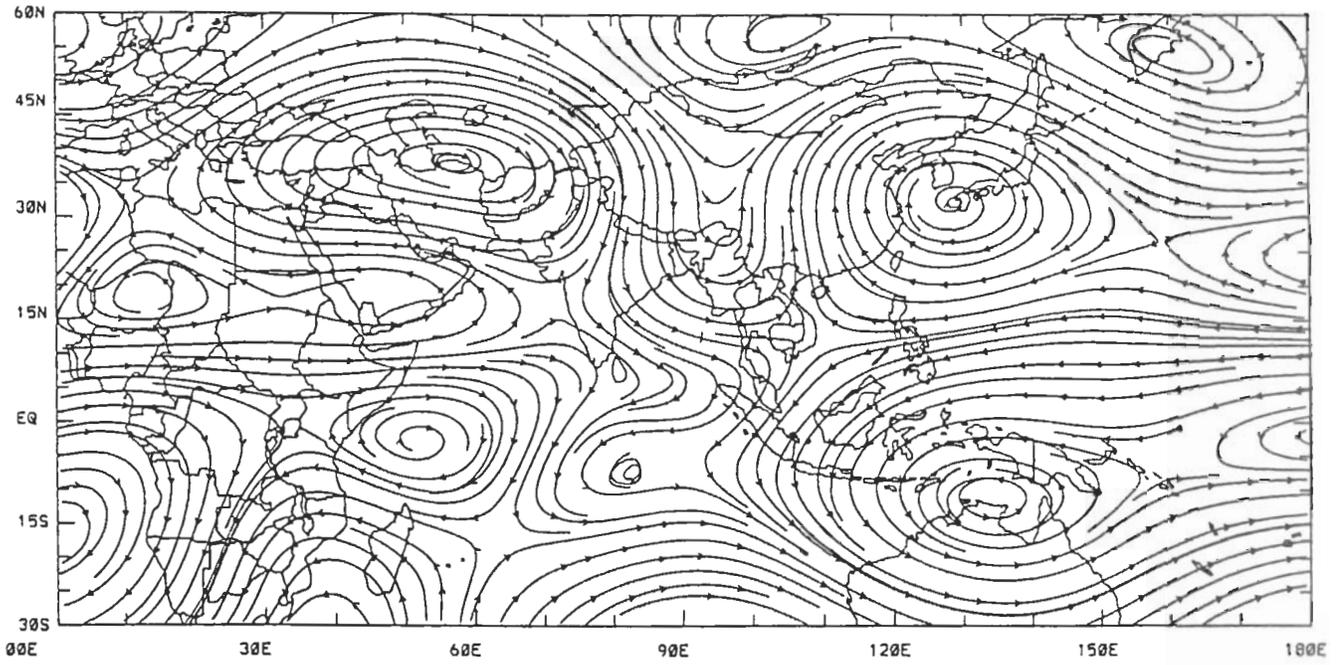


Abbildung 5.6: Das Stromfeld der QBO-Komponenten (Mode=8 bis 11) auf dem Dichteniveau  $0.33 \cdot \rho_{00}$  in JJA der vier (1980, 83, 87 und 91) nassen Meiyu-Jahren (oben) und der vier (1981, 85, 88 und 90) trockenen (unten).

den trockenen Jahren, also insbesondere mit Beiträgen zu einer betont ausgeprägten Antizyklone hoch über dem tibetischen Plateau und zyklonalen Anomalien über Ostasien (Abb. 5.6, unten).

Dieser Befund wird hinsichtlich der in Kapitel 1.1.4 vermuteten Systemzusammenhänge gedeutet: Nach Kapitel 2.2 zeigt das südasiatische Hoch der oberen Troposphäre eine charakteristische Veränderung während der Entwicklung des Sommermonsuns in Süd- und Ostasien (beschrieben, nicht abgebildet). Seine nordwestwärtige Verlagerung auf das tibetische Plateau geht einher mit einer Verschiebung der meridionalen Zirkulation im indischen und ostasiatischen Monsungebiet sowie einer Aufwärtsbewegung ins Meiyu-Gebiet. Folglich steht im Einklang damit, daß eine Variation des Hochs im Rahmen der QBO eine enge Beziehung zu der des Sommermonsuns und insbesondere zu der von Meiyu hat, wie sie ja gerade für die nassen und trockenen Jahre nachgewiesen wurde. Wir können hier eine kausale Abhängigkeit nur vermuten: mit der Physik des tibetischen Plateaus als Ursache und den Meiyu-Regen (als Teil des Monsungeschehens) als Wirkung, und lassen eine Rückkoppelung eines gesamten Systems außer Betracht. (Ein echter Beweis erforderte Modellierungsmaßnahmen im Zusammenhang mit Prognosen bzw. NNMI.)

Wir zitieren die von anderen Autoren (z.B. Barnett u.a., 1988, oder He u.a., 1995; vgl. Kap. 1.1.4) vermutete und teilweise nachgewiesene Kausalkette, die mit obigen Ergebnissen konsistent ist: Das thermische Regime des tibetischen Plateaus bedingt die QBO des südasiatischen Hochs in der Höhe und hängt seinerseits ab von der Schneebedeckung, die auffällige interannuelle Variabilität zeigt. Denn diese verändert nicht nur die Albedo, sondern besonders auch den Energieanteil, der nach Schmelzen und Verdunsten noch für fühlbare Wärme zur Verfügung steht. Also bei mehr Schnee (Dicke und Bedeckung) auf dem tibetischen Plateau niedrigere Temperaturen, ein schwächeres bodennahes Tief und ein schwächeres südasiatisches Hoch in der oberen Troposphäre, dafür ein Hochzentrum der oberen Troposphäre östlich davon in Ostasien mit stärkerer Meridionalzirkulation dort und damit mit stärkerer Konvektion entlang der Meiyu-Front der unteren Troposphäre, ein nasses Meiyu-Jahr. Bei negativen Anomalien der Schneebedeckung ergibt sich die umgekehrte Situation, typisch für ein trockenes Meiyu-Jahr.

Schließlich könnten die Ost- und Westwindanomalien in der oberen tropischen Troposphäre mit QBO, der SST im tropischen Pazifik und der SOI zusammenhängen: In nassen Meiyu- Jahren sind die Ostwindbeiträge im QBO-Bereich typisch für eine schwächere Walker- Zirkulation und einen negativen SOI bei negativen SST- Anomalien im tropischen Westpazifik und umgekehrt in den trockenen Meiyu- Jahren. Auch die Stromanomalien über Auatralien schwingen quasi-2-jährig mit; d.h. auch die Wechselwirkungen der Süd- und Nordhemisphäre können für die QBO des Meiyu mitverantwortlich sein.

Die Untersuchung legt nahe, daß die Schneebedeckung vom tibetischen Plateau, ostasiatischer Sommermonsun, ENSO in den Tropen und Zirkulation der Südhemisphäre ein in der QBO-Skala miteinander rückgekoppeltes Land-See-Luft-System bilden.

## 5.4 Zur tropischen diabatischen Komponente des Monsuns

Natürlich und in erster Linie hat die Eigenschaft "nasses" oder "trockenes Meiyu-Jahr" etwas mit diabatischen Prozessen zu tun, die im FW-Modell nicht repräsentiert, aber in den Daten vorhanden und als Reste (entsprechend  $D - M_D$  in Abbildung 1.9, d.h. aktuelle atmosphärische Daten  $D$  minus Modelllösung  $M_D$  zugehörig zu  $D$  nach NNMI) darstellbar sind. Die geeignete Variable des dynamischen Modells für eine Darstellung der diabatischen Prozesse ist das Geschwindigkeitspotential,  $> 0$  im Falle von Konvergenz, also im Falle von Aufsteigen bei Konvergenz unten und Divergenz oben mit einer positiven Differenz ihrer Werte unten minus oben. (Das Aufsteigen wiederum mag eine Folge sein von SST-Anomalien.) Vice versa im Fall von Absinken.

