

# Der Einfluss der kontinentalen Wasserspeicherung auf das Rotationsverhalten der Erde

Von der Fakultät Luft- und Raumfahrttechnik und Geodäsie  
der Universität Stuttgart zur Erlangung der Würde  
eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)  
genehmigte Abhandlung

Vorgelegt von  
Rico Hengst  
aus Marienberg

Hauptberichter: Prof. Dr. rer. nat. habil. Detlef Wolf  
Mitberichter: Prof. Dr.-Ing. Nico Sneeuw  
Prof. Dr. tech. Harald Schuh

Tag der mündlichen Prüfung: 17.03.2008

Geodätisches Institut der Universität Stuttgart

2008



# Inhaltsverzeichnis

<b>Inhaltsverzeichnis</b>	<b>3</b>
<b>Abkürzungs- und Symbolverzeichnis</b>	<b>5</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>11</b>
<b>2 Erdrotationsschwankungen</b>	<b>14</b>
2.1 Gravitationswirkung anderer Himmelskörper . . . . .	15
2.2 Auswirkung geophysikalischer Prozesse . . . . .	17
2.3 Erdrotationsschwankungen und die Abschätzung einzelner Anregungsbeiträge	20
<b>3 Mathematische Grundlagen</b>	<b>23</b>
3.1 Drehimpulsansatz . . . . .	23
3.2 Linearisierte Liouvillesche Gleichung . . . . .	25
3.3 Berechnung der effektiven Drehimpulsfunktionen . . . . .	28
3.4 Zusammenhang zwischen den $\chi$ -Funktionen und den Erdrotationsschwankungen	29
3.5 Mathematische Methoden der Zeitreihenanalyse . . . . .	32
3.5.1 Fourier-Transformation . . . . .	32
3.5.2 Wavelet-Transformation . . . . .	33
3.5.3 Signifikanz des Fourier- und des Wavelet-Spektrum . . . . .	35
3.5.4 Multiple Regressionsanalyse . . . . .	37
<b>4 Antriebsfelder zur Bestimmung der effektiven Drehimpulsfunktionen</b>	<b>39</b>
4.1 Atmosphärische Antriebe . . . . .	39
4.2 Ozeanische Antriebe . . . . .	41
4.3 Kontinentale Wasserspeicherung . . . . .	42
4.3.1 Definition der Wasserspeicherung . . . . .	42
4.3.2 Modelle der kontinentalen Wasserspeicherung . . . . .	45
<b>5 Untersuchung der kontinentalen hydrologischen Massenvariationen</b>	<b>50</b>
5.1 Verteilungsmuster der modellierten kontinentalen Wasserspeicherung . . . . .	50
5.2 Globale Beobachtung zeitlicher Schwerefeldvariationen . . . . .	54
5.3 Globale hydrologische Massenvariationen . . . . .	55

5.3.1	Ansatz zur Massenbilanz . . . . .	56
5.3.2	Räumliche Separation . . . . .	58
5.4	Vergleich hydrologischer Massenvariationen . . . . .	60
<b>6</b>	<b>Beiträge geophysikalischer Prozesse zu Erdrotationsschwankungen</b>	<b>67</b>
6.1	Beiträge der Teilsysteme Atmosphäre und Ozean . . . . .	67
6.2	Beitrag der kontinentalen Wasserspeicherung . . . . .	75
6.2.1	Vergleich annueller Signalanteile und Trends . . . . .	75
6.2.2	Untersuchung episodischer und quasiperiodischer Signalanteile . . . . .	80
6.3	Beobachtete Erdrotationsschwankungen vs. modellierte Drehimpulsfunktionen	90
6.3.1	Vergleich der Modellkombinationen . . . . .	90
6.3.2	Spektrale multiple Regressionsanalyse . . . . .	92
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>99</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>103</b>
	<b>Abbildungs- und Tabellenverzeichnis</b>	<b>111</b>

## Abkürzungs- und Symbolverzeichnis

### Abkürzungen

AAM	Atmospheric Angular Momentum .....	21
CDAS	Climate Data Assimilation System .....	45
CEP	Celestial Ephemeris Pole .....	29
CIP	Celestial Intermediate Pole .....	30
CMAP	Climate Prediction Center Merged Analysis of Precipitation .....	49
CNES	Centre National d'Etudes Spatiales .....	54
CPC	Climate Prediction Center .....	45
CRU	Climate Research Unit .....	48
CSR	Center for Space Research .....	54
CWT	Continuous Wavelet Transformation .....	32
EAM	Effective Angular Momentum .....	28
ECCO	Estimating the Circulation and Climate of the Ocean .....	21
ECMWF	European Centre for Medium-Range Weather Forecasts .....	40
ENSO	El Niño Southern Oscillation .....	84
EOP	Erdorientierungsparameter .....	18
ERS	European Remote Sensing Satellite .....	43
FCN	Free Core Nutation .....	30
FES2004	Finite Element Solutions .....	21
GFZ	GeoForschungsZentrum .....	48
GGFC	Global Geophysical Fluids Center .....	20
GHCN	Global Historical Climatology Network .....	47
GLDAS	Global Land Data Assimilation System .....	49
GPCC	Global Precipitation Climatology Centre .....	48
GPS	Global Positioning System .....	11
GRACE	Gravity Recovery and Climate Experiment .....	22
H96	Hydrologisches Modell von Huang et al., 1996 .....	45
IAU	International Astronomical Union .....	29
ICRS	International Celestial Reference System .....	15
IERS	International Earth Rotation and Reference Systems Service .....	20
ISLSCP	International Satellite Land Surface Climatology Project .....	47
ITRS	International Terrestrial Reference System .....	15
JMA	Japan Meteorological Agency .....	41
LaDW	Land Dynamics World .....	46
LLR	Lunar Laser Ranging .....	20
LSM	Land Surface Model .....	49

MITgcm	Massachusetts Inst. of Technology Ocean General Circulation Model . . . . .	42
MKQ	Methode der kleinsten Quadrate . . . . .	60
MRA	multiple Regressionsanalyse . . . . .	37
NCDC	National Climatic Data Center . . . . .	47
NCEP	National Centers for Environmental Prediction . . . . .	40
NLS	Normalized Lomb Scargle Spectrum . . . . .	33
NOAA	National Oceanic and Atmospheric Administration . . . . .	45
OAM	Oceanic Angular Momentum . . . . .	42
OMCT	Ocean Model for Circulation and Tides . . . . .	21
POCM	Parallel Ocean Climate Model . . . . .	42
QBO	Quasibiennial Oscillation . . . . .	67
SLC	Sea Level Change . . . . .	57
SLR	Satellite Laser Ranging . . . . .	20
SOI	Southern Oscillation Index . . . . .	85
TAI	Temps Atomique International . . . . .	31
TBO	Tropospheric Biennial Oscillation . . . . .	87
UKMO	United Kingdom Meteorological Office . . . . .	41
USGS	U.S. Geological Survey . . . . .	46
VLBI	Very Long Baseline Interferometry . . . . .	11
WGHM	Water-Global Assessment and Prognosis Global Hydrology Model . . . . .	48
WPS	Wavelet Power Spectrum . . . . .	34