Wir diskutieren zunächst die trockenen Meiyu-Jahre in Abbildung 5.7 der plausiblen Struktur wegen. Weitgehend entsprechend Abbildung 4.7 (bei zugrunde gelegtem Torus) und Abbildung 1.3 (Webster, 1987) finden wir eine mit der Höhe leicht westwärts geneigte Walkerzelle mit Aufsteigen im Westen und Absinken im Osten des tropischen Pazifiks. Wir wissen von der Diskussion von Kapitel 4.3 (bzw. 1.1.3), daß diese Situation typisch für La Niña-Jahre ist (genauer für das La Niña-Jahr 1988 mit vermuteten positiven SST-Anomalien im tropischen Westpazifik usw.).

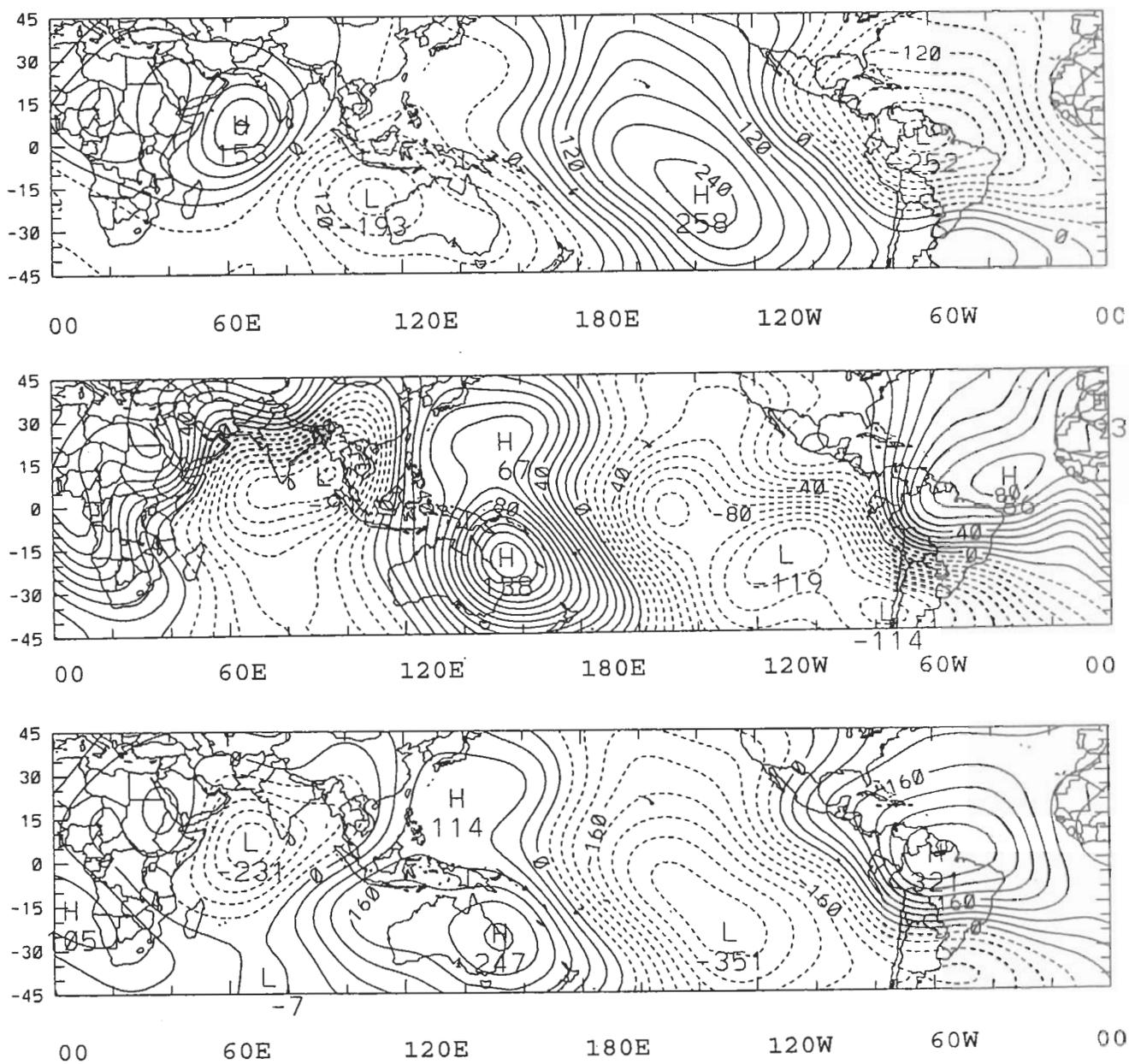


Abbildung 5.7: Das Geschwindigkeitspotential ( $10^4 \text{m}^2 \text{s}^{-1}$ ) des diabatischen Restes (aktuelle Felder minus NNMI, alles bei T10 Auflösung) für JJA der vier trockenen Meiyu-Jahre (1981, 85, 88 und 90) auf dem Dichteniveau  $0.33 \cdot \rho_{00}$  (oben), dem Dichteniveau  $0.78 \cdot \rho_{00}$  (mitten) und der Differenz dieser Felder zwischen dem Dichteniveau  $0.78 \cdot \rho_{00}$  und  $0.33 \cdot \rho_{00}$  (unten).

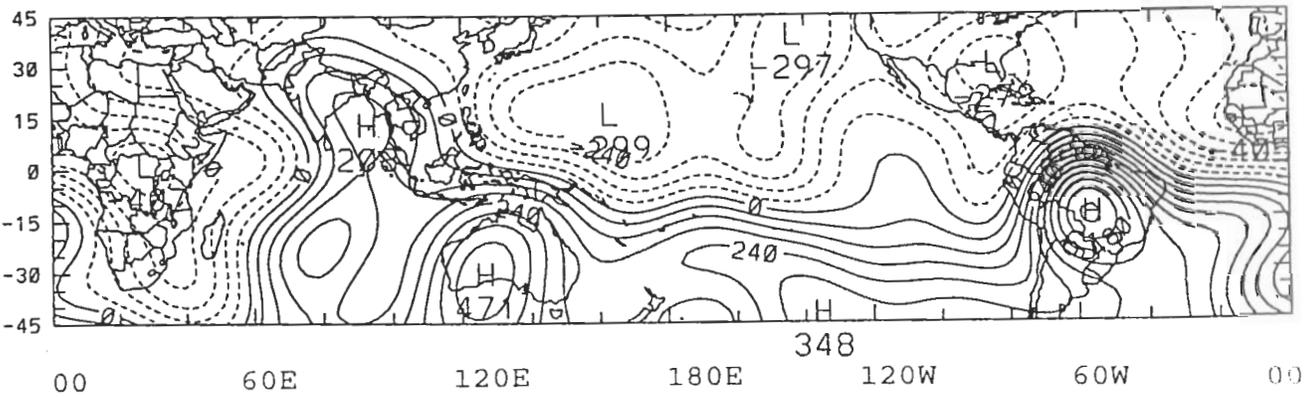
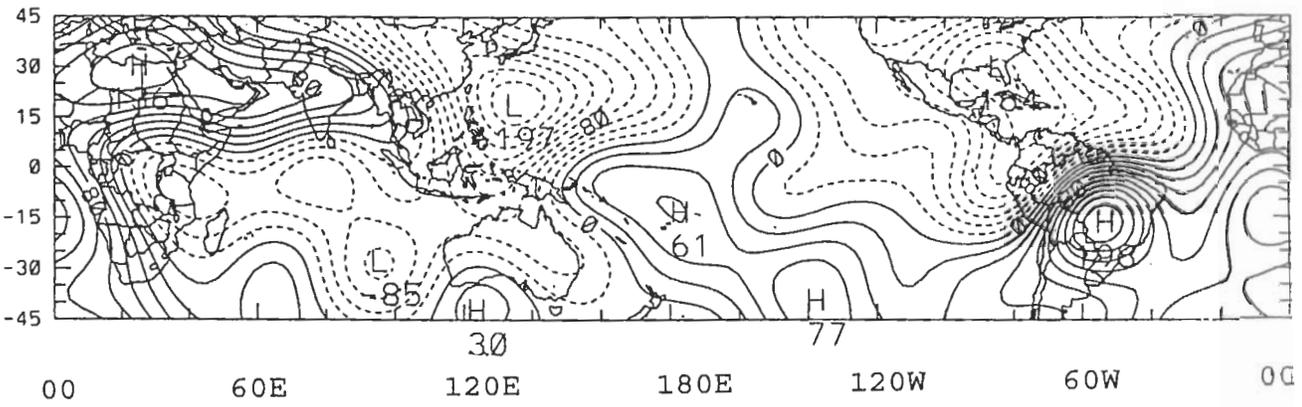
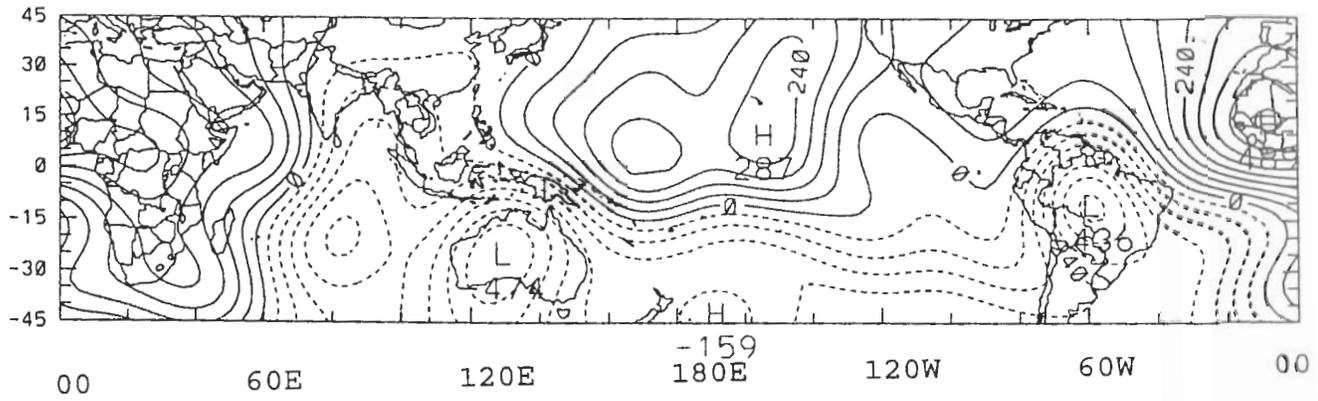


Abbildung 5.8: Wie Abbildung 5.7, nur für die nassen Jahre

In Kapitel 4.3 waren mit der starken Walkerzelle in Zusammenhang gebracht worden die Wellenzüge der Vorticity, insbesondere das EAP-Muster mit Aufsteigen und zyklonaler Struktur im tropischen Westpazifik und einer anti-zyklonalen Situation weiter nördlich im Meiyu-Gebiet, also Absinken und Trockenheit, verträglich mit der obigen Analyse.

In den nassen Meiyu-Jahren (Abb. 5.8) gibt es nicht einfach eine anomale Walkerzelle, die umgekehrt orientiert ist, wie wir es vielleicht wünschen würden. Zwar finden wir keine Walkerzelle für die Anomalie, aber immerhin Absinken im tropischen Westpazifik der Nordhemisphäre und damit auch eine abgeschwächte Walkerzelle von insgesamt Grundstrom mit Anomalie entsprechend der El Niño-Situation von 1987.

Das ist wiederum verträglich mit dem zu dieser Situation gehörigen EAP-Muster mit Aufsteigen im Meiyu-Gebiet. Dennoch erscheint die Situation für die nassen Meiyu-Jahre hier nicht ganz so typisch wie für das El Niño-Jahr 1987, zumindest zu gewissem Grade unterschiedlich, woraus man auf die Existenz anderer bisher nicht erläuterter Wirkungsfaktoren an der Meiyu-Front (wie z.B. der extratropischen Westwinde, Anomalien der Gebirgsblockierungen und Zyklonenbahnen mittlerer Breiten) schließen muß.

# Kapitel 6

## Abschluß

Normalmodenanalyse bezüglich dem Grundzustand der Ruhe mit nichtlinearer Normalmodenbalancierung (NNMI) ist seit Ende der siebziger Jahre ein gängig angewendetes Initialisierungsverfahren für Vorhersagemodelle. Die Normalmoden oder Eigenfunktionen eines Differentialgleichungssystems lassen Wellenklassen unterscheiden. Durch die NNMI soll die als numerischer Lärm aufgefaßte Entwicklung hochfrequenter Schwerewellen innerhalb einer Prognose eliminiert werden, damit sich dynamisch ausbalancierte Anfangsfelder ohne viel Aufwand durch vorausgehende Hilfsprognose für Vorhersagemodelle ergeben können.

Neuerdings werden die Normalmoden bei längen- und breitenabhängigem Grundzustand für Analysen der atmosphärischen Zirkulation verwendet. Es wird dazu als dieser Grundzustand ein typischer Zustand der Atmosphäre (Monats-, Monatssommer-, Vieljahrejulimittel o. ä.) auf seine Stabilität hin untersucht. Das taten u.a. Robertson und Metz (1989), Frederiksen und Frederiksen (1992, 1993, 1994 und 1997) mit besonderem Interesse an den Zyklonenbahnen (Storm tracks), der Monsunaktivität in Australien und MJO. Einzelne Moden entsprechender Phasengeschwindigkeiten (um 10 m/s, fast stationäre, bzw. 5-10 m/s) und großer Wachstumsraten wurden betrachtet. Schließlich war das zugrundegelegte Modell i.a. quasigeostrophisch (zwei Vorticity- und ein Temperaturniveau) oder das nach Lorenz (1963) und mit Gebirgen repräsentiert durch Vorticity- (bzw. auch Divergenz-) Effekte auf dem unteren Niveau.

In der vorliegenden Arbeit wird dieser Standard gehalten. Darüberhinaus

aber wird u.a. nichtlinear balanciert auch für den Fall typischer Grundzustände, die längen- und breitenabhängig sind. Um den Sinn davon zu verstehen, ist einiges nachzutragen: Wir betrachten zusätzlich aktuelle Zustände (besonderer Eigenschaften oder "composites" von in bestimmter Region besonders nassen oder trockenen Monsunjahren usw.) und ihre Anomalien gegenüber dem Grundzustand. Insbesondere letztere lassen sich entwickeln bezüglich der Normalmoden des Grundzustands und definieren damit einen Punkt (den "Datenpunkt") im von diesen Moden aufgespannten Phasenraum. Einzelne Moden zu betrachten bringt nichts Neues, wohl aber Gruppen dieser, eines besonderen Frequenzbandes oder bestimmter Wachstumsrate. Sie definieren als besondere Punkte im Phasenraum besondere Strukturen. Das gilt auch für die Resultate nach Balancierung. Es sind Lösungen des zugrundeliegenden Modells ("Modellpunkte") ohne schnelle Entwicklungen: Punkte der "langsamen" Untermannigfaltigkeit des Phasenraums.

Nun hat das Modell selbst zwei aktive Flachwasserschichten und darüber eine geostrophisch balancierte passive konstanter Dichten. Im Gegensatz zu den quasigeostrophischen Modellen hat es Tendenzen von Schwerewellenkomponenten. Es ist spektral (Entwicklung in Kugelflächenfunktionen oder auch Doppelfourierfunktionen für die in den Torus eingebettete Sphäre). Das Gebirge bildet einen harten unteren Rand (durch eine Transformation garantiert). Dem Modell fehlen, als wesentlichster Mangel hervorgehoben, Feuchte und sämtliche diabatischen Prozesse. Als Konsequenz repräsentiert die Differenz von Datenpunkt und Modellpunkt gerade die Strukturen, die im Modell nicht, aber in der wirklichen Atmosphäre bzw. der von ECHAM4/T42-Daten "reanalysierten" vorhanden sind. Variation von Anomalien (besondere Zustände, Episoden usw.) und von Modellstruktur ermöglichen einen weitergehenden Einblick in die physikalischen Prozesse verschiedener Zeitskalen und ihre Wechselwirkungen bei der Monsunzirkulation.