### Symbole und Formelzeichen

$\alpha_w$	Koeffizienten der Drehimpulsfunktionen (mit $w = 1, 2, 3, 4, 5$ ) . . . . .	26
$\chi_j$	effektive Drehimpulsfunktion . . . . .	28
$\chi_j^{\text{mass}}$	Massenterme der $\chi_j$ -Funktionen . . . . .	29
$\chi_j^{\text{motion}}$	Bewegungsterme der $\chi_j$ -Funktionen . . . . .	29
$\delta_{jk}$	Substitutionstensor Kronecker Delta . . . . .	24
$\epsilon$	Weißes Rauschen im Intervall $[0, 1]$ . . . . .	36
$\gamma$	Signifikanzniveau . . . . .	36
$\kappa$	lag1 Autokorrelation . . . . .	35
$\lambda$	geografische Länge . . . . .	43
$\nu$	Phasenwinkel mit $\nu \in [-180^\circ, 180^\circ]$ . . . . .	60
$\Omega$	mittlere Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation . . . . .	25
$\hat{\omega}$	dimensionslose Frequenz (Fourier) . . . . .	32
$\vec{\omega}$	Rotationsvektor der Erde . . . . .	23
$\Psi$	Wavelet oder Wavelet-Funktion . . . . .	33
$\psi_j$	Drehimpulsfunktion . . . . .	26
$\rho$	mittlere Dichte des Wassers . . . . .	24

$\rho_O$	mittlere Dichte des ozeanischen Wassers . . . . .	57
$\sigma^2$	Varianz der Zeitreihe . . . . .	36
$\sigma_{Ch}$	Winkelgeschw. der freien Polbewegung der Erde nach Chandler . . . . .	26
$\sigma_E$	Winkelgeschw. der freien Polbewegung der starren Erde nach Euler . . . . .	25
$\hat{\sigma}_V$	Varianz der MRA-Residuen . . . . .	37
$\tau$	Verschiebungsparameter der Wavelet-Transformation . . . . .	33
$\varphi$	geografische Breite . . . . .	43
$\Xi$	Integrationsbereich . . . . .	56
$\xi_k$	Hauptrichtung bzw. mittlerer Phasenwinkel . . . . .	62
$A, B$	mittlere äquatoriale Hauptträgheitsmomente der Erde . . . . .	24
$A_O$	Gesamtfläche des Ozeans . . . . .	57
$A_{W_S}$	Fläche einer Gitterzelle . . . . .	57
$\hat{a}, \hat{b}$	Fourierkoeffizienten . . . . .	32
$a$	Dilatationsparameter der Wavelet-Transformation . . . . .	33
$b^{(l)}$	Faktoren der Modellsignale $U^{(l)}$ . . . . .	71
$C$	mittleres axiales Hauptträgheitsmoment der Erde . . . . .	24
$C_{jm}, S_{jm}$	Stokessche Koeffizienten . . . . .	54
$C_m$	axiales Hauptträgheitsmoment des Erdmantels . . . . .	27
$c_{jk}$	Trägheitstensorkomponenten . . . . .	24
$d_f$	Anzahl der Freiheitsgrade . . . . .	36
$d$	mit Hilfe der MKQ abgeschätzte Amplitude des Jahressignals . . . . .	60
$E$	Verdunstung in [m] Wassersäule . . . . .	43
$\hat{F}$	theoretisches Fourierspektrum eines autoregressiven Prozesses . . . . .	36
$\hat{f}$	Amplitude im Fourierspektrum . . . . .	33
$f$	Signal im Zeitbereich . . . . .	32
$\mathcal{G}$	Rotationsmatrix bzgl. d. Winkels d. scheinbaren Sternzeit v. Greenwich	15
$G$	Beobachtungszeitreihe . . . . .	37
$\vec{H}$	Drehimpulsvektor . . . . .	23
$\vec{h}$	Relativdrehimpulsvektor . . . . .	23
$\Delta h_{SLC}$	induzierte mittlere Schwankung des Meeresspiegels pro Zeitschritt . . . . .	57
$\vec{I}$	Trägheitstensor . . . . .	23
$j$	Richtungskomponente im kartes. Koordinatensystem ( $j = 1, 2, 3$ ) . . . . .	24
$k_0$	dimensionslose Frequenz des Morlet-Wavelets . . . . .	34
$k'_2$	Lovesche Auflastzahl für Grad 2 . . . . .	54
$k_b$	multipler Bestimmungskoeffizient (erklärte Varianz) . . . . .	38
$\vec{L}$	Drehmomentvektor . . . . .	23
$\Delta LOD$	Schwankung der Tageslänge . . . . .	14
$LOD$	Länge des Sonnentages . . . . .	31
$l$	Nomenklaturindex für die Analyse kombinierter Modelle . . . . .	37

$M$	Masse der Erde .....	54
$\Delta M_{W_S}$	globaler Massenumsatz abzüglich des langzeitlichen Mittelwertes .....	57
$m_j$	momentaner Rotationspol im terrestr. Koordinatensystem .....	25
$\mathcal{N}$	Nutationsmatrix .....	15
$\mathcal{P}$	Präzessionsmatrix .....	15
$P$	Niederschlag in [m] Wassersäule .....	43
$\vec{p}$	beobacht. momentaner Rotationsvektor bezogen auf den Referenzpol ...	30
$Q$	Dämpfungsfaktor .....	26
$q^{(l)}$	multipler Regressionskoeffizient .....	37
$q^{*(l)}$	normierter multipler Regressionskoeffizient .....	38
$\mathcal{R}$	Rotationsmatrix .....	15
$R$	Abfluss in [m] Wassersäule .....	43
$\vec{r}$	Radiusvektor .....	24
$r_0$	mittlerer Erdradius .....	54
$r_{\text{topo}}$	ortsabhängige topograf. Höhe bezüglich des mittleren Erdellipsoids .....	56
$S_R$	quadratisch regressierte Summe der multiplen Regressionsanalyse .....	38
$s$	normierte Länge des Vektors des mittleren Phasenwinkels $\xi_k$ .....	63
$T$	Periode bzw. Schwingungsdauer .....	30
$T_0$	Erste Skalierungsebene der Wavelet-Transformation .....	35
$T_{\text{Ch}}$	Umlaufdauer der Chandlerschen Bewegung .....	14
$T_{\text{FCN}}$	Periodendauer der Nutationsbewegung des Erdkerns .....	31
$t$	Zeit .....	23
$U^{(l)}$	Modelle einzelner Teilprozesse .....	37
$V$	Residuum aus Beobachtung $G$ und den Modellen $U^{(l)}$ .....	37
$\vec{v}$	Geschwindigkeitsvektor .....	24
$\mathcal{W}$	Rotationsmatrix der Polbewegung .....	15
$W_B$	Wasserbudget in [m] Wassersäule .....	43
$W_f$	Wavelet-Koeffizient .....	33
$W_S$	Wasserspeicherung in [m] Wassersäule .....	44
$Y_{\text{CIP}}, X_{\text{CIP}}$	Positionskoordinaten bezüglich des CIP .....	31