Damit wurde durch verschiedene Experimente der Normalmodenanalyse und der nichtlinearen Normalmodenbalancierung (NNMI) versucht, Hypothesen zu den Struktureigenschaften der asiatischen Monsunzirkulation und ihrer Änderung zu bestätigen oder zu verwerfen. Hier will ich die Folgerungen dieser Experimente zusammenfassen:

- 1) Hintergrund ist die Auswahl eines *typischen* El Niño- (1987) bzw. La

Niña-Jahres (1988). Vermittelt über Ozeandynamik, Oberflächentemperaturen, diabatische Prozesse, Konvektion u.a., die im Dunkeln bleiben, findet man dann für diese Jahre typische Felder der Atmosphäre, die auch als Variablen des dynamischen (NM-) Modells vorkommen. Die Restglieder (Daten minus langsame Modell-Lösung) gehen auf diese im Dunkeln gebliebenen und nicht vom Modell beschriebenen Prozesse zurück und zeigen, repräsentiert durch die Divergenz, (Walker-)Zirkulationen in den Tropen: im El Niño-Jahr ergibt sich eine geschwächte Zirkulation mit engeren Zellen als im langjährigen Mittel, konsistent mit einem schwächeren indischen und *tropischen* ostasiatischen Sommermonsun. Die umgekehrte Situation erscheint im La Niña-Jahr.

2) Das Divergenzfeld der Walker-Zirkulation (und konsistent damit der eben erwähnte tropische Monsun) ist von langsamen meridionalen Wellenzügen der Vorticity begleitet, einem östlichen, der Nordaustralien, den tropischen Westpazifik und Ostasien überstreicht (Ostasien-Pazifik-, EAP-, Muster) und einem westlichen über dem südwestlichen indischen Ozean bis Indien, Südasien. Beide sind offenbar korreliert. Insbesondere definiert oder lokalisiert ersterer den *subtropischen* Sommermonsun in Ostasien. Diese Situation läßt auch Wechselwirkungen zwischen Süd- und Nordhemisphäre vermuten.

3) Bei dem Hintergrund einer Statistik nasser und trockener Meiyu-Jahre sehen wir für insbesondere Komponenten aus dem Skalenbereich der MJO mit Perioden von 30-60 Tagen erneut meridionale Wellenzüge im Stromfeld, von räumlich gleicher Skala wie die Anomalien, die Bereiche von Süd- und Nordhemisphäre, Extratropen und Tropen überdecken, entsprechende Wechselwirkungen vermuten lassen und umgekehrte Phasen haben für trockene bzw. nasse Jahre, so daß zyklonale Bedingungen im Meiyu-Gebiet gerade mit (dort) nassen Jahren zusammentreffen (obwohl die typische Meiyu-Skala kleiner ist als der Sommer aus JJA bei T10-Auflösung). Das tibetische Plateau scheint dabei eine Kontrollfunktion zu haben.

4) Die QBO-Skala (von etwa 2 Jahren), wahrscheinlich zurückzuführen auf einen entsprechenden Wechsel der Schneebedeckung des tibetischen Plateaus, auf interne Wechselwirkungen des Ozeans mit dem Ausdruck von ENSO usw. zeigt sich bei den Modellvariablen besonders in der Höhenhochzone in 25-35°N und bei der tropischen Zirkulation der oberen Troposphäre. Konsistent

damit sind erneut Wellenzüge des Stromfeldes einer räumlichen Skala wie der der Anomalien gegenüber dem langjährigen Mittel, die erneut auch Bereiche der Südhemisphäre überdecken und die umgepolt sind je nach trockenem oder nassem Meiyu-Jahr.

5) Diabatische Reste für trockene Jahre entsprechen ungefähr der La Niña-Situation mit stärkerer Walkerzirkulation usw. Nasse Jahre dagegen zeigen Unterschiede zu El-Niño, was auf andere bisher nicht diskutierte Wirkungsfaktoren schließen läßt, z.B. auf Einflüsse aus mittleren Breiten. Die Skala des dieses ausdrückenden Geschwindigkeitspotentials ist wie in 1) von der globalen Wellenzahl 2.

Unbestreitbar haben wir es bei der Dynamik des Monsuns mit der Wechselwirkung vieler Mechanismen verschiedenster Größenordnung zu tun, zu deren Diagnose die NMen nützlich sind, wenn auch in dieser Arbeit kausale Zusammenhänge oder Richtungen nicht erhärtet wurden. Andere Methoden benötigen lange Zeitreihen und sind damit sehr aufwendig. Hier mit den NMen und NNMIen zu festem Zeitpunkt (Monatsmittel, Episodenanfang o.Ä.) wird die Zeitstruktur vom Modell "geliehen", und die räumliche Struktur für verschiedene Frequenzbereiche oder physikalische Prozesse gewisser Skala auflösbar. Eine weitere Vereinfachung mit der Folge erheblich reduzierten Rechenaufwandes ist praktikabel: Die NMA ebenso wie die NNMI kann barotrop die Schichten einer baroklinen Atmosphäre abtasten ("durchscannen") bei jeweils neu eingestellten ("upgedateten") Randbedingungen und das mit dem Resultat der vollständigen baroklinen Lösung.

Mit komplexeren Modellen als Basis der NMAen, genauer mit der Option zusätzlicher physikalischer Prozesse, Parameterisierungen und auch Gleichungen, werden auch Teile des jeweils nicht aufgelösten Restes (Daten minus Modell-Lösung) auflösbar und Antworten zur Kausalität möglich. Anzufangen bei weitergehenden Versuchen aber wäre mit einer größeren Auflösung des Modells, die vieles entschlüsselt erscheinen ließe.

# Kapitel 7

## Literaturverzeichnis

Baer, F. 1977: Adjustments of initial conditions required to suppress gravity oscillations in non-linear flows. *Beitr. Phys. Atmosph.*, 50, 350-366.

Baer, F., J. J. Tribbia, 1977: On complete filtering of gravity modes through non-linear initialization, *Mon. Wea. Rev.*, 105, 1536-1539.

Barnett, T., L. Dümenil, K. Schlese, E. Roeckner, M. Latif, 1988: The effect of Eurasian snow cover on regional and global climate variations, *Meteor. Inst. Univ. Hamburg, Report, No.5*, 56pp.

Bjerknes, J. 1966: A possible response of the atmospheric Hadley circulation to equatorial anomalies of ocean temperature, *Tellus*, 18, 820-829.

Bjerknes, J. 1969: Atmospheric teleconnections from the equatorial Pacific, *Mon. Wea. Rev.*, 97, 163-172.

Charney, J. G., 1947: The dynamics of long waves in a baroclinic westerly current. *J. Meteo.*, 4, 135-162.

Chen Longxun, Jin Zuhui, 1984: The medium-range variations of the summer monsoon circulation system over East Asia. *Adv. Atmos. Sci.* 1, 224-233.

Chen Longxun, Li Weiliang, 1985: The atmospheric heat budget in summer over Asia monsoon area, *Adv. Atmos. Sci.*, 2, 487-498.

Chen Longxun, Zhu Qiangen, Luo Huibang, He Jinhai, Dong Min, Fen Zhiqiang, 1991: Ostasiatischer Monsun, Meteo. Press, Peking.

Chen Longxun, Zhao Ping, 1999: Effekte of atmospheric heat source and sink over the Qinghai-Xizhang Plateau on the Quasi-4-year oscillation of interaction among Atmosphere and Land and Ocean (abgegeben).

Dickinson, R.E., D.L. Williamson, 1972: Free oscillations of a discrete stratified fluid with application to numerical weather prediction, *J. Atmos. Sci.*, 29, 623-640.

Ding Yihui, 1994: Monsoons over China, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht/ Bosten/ London.

Eady, E. T., 1949, Long waves and cyclone waves. *Tellus* 1, 33-52.

Fennessy, M. J., J. Shukla, 1992: Influence of global SST on GCM simulations of the northern hemisphere monsoon circulation of 1987 and 1988. WCRP - 68, WMO/TD -No. 470, 2.37-2.45.

Findlater, J., 1969: A major low level air current over the Indian Ocean during the northern summer, *Quart J. Roy. Meteor. Soc.*, 95, 362-380.