## Kurzfassung

Die Schwankungen der Rotationsgeschwindigkeit der Erde und die Richtungsänderungen des Erdrotationsvektors werden mit modernen geodätischen Raumverfahren beobachtet und lassen sich auf Gravitationswechselwirkungen mit anderen Himmelskörpern und auf geophysikalische Prozesse zurückführen. Nach der Reduktion der beobachteten Erdrotationsschwankungen bezüglich der bekannten gravitativen Einflüsse werden die verbleibenden Schwankungen des Erdrotationsvektors maßgeblich durch Massenverlagerungen und Relativbewegungen von Massen in den einzelnen Teilsystemen der Erde, wie z.B. der Atmosphäre, hervorgerufen. Da die reduzierten geodätischen Beobachtungen stets die integrale Folgeerscheinung aller geophysikalischen Prozesse darstellen, sind einzelne ursächliche Anregungen nicht eindeutig identifizierbar. Eine Dekomposition und eine Interpretation des verbleibenden Restsignals erfordert es daher, den Zustand der Teilsysteme mit Messungen physikalischer Größen oder mit Hilfe von numerischen Modellen zu beschreiben. Neben der Analyse von Modellen der Atmosphäre und des Ozeans bezüglich der Erdrotationsschwankungen liegt der Schwerpunkt dieser Arbeit in der Untersuchung von vier hydrologischen Modellen, die die kontinentale Wasserspeicherung simulieren. Im Kontext der kontinentalen Massenverlagerungen werden die hydrologischen Modelle und die hinsichtlich atmosphärisch-ozeanischer Einflüsse reduzierten Schwerfeldbeobachtungen der GRACE-Mission verglichen, wobei sich die Untersuchung nicht auf den globalen Massenumsatz beschränkt, sondern zusätzlich um regionale Analysen erweitert ist. Die ermittelten Differenzen im jährlichen Massenumsatz zwischen den einzelnen Modellen und auch zwischen den Modellen und den GRACE-Daten ergeben mit Hinblick auf die Erdrotationsschwankungen ein unterschiedliches Anregungspotenzial ( $\chi$ -Funktionen). So treten zwischen den modellierten und den aus Schwerfeldbeobachtungen resultierenden Anregungen Differenzen auf, die in den äquatorialen  $\chi$ -Funktionen einer Phasenverschiebung der Jahresschwingung von bis zu drei Monaten entsprechen. Wavelet-Analysen der hydrologischen  $\chi$ -Funktionen zeigen episodische und quasiperiodische Signalanteile auf, die zwischen den einzelnen Modellen signifikante Korrelationen aufweisen. Entsprechende Signalcharakteristika werden auch in den um gravitative, atmosphärische und ozeanische Einflüsse reduzierten Beobachtungen der Erdrotationsschwankungen detektiert. Als Ursachen stellen sich die Oszillationen ENSO (El Niño Southern Oscillation), QBO (Quasibiennial Oscillation), TBO (Tropospheric Biennial Oscillation) und der indische Monsun heraus, die adäquate Variationen in der Wasserspeicherung Südamerikas, Australiens und Asiens bewirken. Um die Übereinstimmungen zwischen den geodätischen Beobachtungen und den modellierten Anregungen aus atmosphärischen, ozeanischen und kontinentalhydrologischen Prozessen quantifizieren zu können, werden die Zeitreihen mit dem Verfahren der spektralen MRA (multiple Regressionsanalyse) untersucht. Im spektralen Band zwischen 10 und 13 Monaten ergeben sich Widersprüche, die auf der Modellierungsseite Probleme in einer der hier untersuchten atmosphärisch-ozeanischen Kombinationen signalisieren, unabhängig von der Wahl der hydrologischen Simulation. Je nachdem welche Modelle bei der spektralen MRA miteinander kombiniert werden, erklären diese im Spektralbereich zwischen 2 und 30 Monaten die Varianz der Tageslängenschwankung im Mittel zu 93 % und die Varianz der beobachteten Polbewegung zu durchschnittlich 77 %.

## Abstract

Variations in the Earth's rotation rate and the orientation of its axis can be observed by modern geodetic space technologies. Such variations are caused by gravitational interactions between the Earth and other celestial bodies and by geophysical processes on and within the Earth. If the geodetic observations are reduced with respect to the well known gravitational effects, the residuals can be related to the geophysical processes. These processes involve mass redistributions within and exchanges between the Earth's subsystems (for instance the atmosphere), resulting in variations in the Earth's inertia tensor and relative angular momentum and, consequently, variations in the length of day and the orientation of the Earth's rotational axis, known as polar motion. In principle, geodetic observations reflect the superposition of all geophysical processes in all subsystems. Independent methods are therefore required to attribute observed rotational variations to the underlying geophysical excitation mechanisms. Hence, the estimation of the excitation potential of all subsystems must be considered separately by means of in-situ observations or simulations using numerical models. Several different models with regards to variations in the Earth's rotation and orientation are analyzed in this paper, based on dynamical mechanisms in the atmosphere, ocean and continental water storage. The present study focusses on four different hydrological simulations and compares the corresponding models with gravity variations as observed by the GRACE mission on global scales, but with an emphasis on regional characteristics. Continental gravity changes are primarily related to variations in the hydrological cycle. The determined differences in the annual mass exchange between various hydrological models are associated with different excitation characteristics, expressed by angular momentum functions  $\chi$ . The phase shift in the annual equatorial  $\chi$ -functions between the hydrological models and GRACE solutions is of the order of three months. Wavelet analyses reveal episodic and quasiperiodic signals in the hydrological angular momentum functions, with significant correlations between the hydrological models. Corresponding signals are also detected in geodetic observations, after accounting for tidal, atmospheric and oceanic effects. Typical climate relevant variability patterns, such as the Indian monsoon, the ENSO (El Niño Southern Oscillation), the QBO (Quasibiennial Oscillation) and the TBO (Tropospheric Biennial Oscillation), are identified as possible causes of episodic and quasiperiodic variations in continental water storage and, consequently, in those of the  $\chi$ -functions. The application of wavelet analyses to individual continents point out that non-periodic variations in the total hydrological  $\chi$ -functions are mainly caused by water storage changes in South America, Australia and Asia. A spectral multiple regression analysis (MRA) applied to several combinations of simulated atmospheric, oceanic and hydrologic excitations as well as to the corresponding geodetic observations, indicates a disagreement in the spectrum between 10 and 13 months that can be attributed to a specific atmosphere-ocean combination, independent of the choice of the hydrological model. Independent of the model combinations used, modeled geophysical processes explain in the spectrum between 2 and 30 months approximately 93% of the variance in the length-of-day change, and about 77% of the variance in polar motion.

# 1 Einleitung

Die Bewegung der Erde im Raum ist nicht gleichförmig. Vielmehr ist sie externen und internen Kräften unterworfen, die dazu führen, dass die Erde sowohl periodische als auch nichtperiodische Bewegungen ausführt. Bereits seit Mitte des 19. Jahrhunderts wurden astronomische und geodätische Beobachtungen mit hoher Präzision durchgeführt, um diese Bewegungen zu untersuchen. Mit den aktuellen geodätischen Raumverfahren, wie z.B. GPS (Global Positioning System) und VLBI (Very Long Baseline Interferometry), hat sich die Genauigkeit der Beobachtungen um mehrere Größenordnungen erhöht. Mit Hilfe von Modellen können die externen Kräfte, die auf Gravitationswechselwirkungen der Erde mit anderen Himmelskörpern beruhen, sehr gut beschrieben werden. Die Schwankungen des Erdrotationsvektors sind hinsichtlich der um die Einflüsse der externen Kräfte reduzierten Beobachtungen nur noch auf interne Kräfte und damit auf geophysikalische Prozesse zurückzuführen. Üblicherweise werden die reduzierten Erdrotationsschwankungen in einem erdfesten Koordinatensystem beschrieben. Dabei wird die zeitabhängige Richtung der Rotationsachse als Polbewegung und die Änderung der Winkelgeschwindigkeit als Tageslängenschwankung bezeichnet. Diese Variationen werden durch geophysikalische Prozesse hervorgerufen, die vorwiegend in der Atmosphäre, in der Hydrosphäre und in der Festen Erde stattfinden. Dabei kommt es in den einzelnen Teilsystemen zu Relativbewegungen von Massen oder/und zu Verlagerungen derselben.

Die Beobachtungen der Polbewegung und der Tageslängenschwankung stellen stets die integrale Folgeerscheinung aller geophysikalischen Prozesse dar. Aus diesem Grund lassen sich aus den geodätischen Beobachtungen keine direkten Rückschlüsse auf einzelne verursachende Prozesse ziehen. Um die beobachteten Erdrotationsschwankungen den sie anregenden geophysikalischen Mechanismen zuordnen zu können, bedarf es einer Zustandsbeschreibung der einzelnen Teilsysteme durch die Beobachtung physikalischer Größen oder durch die Modellierung der Prozesse. Die Atmosphäre besitzt im Bereich der subtäglichen bis hin zu dekadischen Zeitskalen einen maßgeblichen Einfluss auf die beobachteten Erdrotationsschwankungen. Die atmosphärischen Zustandsgrößen werden global erfasst und von den Wetterdiensten bereitgestellt. Im Gegensatz zur Atmosphäre kann der Zustand des Ozeans bezüglich einer hohen zeitlichen und räumlichen Auflösung nicht durch Beobachtungen beschrieben werden. Eine Ausnahme stellen die aus den Fernerkundungsdaten abgeleiteten Informationen über die ozeanischen Zustandsgrößen dar, die sich jedoch ausschließlich auf die Beschreibung der Meeresoberfläche beschränken. Die ozeanische Dynamik wird deshalb mit Modellen beschrieben, die zum einen durch die auf den Ozean wirkenden Gravitationskräfte und zum anderen durch die Atmosphäre angetrieben werden. Obwohl der Großteil der beobachteten Erdrotationsschwankungen den

Prozessen in Atmosphäre und Ozean zuzuschreiben ist, können die aus den atmosphärischen und ozeanischen Modellen extrahierten Anregungen die Varianz der Beobachtungen gemäß des Drehimpulsansatzes nicht vollständig erklären. Möglicherweise sind daher die geophysikalischen Prozesse in den beiden genannten Teilsystemen nicht vollständig modelliert und/oder weitere Mechanismen in anderen Teilsystemen sind für das verbleibende Anregungspotenzial der Erdrotationsschwankungen verantwortlich. Die Motivation dieser Arbeit liegt in der Abschätzung des Einflusses oberflächennaher kontinentaler Massentransporte begründet, die potenziell einen nicht zu vernachlässigbaren Beitrag zum Schließen der Drehimpulsbilanz leisten. Für diese Massenverlagerungen ist vorwiegend der kontinentale Wasserkreislauf verantwortlich. Eine globale, räumlich und zeitlich hochaufgelöste Beobachtung der hydrologischen Variationen ist nicht möglich, da einerseits ein engmaschiges Netz von permanenten terrestrischen Beobachtungsstationen erforderlich wäre. Andererseits erlauben es die auf Mikrowellen basierenden satellitengestützten Beobachtungen, Informationen zur kontinentalen Wasserspeicherung bereitzustellen, jedoch sind die resultierenden Ergebnisse auf den oberen Bodenhorizont beschränkt. Massenverlagerung in Bodenschichten unterhalb weniger Zentimeter werden bei Messungen mit diesem Verfahren nicht detektiert. Folglich wird die kontinentale Wasserspeicherung mit Hilfe hydrologischer Modelle beschrieben. Jedoch sind die simulierten hydrologischen Massenvariationen der zur Verfügung stehenden Modelle teilweise mit großen Unterschieden behaftet, die es zu quantifizieren gilt. Diese Abweichungen schlagen sich in den modellierten, hydrologisch bedingten Anregungen der Erdrotationsschwankungen nieder. Die im Jahr 2002 gestartete GRACE-Mission (Gravity Recovery and Climate Experiment) zur satellitengestützten Bestimmung des zeitabhängigen Erdschwerefeldes ermöglicht es, nach der Anwendung von Korrekturmodellen für Gezeiten, Atmosphäre und Ozean, in erster Näherung Rückschlüsse auf kontinentale hydrologische Massenverlagerungen zu ziehen. Eine Evaluierung der hydrologischen Modelle mit GRACE bzw. die Abschätzung der hydrologisch bedingten Anregungen zu Erdrotationsschwankungen mit Hilfe der Schwerefeldbeobachtungen ist aufgrund der Missionsdauer zeitlich begrenzt. In einem iterativen Prozess kann eine Evaluierung des annuellen Anregungspotenzials der hydrologischen Modelle mit dem der Schwerefeldbeobachtungen und umgekehrt durchgeführt werden. Um auch langzeitliche hydrologisch bedingte Anregungen zu Erdrotationsschwankungen analysieren zu können, bedarf es auch in naher Zukunft einer Beschreibung der hydrologischen Dynamik durch globale Modelle.

Zunächst werden in Kapitel 2 die externen Kräfte und die geophysikalischen Prozesse beschrieben, die zu Schwankungen des Erdrotationsvektors führen. Nach dem Ansatz der Drehimpulserhaltung werden die mathematischen Grundlagen der Erdrotation in Kapitel 3 erläutert. So führen Änderungen in der Massenordnung und Relativbewegungen von Massen in den einzelnen Teilsystemen der Erde zu Anregungen der Erdrotationsschwankungen, die durch die effektiven Drehimpulsfunktionen beschrieben werden. Neben den verschiedenen Methoden der Zeitreihenanalyse wird in Kapitel 3 die MRA (multiple Regressionsanalyse) als Werkzeug zur Modellbewertung vorgestellt. Diese ist notwendig, um die Vielzahl an Modellkombinationen, bestehend aus den Modellen der Atmosphäre, des Ozeans und der kontinentalen Wasserspei-

cherung, mit den beobachteten Erdrotationsschwankungen vergleichen zu können. Zum besseren Verständnis werden in Kapitel 4 die untersuchten Modellierungen der eben genannten Teilsysteme näher erläutert und die grundsätzlichen Unterschiede der hydrologischen Modelle herausgearbeitet. Zwischen den hier untersuchten hydrologischen Simulationen prägen sich teilweise starke Unterschiede im globalen jährlichen Massenumsatz aus. Um die Gebiete mit den in Kapitel 5 aufgezeigten Abweichungen räumlich einzugrenzen, werden die Daten der hydrologischen Modelle sowie die aus den GRACE-Beobachtungen extrahierten Massenvariationen separat für alle Kontinente analysiert. Die atmosphärisch-ozeanischen Beiträge zu den Erdrotationsschwankungen sind in Kapitel 6 in Form der effektiven Drehimpulsfunktionen dargestellt, wobei eine Evaluierung der jeweilig konsistenten Modellkombinationen mit Hilfe der multiplen Regressionsanalyse erfolgt. Daran schließen sich die Untersuchungen der hydrologischen Modelle hinsichtlich ihres Anregungspotenzials zu Polbewegung und Tageslängenschwankung an. Einen Schwerpunkt stellt dabei die Identifizierung episodischer und quasiperiodischer Signalanteile dar. Das Kapitel 6 schließt mit der Bewertung der einzelnen Modellkombinationen. Hierbei werden die effektiven Drehimpulsfunktionen der atmosphärischen, ozeanischen und hydrologischen Modelle mit Hilfe der spektralen MRA gegen die beobachteten Erdrotationsschwankungen regressiert.