Flohn, H., 1965: Thermal effects of the Tibetan Plateau during the Asian monsoon, *Australian Meteor. Mag.*, 49, 55-58.

Flohn, H., 1968: Contribution to a meteorology of the Tibetan highland, *Atmos. Sci.*, Colorado State University.

Frederiksen, J. S., 1982a: A unified three-dimensional instability theory of the onset of blocking and cyclogenesis, *J. Atmos. Sci.*, 39, 969-987.

Frederiksen, J. S., 1982b: Instability of the three-dimensional distorted stratospheric polar vortex at the onset of the sudden warming, *J. Atmos. Sci.*, 39, 2313-2329.

Frederiksen, J. S., 1983: A unified three-dimensional instability theory of

the onset of blocking and cycligenesis. II Teleconnection patterns, *J. Atmos. Sci.*, 40, 2593-2609.

Frederiksen, J. S., R. C. Bell, 1987: Teleconnection patterns and the roles of baroclinic, barotropic and topographic instability, *J. Atmos. Sci.*, 44, 2200-2218.

Frederiksen, J. S., P. J. Webster, 1988: Alternative theories of atmospheric teleconnections and low-frequency fluctuations. *Rev. Geoph.* 26, 459-494.

Frederiksen, J. S., C. S. Frederiksen, 1992: Northern hemisphere storm tracks and teleconnection patterns in primitive equation and quasigeostrophic models, *J. Atmos. Sci.*, 49, 1443-1458.

Frederiksen, J. S., C. S. Frederiksen, 1993: Monsoon Disturbances, intraseasonal oscillations, teleconnection patterns, blocking and storm tracks of the global atmosphere during January 1979: Linear theory, *J. Atmos. Sci.*, 50, 1349-1372.

Frederiksen, J. S., C. S. Frederiksen, 1994: Mechanisms of the formation of Australian Monsoon disturbances and intraseasonal oscillations. WCRP-84, WMO/TD-No.619, 372-379.

Frederiksen, J. S., C. S. Frederiksen, 1997: Mechanisms of the formation of intraseasonal oscillations and Australian monsoon disturbances: The roles of convection, barotropic and baroclinic instability, *Beitr. Phys. Atmosph.*, 70, 39-56.

Hahn, D. G., S. Manabe, 1975: The role of mountains in the south Asia Monsoon circulation, *J. Atmos. Sci.*, 32, 1515- 1541.

He, Jinhai, Li Jun, Li Yongping, 1990: Numerical experiment with processes for effect of Australian cold air activity on east-Asian Summer Monsoon. *Acta Meteorologica Sinica*, 4, 51-59.

He, Jinhai, Yang Song, 1990: Meridional propagation of East Asian low frequency and mid-latitude low frequency waves, *Acta Meteorologica Sinica*

(special Issue), 9, 51-59.

He, Jinhai, X. Zhou, R. Ye, 1995: Numerical study of Ural blocking high's effect upon Asian summer monsoon circulation and east China flood and drought. *Advan. Atmos. Sci.*, 12, 361-370.

Hoskins, B.J., D. H. Karoly, 1981: The steady linear response of a spherical atmosphere to thermal and orographic forcing, *J. Atmos. Sci.*, 39, 1206-1226.

Huang Ronghui, Li Weijing, 1988: Influence of heat source anomaly over the western tropical Pacific on the subtropical high over East Asia and its physical mechanism, *Sci. Atmos. Sinica*, Special Issue, 107-116.

Huang Ronghui, Sun Fengying, 1990: The impacts of the western Pacific warm pool on the summer climate anomaly in East Asia. WMO-Training Workshop on Diagnosis and Prediction of Monthly and Seasonal Atmospheric Variations, Nanjing, China, 15-19 Oct. 1990, 71-74.

Jin Zuhui, M. Murakami, 1996: The interannual variation of convective activities in the East Asian Monsoon area and its relation to the drought and flooding over the Yangtze and Huaihe river valley, In: He Jinhai, Ding Yihui, Chen Longxun, eds: *The Recent advances in Asian monsoon research*, Meteor. Press, Peking, 88-98.

Krishnamurti, T. N., H. N. Bhalme, 1976: Oscillation of a monsoon system. Part I: Observational aspects, *J. Atmos. Sci.*, 33, 1937-1954.

Krishnamurti, T.N., J. Moliinari, H. L. Pan, 1976: Numerical simulation of the Somali Jet, *J. Atmos. Sci.*, 33, 2350-2362.

Krishnamurti, T.N., D. Suhrhmanyam, 1982: The 30 to 50 day mode at 850mb during MONEX, *J. Atmos. Sci.*, 39, 2088-2095.

Krishnamurti, T. N., P. K. Jayakumar, J. Sheng, N. Surgi, A. Kumar, 1985a: Divergent circulation on the 30 to 50 day time scale, *J. Atmos. Sci.*, 42, 364-376

Krishnamurti, T. N., S. Gadgil, 1985b: ON the structure of the 30 to 50 day mode over the globe during FGGE, *Tellus*, 37A, 336-360.

Lau, K.M., P.H. Chan, 1985: Aspects of 40-50 day oscillation during the northern winter as inferred from outgoing longwave radiation, *Mon. Wea. Rev.*, 113, 1889-1909.

Lau, K.M., P.H. Chan, 1986: Aspects of 40-50 day oscillation during the northern summer as inferred from outgoing longwave radiation, *Mon. Wea. Rev.*, 114, 1354-1367.

Lau, K.M., S. Yang, 1994: The influence of the Asian monsoon on the predictability of the tropical coupled ocean-atmosphere system, WCRP-84, WMO/TD-No.619, 105-111.

Leith, C., 1980: Non-linear normal mode initialization and quasigeostrophic theory, *J. Atmos. Sci.*, 37, 958-968.

Liang, B. Q., A. Y. Wang, 1990: Monsoon circulation, 50-67 in *tropical Meteorology* Eds. Liang, B. Q. u.a., Zhongshan (Yatsen) University Press, Guangzhou, China.

Lorenz, E. N., 1963: Deterministic nonperiodic flow, *J. Atmos. Sci.*, 20, 130-141.

Machenhauer, B., 1977: On the dynamics of gravity oscillations in a shallow water model, with applications to nonlinear normal mode initialization. *Beitr. Phys. Atmosph.* 50, 253-271.

Madden, R. A., P. R. Julian, 1971: Detection of a 40-50 day oscillation in the zonal wind in the tropical Pacific, *J. Atmos. Sci.*, 28, 702-708.

Madden, R. A., P. R. Julian, 1972: Description of global scale circulation cells in the tropics with a 40-50 day period, *J. Atmos. Sci.*, 29, 1109-1123.

Meehl, G. A., 1987: The annual cycle and interannual variability in the tropical Pacific and Indian Ocean regions, *Mon. Wea. Rev.*, 115, 27-50.

- Meehl, G. A., 1993: A coupled air-sea biennial mechanism in the tropical Indian and Pacific Oceans: role of the ocean, *J. Climate*, 6, 31-41.
- Metz, W., 1994: Singular modes and low-frequency atmospheric variability, *J. Atmos. Sci.*, 51, 1740-1753.
- Murakami, M., 1983: Analysis of the deep convective activity over the western pacific and southeast Asia. part II: seasonal and intraseasonal variations during northern summer, *J. Meteor. Soc. Japan*, 61, 60-76.
- Murakami, T. N., T. Nakazawa, J. He, 1984: on the 40-50 day oscillations during the 1979 Northern Hemisphere summer. part I: phase propagation, *J. Meteor. Soc. Japan*, 63, 250-271.
- Nitta, T. S. 1986: Long-term variations of cloud amount in the western Pacific region, *J. Meteor. Soc. Japan*, 64, 373-390.
- Pedlosky, J. 1979: *Geophysical Fluid Dynamics*, Springer-Verlag, New York.
- Ramage, C. S., 1971: *Monsoon Meteorology*, Academic Press, New York and London, 2-7.
- Riehl, H., 1967: *Southeast Asia monsoon study*, Atmos. Sci. Colorado State University.
- Robertson, A. W., W. Metz, 1989: Three-dimensional linear instability of persistent anomalous large-scale flows. *J Atmos. Sci.*, 46, 2783-2801.
- Rossby, C. G., 1945: On the propagation of frequencies and energy in certain types of oceanic and atmospheric waves. *J. Meteo.* 2, 187-203.
- Rui, H, B. Wang, 1990: Development Characteristics and Dynamic Structure of tropical Intraseasonal Convection Anomalies, *J. Atmos. Sci.*, 47, 357-379.
- Schmidt, F., 1987: On monsoon winds, *Beitr. Phys. Atmosph.*, 60, 12-21.