## 2 Erdrotationsschwankungen

Das Rotationsverhalten der Erde ist von zeitlichen Variationen geprägt. Dabei bewirken externe Drehmomente anderer Himmelskörper periodische Richtungsänderungen des Erdrotationsvektors. Neben diesen als Präzessions- und Nutationsbewegungen benannten Schwankungen der Erdrotationsachse bewirken auch geophysikalische Prozesse zeitabhängige Richtungsvariationen der Rotationsachse und Änderungen der Winkelgeschwindigkeit der Erde [z.B. Schuh et al., 2003]. Besonders deutlich sind die genannten Auswirkungen der geophysikalischen Prozesse in einem mitrotierenden und damit erdfesten Koordinatensystem erkennbar.

Der Begriff der Erdrotationsschwankung soll im Rahmen dieser Arbeit sowohl die zeitlichen Schwankungen der Richtung als auch die des Betrages des Erdrotationsvektors umfassen. Diese Variationen werden üblicherweise in ihrer äquatorialen Komponente als Polbewegung und in ihrer axialen Komponente als Tageslängenänderung  $\Delta\text{LOD}$  (Length of Day) bezeichnet.

Näherungsweise entspricht die geometrische Form der Erde einem Ellipsoid, das im Falle einer starren Erde und ohne des Einflusses externer bzw. geophysikalischer Prozesse um die Achse seines größten Trägheitsmomentes rotiert. Eine Beschreibung der Rotation um die Figuren-achse setzt voraus, dass genaue Kenntnisse zur Massenverteilung auf der Erde vorhanden sind. Direkte Messungen innerhalb des Erdkörpers sind jedoch nicht realisierbar. Daher sind auch keine Schlussfolgerungen zu einer genauen Dichte- und damit Massenverteilung möglich. Die Festlegung der Figuren-achse erfolgt deshalb nicht mit Hilfe der zeitabhängigen Massenverteilung beschreibenden Trägheitstensors, sondern sie wird durch die Achse beschrieben, die die beiden polaren Punkte des geographischen Koordinatensystems miteinander verbindet. Durch geophysikalische Prozesse hervorgerufene Erdrotationsschwankungen führen dazu, dass sich die Rotationsachse um die Figuren-achse bewegt.

Die beiden größten periodischen Anteile der beobachteten Polbewegung sind die hauptsächlich durch atmosphärische und ozeanische Prozesse erzwungene jährliche Schwankung des Erdrotationsvektors und eine freie Schwingung. Die freie Polbewegung mit der Periodendauer von  $T_{\text{Ch}} \approx 433$  Tagen [Wilson und Vicente, 1980] wird nach ihrem Entdecker Seth Carlo Chandler (1846–1913) benannt. Die rotierende Erde führt eine Kreiselbewegung um ihre mittlere Figuren-achse (polare Hauptträgheitsachse) aus. Prinzipiell hängt die Umlaufdauer  $T_{\text{Ch}}$  von der Deformierbarkeit der Erde, sowie von den zeitabhängigen atmosphärisch-ozeanischen Massenverteilungen ab [Seitz et al., 2004]. Durch die Überlagerung von zwei dominanten Signalanteilen mit benachbarten Frequenzen (z.B. Jahres- und Chandlerperiode) entsteht im Zeitbereich ein als Schwebung bezeichnetes Muster. Im Falle der Polbewegung beträgt die Pe-

riodendauer der sich aus der freien und der annuellen (jährlichen) Polbewegung ergebenden Schwebung etwa 6,4 Jahre.

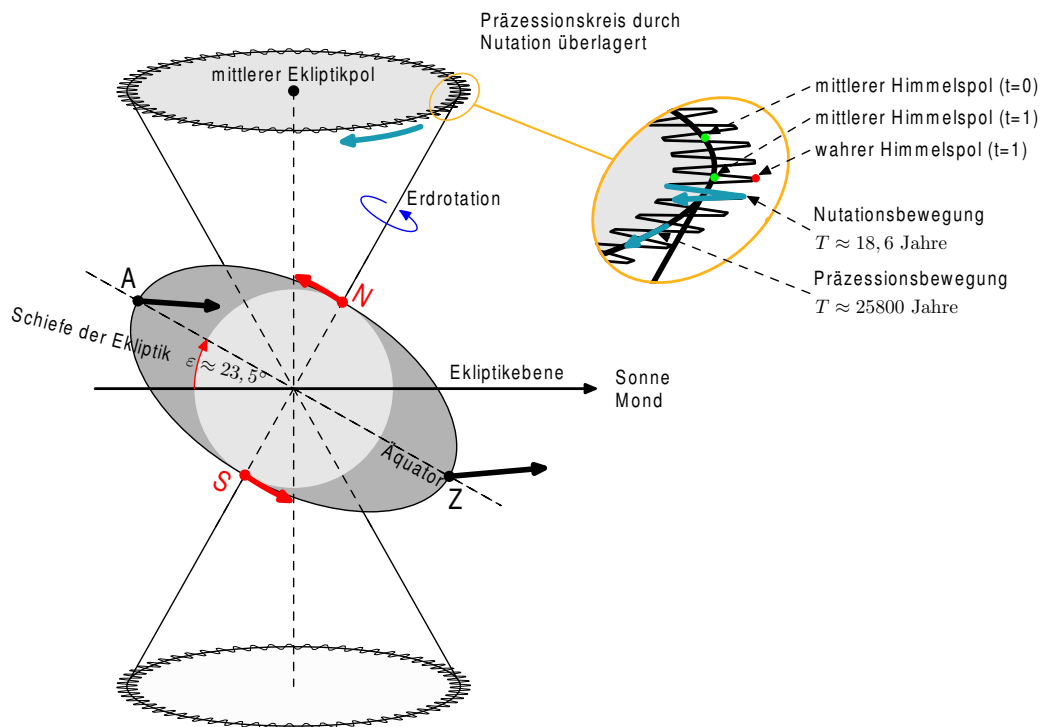
In der Regel werden die Auswirkungen der geophysikalischen Prozesse auf die Erdrotation in einem erdfesten Bezugssystem beschrieben. Die hier zur Vollständigkeit aufgeführten externen Kräfte und die daraus resultierenden Bewegungen der Figurenachse werden gewöhnlich in einem raumfesten (celestischen) Bezugssystem dargestellt. Die Beschreibung der Bewegung der Erde in einem raumfesten, hier baryzentrischen Bezugssystem ICRS (International Celestial Reference System), erfordert die Verknüpfung mit dem erdfesten Bezugssystem ITRS (International Terrestrial Reference System). Der Übergang zwischen den beiden orthonormierten Systemen lässt sich mit der zeitabhängigen Rotationsmatrix  $\mathcal{R}$  wie folgt darstellen:

$$\begin{aligned} \text{ICRS} &= \mathcal{R} \cdot \text{ITRS} && \text{mit} \\ \mathcal{R} &= \mathcal{P} \cdot \mathcal{N} \cdot \mathcal{G} \cdot \mathcal{W}. \end{aligned} \tag{2.1}$$

In  $\mathcal{R}$  sind die Bewegungen der Präzession  $\mathcal{P}$  und der Nutation  $\mathcal{N}$ , die Drehung  $\mathcal{G}$  um den Winkel der scheinbaren Sternzeit von Greenwich und die Rotation  $\mathcal{W}$  aufgrund der Polbewegung miteinander verbunden. Mit der Transformation um  $\mathcal{W}$  und  $\mathcal{G}$  geht die Position von einem erdfesten System über in ein wahres raumfestes Äquatorsystem. Die nachfolgende Drehung mit den Matrizen  $\mathcal{N}$  und  $\mathcal{P}$  beschreibt schließlich die Position im raumfesten Bezugssystem. Weiterführende Informationen zur Transformation zwischen dem terrestrischen und dem celestischen Bezugssystem sind bei Richter [1995] und Hase [1999] zu finden.

## 2.1 Gravitationswirkung anderer Himmelskörper - externe Kräfte

Auf die Erde wirken Gravitationskräfte, die sich auf die Wechselwirkung mit einer Vielzahl anderer Himmelskörper zurückführen lassen. Die Sonne und der Mond verursachen dabei die größten gravitativen Einflüsse. Grundsätzlich ist die Bahnebene der Erde um die Sonne und die des Mondes um die Erde gegeneinander geneigt. Der Winkel zwischen der Äquatorebene der Erde und der Bahnebene der Erde um die Sonne beträgt etwa  $23,5^\circ$  (Ekliptik). Die Neigung des Mondäquators zu dessen Umlaufbahn um die Erde ist mit  $5,1^\circ$  wesentlich kleiner. Unter dem Einfluss der externen Gravitationskräfte führt die an den Polen abgeplattete Erde Bewegungen aus, die denen eines Kreisels entsprechen. Die Gravitationskraft an der der Sonne zugewandten Äquatorwulst ist gegenüber der sonnenabgewandten Seite größer. In der Summe ergibt sich ein Drehmomentanteil, der entgegen der Ekliptikschiefe wirkt. Die Erdachse richtet sich auf, siehe dazu Abb. 2.1. Dieser als gyroskopischer Effekt bekannte Bewegungsanteil zeigt sich als kleine Kreisbewegung der Rotationsachse. Ebenso beeinflusst die Gravitationswirkung des Mondes die Lage der Erdrotationsachse im Raum. Die sich überlagernden Bewegungen sind allgemein als lunisolare Präzession und Nutation bekannt [Schödlbauer, 1999]. Durch gra-



**Abbildung 2.1:** Schematische Darstellung der Bewegung der Rotationsachse der Erde aufgrund luni-solarer Gravitationskräfte. Die Schiefe der Ekliptik bewirkt im Punkt A einen geringeren Gravitationseinfluss als im Punkt Z. Die Rotationsachse beschreibt, bedingt durch die Überlagerung von Präzession und Nutation, einen gewellten doppelten Kegelmantel um den mittleren Ekliptikpol.

vitative Wechselwirkungen mit weiteren Himmelskörpern induzierte periodische Bewegungen der Rotationsachse werden als planetare Präzession und Nutation bezeichnet.

Die nicht raumfeste Achse der Erde beschreibt unter dem Einfluss der solaren Drehmomente einen Kegelmantel, dessen Achse senkrecht zur Ekliptikebene steht. Ein Umlauf der Erdachse auf dem Mantel des mit  $2 \cdot 23,5^\circ$  geöffneten Kegels dauert ca. 25800 Jahre. Dieser Zeitraum entspricht einem Platonischen Jahr. Die hauptsächlich auf die gravitative Wechselwirkung mit dem Mond zurückzuführende Nutation überlagert die Präzession mit kleinen wellenartigen Bewegungen [vgl. Melchior, 1986, S. 9–19]. Eine Nutationsperiode beträgt 18,6 Jahre. Damit beschreibt die Erdachse um den Pol der Ekliptik in erster Näherung einen Kegelmantel, der zudem durch den kurzperiodischen Nutationseinfluss eine wellige Oberfläche besitzt. Die Abtrennung luni-solarer Gravitationseinflüsse von der beobachteten Erdrotationsschwankung erfolgt mit Hilfe eines Präzession-Nutation-Modells (siehe Abschnitt 3.4). Diese Separation ist notwendig, um den Anteil der durch die geophysikalischen Prozesse hervorgerufenen Erdrotationsschwankung zu bestimmen.



## 2.2 Auswirkung geophysikalischer Prozesse - oberflächennahe Prozesse und interne Kräfte

Neben den Präzessions- und Nutationsbewegungen der Erde, die von der Gravitationswirkung erdnaheer Himmelskörper verursacht werden, führen auch geophysikalische Prozesse auf und innerhalb der festen Erde zu Ausgleichsbewegungen, die allgemein als Erdrotationsschwankungen bezeichnet werden. Üblicherweise beschreibt man hierbei die äquatorialen und die axialen Variationen, als Polbewegung und als Tageslängenschwankung, getrennt voneinander. In den folgenden aufgeführten Komponenten des Systems Erde können Relativbewegungen von Massen in Erscheinung treten, Massenverlagerungen im Teilsystem auftreten sowie Energien zwischen den Komponenten ausgetauscht werden [in abgeänderter Form nach Schuh et al., 2003].

**Die Feste Erde** beinhaltet den Innen- und Außenkern, den Erdmantel sowie die Erdkruste. Atmosphäre und Hydrosphäre werden bei den Untersuchungen der Erdrotation separat betrachtet. Die rheologischen Eigenschaften des deformierbaren Erdmantels sind für kurze Zeiträume nahezu elastischer und für größere Zeiträume viskoelastischer Natur. Erdoberflächennahe Auflasten, postglaziale Hebungen, laterale Plattenbewegungen und Erdbeben führen zu Schwingungen und zu Ausgleichsbewegungen des Erdkörpers, die wiederum Erdrotationsschwankungen hervorrufen. Flüssigkeitsbewegungen im Außenkern sind durch elektromagnetische Kräfte mit dem Erdmantel gekoppelt und können so die durch sie verursachten Drehimpulsvariationen des Kerns auf den Mantel und den Innenkern übertragen. Untersuchungen von Greiner-Mai et al. [2003, 2006] und Mound [2005] stellen den besonderen Einfluss der elektromechanischen Kopplung in der Kern-Mantel-Zone den Residuen der axialen Erdrotationsschwankungen gegenüber. Hierbei entsprechen die Residuen der Differenz aus beobachteter Tageslängenschwankung und dessen atmosphärisch bedingtem Anteil. Bestätigen sich die Annahmen über die gravitative Kopplung zwischen Erdmantel und Innenkern, so können bei geänderter Massenordnung im Kern auch Trägheitstensoränderungen und somit Erdrotationsschwankungen auftreten [Xu und Szeto, 1996].

Eine Änderung der Massenordnung aufgrund seismischer Aktivitäten in vertikaler Richtung und die horizontale Ausbreitung von Lava und Asche führen zu einer Variation der Trägheitstensorcomponenten. Die dadurch induzierte Tageslängenschwankung und Polbewegung ist sehr klein. Der Einfluss von Erdbeben auf die Polbewegung ist ebenfalls gering und liegt an der Grenze der Beobachtungsgenauigkeit. So ermitteln Chao und Gross [2000] aus ca. 16000 Einzelbeben zwischen 1977–1999 einen Trend in der Bewegung der Rotationsachse von  $0,07 \text{ mas}^1/\text{Jahr}$  in Richtung  $140^\circ$  Ost. Das in den letzten 46 Jahren stärkste Erd- bzw. Seebeben, welches sich am 26. Dezember 2004 in der

---

<sup>1</sup>Einheit des Winkels:  $1 \text{ mas} = 1 \text{ Millibogensekunde}$ .