Schmidt, F., 1990: Flux Correction by transformation of dependent variables, *Beitr. Phys. Atmo.*,63, 52-59.

Schmidt, F., A. Unzicker, 1995: On meso-scale normal mode initialization by updating basic states: An override flow situation. *Beitr. Phys. Atmosph.*, 68, 99-111.

Schmidt, F., 2000: On normal mode aided modelling: application to Asian monsoon. *Meteor. Atmos. Phys.*, 73, 189-210.

Shi Wei, Wang Shaowu; 1989: Southern Oscillation Index from 1857 to 1987, *Meteorology*, 5, 29-33.

Simmons, A. J., J. M. Wallace, G. W. Branstator, 1983: Barotropic wave propagations and instability, and atmospheric teleconnection patterns, *J. Atmos. Sci.* 40, 1363-1392.

Storch, H.v., G. Bürger, R. Schnur, J. von Storch,1995: Principal Oscillation Patterns: A review. *J. of Climat.* 8, 377-400.

Tao Shiyan, Zhu Weimei, Zhao Wei, 1988: On the interannual variability of Meiyu, *Sci. Atmos. Sinica*, Special Issue, 13-21.

Tao Shiyan, Chen Longxun, 1987: A review of recent research on the East Asian summer monsoon in China, In: C.P. Chang and T.N. Krishnamurti, eds: Chapter 8, *Review of Monsoon Meteorology*, Oxford University Press, New York.

Wallace, J. M., D.S. Gutzler, 1981: Teleconnections in the geopotential height field during the Northern Hemisphere winter, *Mon. Wea. Rev.*, 109, 784-812.

Wallace T. M., M. L. Blackmon, 1983: Observation of low-frequency atmospheric variability, *Large-scale dynamical processes in the atmosphere*, Academic Press, London, 55-94.

Webster, P. J., J. R. Holton, 1982: Cross-equatorial response to mid-latitude forcing in a zonally varying basic state, *J. Atmos. Sci.*, 39, 722-733.

Webster, P. J., 1987: The variable and interactive monsoon, in *Monsoons*. Eds J. S. Fein, P. L. Stephens, Wiley-Interscience Publication, (John Wiley and Sons), New York, 269-330.

Williamson, D., 1976: Normal mode initialization procedure applied to forecasts with the global shallow water equations, *Mon. Wea. Rev.*, 104, 195-206.

Wu, Guoxiong, Yongsheng Zhang, 1998: Tibetan Plateau forcing and the timing of the monsoon onset over South Asia and the South China Sea, *Mon. Wea. Rev.*, 126, 913-927.

Xu Xiangde, Zhao Tianliang, He Jinhai, Zhu Qiangen, 1993, The effect of Australian continent thermal forcing on anomalous variations of circulation systems in the northern and southern hemispheres, *Scientia Atmospherica Sinica*, 17(6), 641-650.

Yasunari, T., 1979: Cloudiness fluctuations associated with the Northern Hemisphere summer monsoon, *J. Meteor. Soc. Japan*, 57, 227-242.

Yasunari, T., 1980: A quasi-stationary appearance of 30-40 day period in the cloudiness fluctuations during the summer monsoon over India. *J. Meteor. Soc. Japan*, 58, 225-229.

Yasunari, T., 1981: Structure of an Indian summer monsoon system with around 40-day period, *J. Meteor. Soc. Japan*, 59, 336-354.

Yasunari, T., 1985: Zonally propagating modes of the global east-west circulation with the Southern Oscillation, *J. Meteor. Soc. Japan*, 63, 1010-1019.

Yasunari, T., Y. Seki, 1992: Role of the Asian Monsoon on the interannual variability of the Global Climate System, *J. Meteor. Soc. Japan*, 70, 177-189.

Yeh, T. C., 1949: On energy dispersion in the atmosphere, *J. Meteo.*, *J. Meteo.*, 6, 1-16.

Yeh, T. C., Y.X. Gao, 1979: *Meteorology of Tibeteau Plateau*, Scientific

Publication agency, Beijing.

Zhu Fukang, 1983: Research on South Asia high and its use in the weather prediction, Collected Papers of Meteorological Science and Technology, No.6, China Meteorol. Press, Beijing, 1-8.

Zhu Qiangen, He Jinhai, Wang Panxing, 1986: A study of circulation differences between East Asian and Indian summer Monsoon with their interaction, Adv. Atmo. Sci. 3, 466-477.

# Kapitel 8

## Anhang: Transformation der ECHAM4/T42 -Daten auf Dichtekoordinaten

Die ECHAM4/T42-Daten sind auf Druckniveaus definiert. Damit die durch sie gegebene Information in isopyknischen Modellen mit Orographie realisiert werden kann, werden sie einer Transformation auf Dichtekoordinaten unterworfen, Basis für die Bestimmung eines mehr oder weniger großskaligen Grund- oder Stöorzustandes bei der NMA und NNMI.

### 8.1 Kugelflächenfunktionen

Alle angebotenen Felder  $f(\lambda, \varphi, t)$  (das sind Orographie und in den verschiedenen Druckniveaus Vorticity, Divergenz, Geopotential und die nicht im, in Kapitel 3 gegebenen, dynamischen Modell auftretenden Variablen Temperatur und spezifische Feuchte) werden, entwickelt in orthogonale Kugelflächenfunktionen (KFFen), zur Verfügung gestellt:

$$f(\lambda, \varphi, t) = \sum_{n=0}^N \sum_{m=-n}^n f_n^m(t) Y_n^m(\lambda, \varphi). \quad (8.1)$$

Hier ist  $N=42$ . Unter Verwendung von

$$Y_n^m(\lambda, \varphi) = \text{const}_n^m \cdot (1 - \mu^2)^{|m|/2} \frac{d^{m+n}}{d\mu^{m+n}} (\mu^2 - 1)^n \cdot e^{im\lambda}$$

$$= P_n^{|m|}(\sin \varphi) \cdot e^{im\lambda} \quad (8.2)$$

mit den assoziierten Legendreschen Funktionen

$$P_{m+n}^n(\sin \varphi) = \sum_{k=0}^{m/2} (-1)^k \frac{(m+n-k-\frac{1}{2})!m!}{4^k(m+n-\frac{1}{2})!k!(m-2k)!} \sin^{m-2k} \varphi \cos^n \varphi. \quad (8.3)$$

und nach Umindizierung und -ordnung schreiben wir

$$\begin{aligned} f(\lambda, \varphi, t) &= \sum_{m=-N}^N \sum_{n=0}^{N-|m|} c_n^m(t) e^{im\lambda} \cos^{|m|} \varphi \sin^n \varphi \\ &= \sum_{m=0}^N \sum_{n=0}^{N-m} \cos^m \varphi \sin^n \varphi (a_n^m(t) \cos m\lambda + b_n^m(t) \sin m\lambda). \end{aligned} \quad (8.4)$$