Subduktionszone der indisch-australischen Erdplatte nahe der indonesischen Hauptinsel Sumatra ereignete, und das die Ursache der Tsunamis-Katastrophe war, führte zu einer Verschiebung der Figurenachse um 2,32 mas in Richtung 127° Ost und zu einer um 6,8  $\mu$ s reduzierten Rotationsgeschwindigkeit. Diese von Gross und Chao [2006] modellierten Anregungen zur Erdrotationsschwankung sind mit den derzeitigen Messsystemen in Bezug auf die Beobachtungsgenauigkeit nicht detektierbar.

**Die Atmosphäre** ist die gasförmige Hülle zwischen der Erde und dem Weltraum. In ihrer untersten Schicht, der Troposphäre (0–15 km), deren Anteil an der Gesamtmasse der Atmosphäre bei mehr als  $\frac{2}{3}$  liegt, spielen sich die Prozesse der Wetterbildung ab. Zudem finden in der Troposphäre neben starken toroidalen und poloidalen Massenbewegungen auch hohe vertikale Durchmischungen statt. Mit Hinblick auf die EOP (Erdorientierungsparameter) bewirken Relativbewegungen in der Atmosphäre vorwiegend Änderungen der Rotationsgeschwindigkeit. Massenverlagerungen hingegen ziehen vor allem eine Polbewegung nach sich [siehe dazu beispielsweise Jochmann, 1981; Seitz, 2004]. Zudem verursachen atmosphärische Auflasten Deformationen der Festen Erde und des Ozeans, was sich wiederum in den beobachteten EOP niederschlägt. Neben den ausgeprägten annuellen Schwankungen spiegeln sich Variationen im Bereich von mehreren Tagen bis zu mehreren Jahren in den beobachteten Tageslängen und der Polbewegung wider. Eine Zusammenstellung über die in dieser Arbeit untersuchten atmosphärischen Drehimpulszeitreihen ist in Abschnitt 4.1 zu finden.

**Die Hydrosphäre** umfasst oberflächennahe Wasserspeicher, die sich im flüssigen oder festen Aggregatzustand befinden. Hierzu zählen die Weltmeere, Flüsse, Seen, die Schneebedeckung und das in Gletschern gespeicherte Wasser. Des Weiteren ist das in den einzelnen Bodenhorizonten und das in der Pflanzenwelt gespeicherte Wasser in dieser Komponente des Systems Erde integriert. Interne Massenumverteilungen in den hydrologischen Subsystemen und der Massenaustausch zwischen den einzelnen Wasserspeichern ändern die Trägheitstensoranteile der Erde und regen somit Polbewegung und Tageslängenänderung an. Zusätzlich entstehen Relativdrehimpulse, die vorwiegend auf ozeanisch induzierte Relativbewegungen und damit auf Meeresströmungen zurückzuführen sind. Bei den Modellierungen ist es üblich, die Ozeane und den kontinentalen Wasserkreislauf separat zu beschreiben. Dazu sei im Falle der ozeanischen Einflüsse auf die Arbeit von Seitz [2004] und im Falle des kontinentalen Wasserkreislaufes auf die Untersuchungen von Dill [2002] und Wünsch [2002] verwiesen.

**Zur Biosphäre** werden im Sinne ihres Einflusses auf die Erdrotationsschwankungen die Prozesse zusammengefasst, die infolge von Vegetationszyklen organische Massenverlagerungen mit sich bringen. So ist das Wachstum der Pflanzen direkt mit dem Kohlenstoffkreislauf verbunden. Mit Hilfe der Photosynthese wird das in der Atmosphäre gebundene Kohlendioxid zu Glukose und Sauerstoff umgewandelt. Die auf der Erde vorhandene Masse an Kohlenstoff mit ca.  $7,5 \cdot 10^{19}$  kg ist zu 0,001 % in der Atmosphäre (in Form von

CO<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub>, FCKW), zu 0,05 % in der Hydrosphäre und zu 99,8 % in der Lithosphäre (Sedimente, Kohle, Erdöl) gespeichert. Der langfristige Kohlenstoffkreislauf wird von einer Vielzahl geologischer Prozesse beeinflusst und setzt über lange Zeiträume organisches Material in fossile Rohstoffe (Kohle) um. Demgegenüber ist der kurzfristige Kohlenstoffkreislauf hauptsächlich den jährlichen Variationen der Photosynthese unterworfen. Trotz des kleinen Kohlenstoffmassenanteils der Atmosphäre ist die Flussrate (Kohlenstoffumsatz) im Gegensatz zur Lithosphäre sehr hoch. Die resultierende Polbewegung aus den von Eubanks [1998] abgeschätzten jährlichen biochemischen Massenvariationen beträgt ca. 1 mas.

**Die Anthroposphäre** umfasst alle menschlichen Aktivitäten, hier im Besonderen die Eingriffe in natürliche Stoffkreisläufe. Hierzu sollen exemplarisch der massive Abbau von Bodenschätzen und die Schiffbarmachung von Flüssen, mit der Schaffung von Staustufen und Begradigungen, genannt sein. Staudämme zum Hochwasserschutz und zur Energiegewinnung, wie beispielsweise der Drei-Schluchten-Staudamm in China, beeinflussen den lokalen Wasserkreislauf erheblich. Daraus resultieren u.a. Variationen in der Massenordnung und folglich Änderungen des Trägheitstensors der Erde. In Berechnungen wird der Forderung nach Massenerhaltung, mit dem Ansatz des Massenausgleichs durch die Weltmeere, Rechnung getragen. Das den künstlichen oder natürlichen Wasserreservoirs zugeführte oder entnommene Wasser bewirkt mit diesem Ansatz globale Meeresspiegelvariationen sowie einen Trend in der Erdrotationsschwankung.

So führt die Austrocknung des Aralsees, dessen Wasserspiegel seit den 50-er Jahren des vergangenen Jahrhunderts um 33 cm/Jahr sinkt, zu einer Verschiebung des Rotationspols von 0,5 mas/Jahr in Richtung 50° Ost. Hingegen ist nach der Abschätzung von [Dill, 2002, S. 97] die um 0,5  $\mu$ s/Jahr verkürzte Tageslänge aufgrund des Massenverlustes im Aralsee eher marginal. Auf globaler Skala liegt der Trend – hervorgerufen durch das kumulative Auffüllen der 88 größten künstlichen Wasserreservoirs – im Anstieg der Rotationsgeschwindigkeit bei 0,2  $\mu$ s/Jahr und der Trend in der Polbewegung bei 0,5 mas/Jahr in Richtung 130° West [Chao, 1995].

Die Wasserrückhaltebecken zur Flutregulierung speichern das Wasser in den Monaten hohen Wasserzuflusses, um in den Monaten mit niedrigen Zuflussraten Wasser abzugeben. Die Variation der gespeicherten Wassermassen im Drei-Schluchten-Staudamm approximiert Dill [2002] durch eine gleichmäßige Sägezahnfunktion. Die Untersuchung zu dem voraussichtlich im Jahre 2009 fertiggestellten Bauwerk zeigt vorwiegend annuelle Variationen in den Drehimpulsfunktionen (siehe Abschnitt 3.3). Dabei betragen die Amplituden der Tageslängenschwankung 0,2  $\mu$ s und die der Polbewegung 1 mas. Induzierte Relativedrehimpulse durch die Bewegungen des Wassers können, ähnlich dem Falle der kontinentalen Wasserspeicherung, aufgrund der relativ langsam ablaufenden Prozesse vernachlässigt werden.