Dabei sind  $\lambda$  die Länge,  $\varphi$  Breite,  $\mu = \sin \varphi$  und  $c_n^m(t) = \frac{1}{2}(a_n^m(t) - ib_n^m(t))$ . Für gegebene Vorticity  $\zeta$  und Divergenz  $\delta$  werden Stromfunktion

$$\psi : = \Delta^{-1} \zeta, \quad (8.5)$$

und Geschwindigkeitspotential

$$\chi : = \Delta^{-1} \delta. \quad (8.6)$$

bis auf eine Konstante eindeutig erhalten. Dabei sind

$$\Delta : = \frac{1}{a^2 \cos^2 \varphi} \left[ \frac{\partial^2}{\partial \lambda^2} + \cos \varphi \frac{\partial}{\partial \varphi} \left( \cos \varphi \frac{\partial}{\partial \varphi} \right) \right] \quad (8.7)$$

der Laplaceoperator und  $\Delta^{-1}$  dessen Inverse. Bei Angabe der (auf der ganzen Sphäre) wohldefinierten Drehimpulse durch

$$U : = \frac{\partial \chi}{\partial \lambda} - \cos \varphi \frac{\partial \psi}{\partial \varphi} \quad (8.8)$$

und

$$V : = \frac{\partial \psi}{\partial \lambda} + \cos \varphi \frac{\partial \chi}{\partial \varphi}. \quad (8.9)$$

schreiben sich Vorticity und Divergenz wie folgt:

$$\zeta = \frac{1}{a^2 \cos^2 \varphi} \left( \frac{\partial V}{\partial \lambda} - \cos \varphi \frac{\partial U}{\partial \varphi} \right) \quad (8.10)$$

und

$$\delta = \frac{1}{a^2 \cos^2 \varphi} \left( \frac{\partial U}{\partial \lambda} + \cos \varphi \frac{\partial V}{\partial \varphi} \right) \quad (8.11)$$

Die Komponenten des durch  $a \cos \varphi(u, v) = (U, V)$  definierten Geschwindigkeitsfelds  $(u, v)$  sind nicht mehr auf der ganzen Sphäre, sondern nur in die Pole ausschließenden Regionen definiert.

## 8.2 Die vertikale Dichtekoordinate

Die Schichteneinteilung soll auf vertikalen Dichte ( $\rho$ )- Koordinaten basieren (Abb. 3.1). Dazu werden die folgenden Prozesse durchlaufen (Schmidt, persönliche Mitteilung, 1997). Grundlage sei das 17-jährige Mittel des Geopotentials  $\Phi(\lambda, \varphi, p)$ . Für jeden der Punkte  $(\lambda_i, \varphi_j)$  eines skalengerechten Gaußschen Gitters (Abb. 8.1) wird die durch Werte in 19 Schichten gegebene Abhängigkeit  $p \rightarrow \Phi(\lambda_i, \varphi_j, p)$  als stetig differenzierbare Funktion durch kubische Splines dargestellt. Zum kleinsten Geopotentialwert innerhalb der Atmosphäre, der ja durch die Orographie  $\Phi_{ob}(\lambda_i, \varphi_j)$  gegeben ist, wird durch (iterative) Interpolation der Urbildwert  $p_{ob}(\lambda_i, \varphi_j)$  mit  $\Phi_{ob}(\lambda_i, \varphi_j) = \Phi(\lambda_i, \varphi_j, p_{ob}(\lambda_i, \varphi_j))$  bestimmt. Die Dichte als Funktion des Drucks ist aufgrund der hydrostatischen Approximation gegeben durch

$$\rho(\lambda_i, \varphi_j, p) = -\frac{1}{\frac{\partial \Phi}{\partial p}(\lambda_i, \varphi_j, p)} \quad (8.12)$$

und dargestellt durch die Splines. Damit ist auch der Oberflächenwert  $\rho_{ob}(\lambda_i, \varphi_j) := \rho(\lambda_i, \varphi_j, p_{ob}(\lambda_i, \varphi_j))$  bekannt, und es ist möglich,  $\rho_{00} :=$

$\max_{i,j} \rho_{ob}(\lambda_i, \varphi_j)$  zu bestimmen. Nach Vorgabe eines Abstandes  $\Delta\rho := \rho_{00}/(K+1)$  wird dann z.B. eine äquidistante Schichteneinteilung definiert als  $0 \leq \rho_1 \leq \dots \leq \rho_k \dots \leq \rho_K \leq \rho_{00}$  mit  $\rho_k := k \cdot \Delta\rho$ .

Gegeben seien dann für beliebige Zustände (wie den Grundzustand, durch den gerade die Schichteneinteilung definiert wurde, oder andere aktuelle Zustände zu festen "Zeitpunkten"  $t_0$ ) und für jeden Gitterpunkt  $(\lambda_i, \varphi_j)$  Splinesfunktionen des Geopotentials  $\phi(t_0, \lambda_i, \varphi_j, p)$  und zusätzlich von Stromfunktion  $\psi(t_0, \lambda_i, \varphi_j, p)$  und Geschwindigkeitspotential  $\chi(t_0, \lambda_i, \varphi_j, p)$ , so können zunächst für alle Werte  $\rho_k$  der Schichteneinteilung durch Interpolation die dazugehörigen Druck-Urbildwerte  $p_k(t_0, \lambda_i, \varphi_j)$  mit  $\rho(t_0, \lambda_i, \varphi_j, p_k(t_0, \lambda_i, \varphi_j)) = \rho_k$  bestimmt werden (wobei  $\rho$  durch die hydrostatische Approximation (8.12) mit aktuellem Geopotential  $\phi$  definiert ist) und anschließend sowohl die Werte  $\phi(t_0, \lambda_i, \varphi_j, p_k(t_0, \lambda_i, \varphi_j))$  des Geopotentials als auch die entsprechenden für Stromfunktion und Geschwindigkeitspotential: folglich als Funktionen der Dichteniveaus.

Wenn ein Dichteniveau unter die Erdoberfläche gerät, wird es durch Werte an ihr plus die Höhe einer dünnen Folie ersetzt; d.h. das unterste Niveau repräsentiert typischerweise die Erdoberfläche und umfaßt eigentlich Dichten so groß wie an der Meeresoberfläche und so klein wie auf den Gipfeln des Himalajas in der gegebenen Auflösung.

Wie mit den so erhaltenen Gitterfeldern weiter verfahren wird, ist Gegenstand des folgenden Abschnitts.

### 8.3 Daten in Spektralfunktionen für Dichtekoordinaten

Insgesamt stellt sich die Transformation der als druck- $(p-)$  abhängig gegebenen ECHAM4/T42-Felder  $f$  (Geopotential, Stromfunktion und Geschwindigkeitspotential usw.) auf dichte- $(\rho-)$  abhängige wie folgt dar:

Bewertet bezüglich einem Gaußschen Gitter  $(\lambda_i, \varphi_j)$  lautet (8.4)

$$f(t, \lambda_i, \varphi_j, p) = \sum_{m=0}^N \sum_{n=0}^{N-m} \cos^m \varphi_j \sin^n \varphi_j (a_n^m(t, p) \cos m\lambda_i + b_n^m(t, p) \sin m\lambda_i). \quad (8.13)$$

Entweder werden dann die "künstlichen" (d.h. die reduzierten) Werte auf Niveaus unterhalb der Erdoberfläche weggeworfen und der Druckwert  $p_{ob}(t, \lambda_i, \varphi_j)$  an der Oberfläche durch *Extrapolation* des untersten Splines unter das unterste Niveau hinaus geschätzt und nach Anwendung eines horizontalen (Dynamik repräsentierenden) Filters endgültig bestimmt oder umgekehrt werden die künstlichen "reduzierten" Werte unterhalb der Erdoberfläche zunächst beibehalten (denn sie sind nach NNMI des ECMWF schon dynamisch balanciert) und der Oberflächen-Druckwert durch *Interpolation* des entsprechenden Splines bestimmt.

Nach Abrufen der unabhängig zuvor bestimmten Schichteneinteilung  $\rho_k \in (0; 0.11; 0.33; 0.56; 0.78; 1) * \rho_{00}$  werden entsprechend Kapitel 8.2 Felder

$$\tilde{f}(t, \lambda_i, \varphi_j, \rho_k) \quad (8.14)$$

erhalten, für die dann beste Kugelflächenapproximationen der Gestalt (8.4) errechnet werden.

Bei Vorgabe von Torus-Geometrie (z.B. im Zusammenhang mit zonalen Grundzuständen) wird die Sphäre genau zweimal in den Torus eingebettet, so daß für alle  $f$

$$\begin{aligned} f(\lambda, \varphi) &= f(\lambda + \pi, \pi - \varphi) \\ f(\lambda, \varphi) &= f(\lambda + 2\pi, \varphi) \\ f(\lambda, \varphi) &= f(\lambda, \varphi + 2\pi) \end{aligned} \quad (8.15)$$

gilt (Abb. 8.1). Die Gitterfelder(8.14) werden dann durch Doppelfourierfunktionenfelder

$$\tilde{f}(t, \lambda, \varphi, \rho_k) = \sum_{k,l=-N}^N f_{k,l}(t, \rho_k) \exp(i(k\lambda + l\varphi)) \quad (8.16)$$

approximiert.

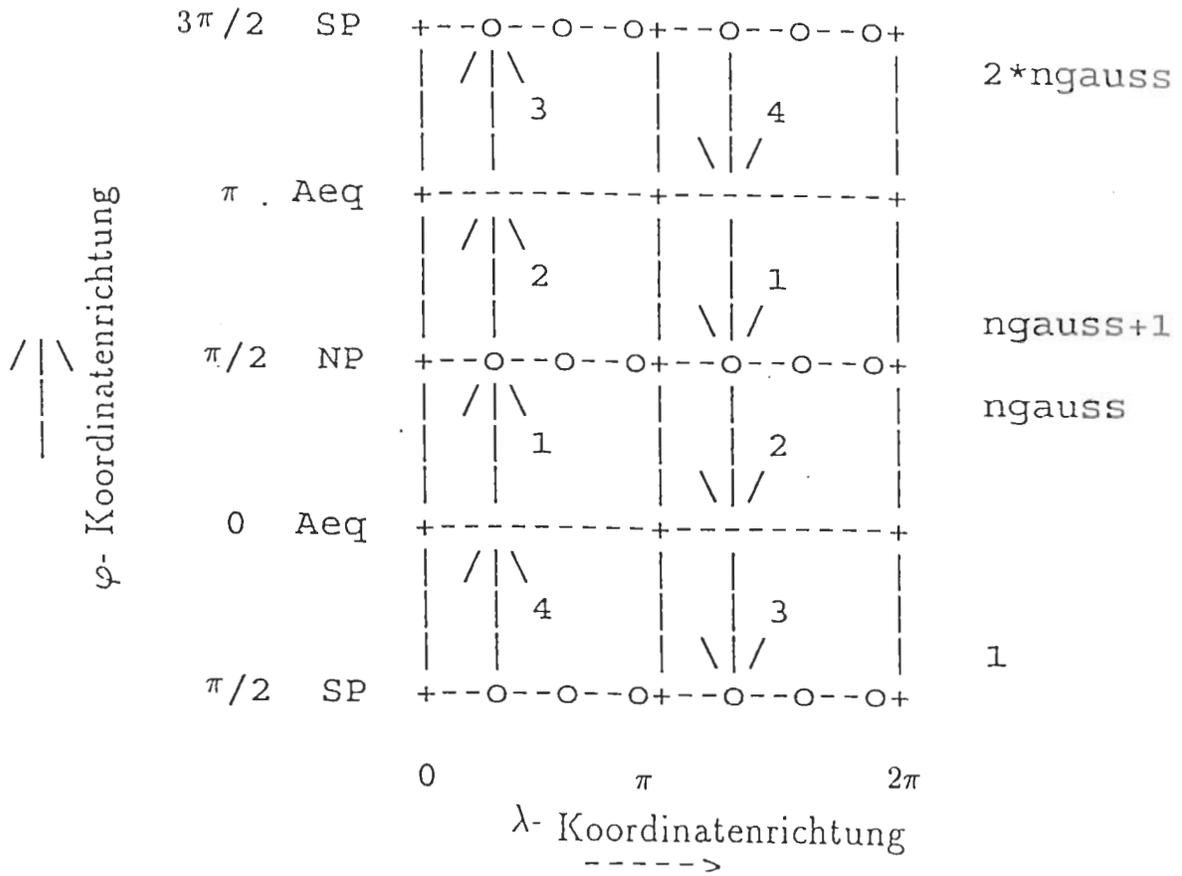


Abbildung 8.1: Ein Diagramm des Torus, in den zwei Sphären eingebettet sind. SP, Aeq und NP bedeuten Südpol, Äquator und Nordpol, ngauss ist der Grad des Gaußgitters.

## Danksagung

Diese Arbeit wurde am meteorologischen Institut der Universität München erstellt. Programmentwicklungen, Rechnungen und Abbildungen wurden auf den Rechenanlagen des Leibniz-Rechenzentrum der bayerischen Akademie der Wissenschaften und institutseigenen Rechnern durchgeführt.

An dieser Stelle bedanke ich mich besonders bei meinem Betreuer, Herrn Prof. Dr. Frank Schmidt. Er hat die Arbeit und das Promotionsvorhaben mit den zugrundeliegenden Ideen, in der Programmierung und in der Formulierung mit ungewöhnlichem persönlichem Einsatz unterstützt. Herrn Prof. Dr. Werner Metz danke ich für die freundliche Übernahme des Korreferates. Ebenso wäre ohne die finanzielle Unterstützung des KAAD (Katholischer Akademischer Ausländer-Dienst) eine erfolgreiche Durchführung der Arbeit nicht möglich gewesen. Auch dieser Organisation gilt deshalb mein herzlicher Dank.

Für Unterstützung und hilfreiche Diskussionen möchte ich mich bei Herrn Prof. He Jinhai (Nanjing Institute of Meteorology, China), Herrn Prof. Chen Longxun und Herrn Prof. Xu Xiangde (Chinese Academy of Meteorological Sciences) sowie Herrn Prof. Dr. K. Smith bedanken. Für die sachkundige Hilfsbereitschaft am Computer danke ich Herrn Dr. M. Schneiderei, Herrn Dr. Y.v. Detten, Herrn Dr. U. Harlander, Herrn G. Zängl und Herrn L. Gantner. Bedanken möchte ich mich auch beim deutschen Klimarechenzentrum, dem meteorologischen Institut der Universität Hamburg und dem Max-Planck-Institut für Meteorologie für die Überlassung der globalen ECHAM/T42 -Daten.

Zu guter letzt möchte ich allen ungenannten Helfern und allen guten Geistern danken, die mir ermöglichten, trotz vieler Schwierigkeiten diese Arbeit fertigzustellen. Mein ganz herzlicher Dank gilt meine Frau Chen Yuzhen und meinen Sohn Cheng, die durch ihre Unterstützungen viel zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

# Lebenslauf

## Persönliche Daten

Name: Zhao, Tianliang

Geburtsdatum und -ort: 17.10.1962, Shaanxi, VR China

Nationalität: Chinesisch

Familienstand: Verheiratet seit 27.07.1988, ein Sohn

## Ausbildung

03.1970-01.1975: Grundschule in Shaanxi, VR China

03.1975-02.1977: Unterstufe der Mittelschule in Shaanxi, VR China

03.1977-07.1979: Oberstufe der Mittelschule in Guizhou, VR China

09.1979-07.1983: Studium am Nanjing Institut für Meteorologie, VR China mit dem Abschluß: Bachelor in Physik

09.1987-07.1990: Aufbaustudium am Nanjing Institut für Meteorologie, VR China mit dem Abschluß: Magister in Meteorologie

## Berufstätigkeit

08. 1983- 08. 1987: Meteorologischer Assistanzingenieur beim chinesischen Wetterdienst der Provinz Guizhou, VR China

08. 1990- 09. 1994: Meteorologischer Ingenieur beim chinesischen Wetterdienst der Provinz Guizhou, VR China

10. 1994- 08. 1998: Doktorand bei Prof. Dr. Frank Schmidt am meteorologischen Institut der Universität München

09. 1998- 06. 2000: Wissenschaftlicher Angestellter am Institut für Meteorologie und Klimaforschung des Forschungszentrums und der Universität Karlsruhe

07. 2000-02.2001: Wissenschaftlicher Angestellter am Institut für Atmosphärenphysik des GKSS-Forschungszentrums, Geesthacht

03. 2001-: Wissenschaftlicher Mitarbeiter am kanadischen Wetterdienst (Meteorological Service of Canada), Downsview, Kanada