## 2.3 Die direkte Beobachtung der Erdrotationsschwankungen und die Abschätzung einzelner Anregungsbeiträge

**Direkte Beobachtung:** Die Bewegung und die Orientierung der Erde im Raum kann durch Beobachtungen mit Hilfe verschiedener geodätischer Raumverfahren, z.B. GPS, VLBI, LLR (Lunar Laser Ranging) und SLR (Satellite Laser Ranging) beschrieben werden. Neben den individuellen Beobachtungsdaten der Erdrotationsschwankungen, auf Grundlage der o.g. Messsysteme, bietet der IERS (International Earth Rotation and Reference Systems Service) kombinierte Zeitreihen an, in denen die Polkoordinaten, die Tageslängenschwankung und die Nutationskorrekturen verfügbar sind (siehe Abschnitt 3.4). So zeichnet sich die im Jahre 1962 beginnende und bis in die Gegenwart geführte Zeitreihe EOPC04 durch eine sehr hohe Langzeitstabilität mit täglichem Zeitschritt aus. Nach der Eliminierung der externen gravitativen Einflüsse aus den Beobachtungsdaten enthalten die EOP-Zeitserien noch die Signalanteile aller geophysikalischer Prozesse. Wie bereits in Kapitel 1 aufgeführt, lassen sich unmittelbar aus den beobachteten Erdrotationsschwankungen keine Rückschlüsse auf einzelne, sie verursachende geophysikalische Prozesse ziehen. Allerdings ist es möglich, im Spektrum der Beobachtungen charakteristische Signale der Teilsysteme, wie z.B. die Gezeiten, das ENSO-Phänomen oder die Madden-Julian-Oszillation, zu identifizieren. Mit der auf den Drehimpulsansatz zurückzuführenden Methode (siehe Abschnitt 3.4) besteht die Möglichkeit, die einzelnen geophysikalischen Anregungsbeiträge zu bestimmen und mit den beobachteten Erdrotationsschwankungen zu vergleichen. Um zuverlässige Abschätzungen von Massenverlagerungen und Relativbewegungen in Form von Drehimpulsfunktionen (siehe Abschnitt 3.3) geben zu können, bedarf es der Erfassung einer Vielzahl von zusätzlichen Informationen. Der Großteil der geophysikalischen Prozesse entzieht sich jedoch einer direkten Beobachtung. Mit Hilfe von Modellen können die komplexen Massenverlagerungen und die Bewegungen von Massen in den einzelnen Teilsystemen simuliert werden.

Auf Initiative des IERS wurde im Jahr 1998 das GGFC (Global Geophysical Fluids Center) gegründet. Strukturell sind im GGFC die Sub-Bureaus Atmosphere, Ocean, Hydrology, Loading, Tides, Mantle, Core und Gravity/Geocenter integriert. Die Gründung des GGFC zielte darauf ab, der wissenschaftlichen Gemeinschaft Daten zur Verfügung zu stellen, welche die Dynamik der geophysikalischen Prozesse beschreiben. Die von den Sub-Bureaus bereitgestellten Daten stellen jedoch nur einen Teil der aktuellen Ergebnisse von Untersuchungen dar. Darum ist es in der Verantwortung der einzelnen Institutionen, die die Modellierung der Komponenten des Systems Erde betreiben, ihre Ergebnisse in Form von Drehimpulszeitreihen oder als globale Felder auf der Plattform des GGFC zu publizieren. So können die unterschiedlichen, in den Modellen integrierten theoretischen Ansätze in Bezug auf die Erdrotationsschwankungen ausgewertet und miteinander verknüpft werden.

**Anregungsbeiträge der einzelnen Teilsysteme:** Die Komplexität der Vorgänge innerhalb der Teilsysteme und die Interaktionen zwischen den einzelnen Teilsystemen lassen sich nicht vollständig mit theoretischen Ansätzen beschreiben. Aus diesem Grund ist die Quantifizierung der Anregungsbeiträge der Festen Erde beschränkt. Zusätzlich ist die direkte Beobachtung nur auf oberflächennahe Bereiche dieses Teilsystems limitiert. Bezüglich der Atmosphäre kann man Analysen in die Untersuchung einbringen, die bis ins Jahr 1948 zurückreichen und auf global gut verteilte Beobachtungsdaten basieren. Atmosphärische Drehimpulszeitreihen AAM (Atmospheric Angular Momentum) unterschiedlicher meteorologischer Analysezentren stehen beim GGFC zur Verfügung. Der Leser sei für weiterreichende Information zu den im GGFC vorgehaltenen atmosphärischen Drehimpulszeitreihen auf Abschnitt 4.1 verwiesen.

Der physikalische Zustand der Ozeane kann in seiner horizontalen und vertikalen Ausdehnung nur sehr begrenzt mit maritimen Beobachtungsplattformen, wie z.B. Bojen, Sonden und Schiffen untersucht werden. Meeresströmungen und Dichteveränderungen sowie die Interaktionen mit der Atmosphäre verursachen eine regional sehr unterschiedliche ozeanische Dynamik. Deren Erfassung setzt engmaschige Beobachtungen im Zeit- und Raumbereich voraus. Satellitengestützte Messverfahren erlauben zwar globale in-situ Beobachtungen von Temperatur und Zirkulation, jedoch enthalten diese Beobachtungsdaten nur Informationen über die Meeresoberfläche. Daher kann die ozeanische Dynamik nur mit numerischen Modellen beschrieben und die resultierenden Massenverlagerungen und Relativbewegungen in Drehimpulsfunktionen und somit in modellierte Erdrotationsschwankungen überführt werden.

Globale Ozeanmodelle lassen sich zunächst in barotrope/barokline Modelle, in freie Modelle und in Modelle mit Assimilationsansatz klassifizieren. Unabhängig davon erfolgte die Simulation des Einflusses der Gezeiten und der Zirkulation noch bis vor kurzem getrennt. Ozeanische Gezeitenmodelle, wie z.B. das FES2004 (Finite Element Solutions), reflektieren die Gravitationseinflüsse von Sonne und Mond auf die Variation der Meereshöhe [Urschl et al., 2005]. Ozeanische Zirkulationsmodelle nutzen zum Antrieb klimatische Felder, z.B. Temperatur und Windgeschwindigkeit. Stellvertretend für die Vielzahl von Zirkulationsmodellen sei hier nur ECCO (Estimating the Circulation and Climate of the Ocean) aufgeführt. Dessen Simulationsergebnisse stehen in Form von Drehimpulszeitreihen beim GGFC zur freien Verfügung. Das nicht am GGFC vorgehaltene OMCT (Ocean Model for Circulation and Tides) vereint, im Gegensatz zu den aufgeführten ozeanischen Modellen, die Beschreibung der Gezeiten- und Zirkulationseffekte (barokliner Ansatz) und die dabei vorhandenen nichtlinearen Wechselwirkungen zwischen den Tiden und den Meeresströmungen in einem Modell. Die beiden ozeanischen Modelle ECCO und OMCT, deren Drehimpulszeitreihen in dieser Arbeit untersucht werden, sind in Abschnitt 4.2 beschrieben.

Hydrologische Massenvariationen auf den Kontinenten bewirken, ebenso wie die Massenschichtungen in der Atmosphäre und im Ozean, Variationen des Trägheitstensors der Erde. Im Unterschied zu Atmosphäre und Ozean sind die hydrologisch bedingten Relativbewegungen auf den Kontinenten sehr klein, weshalb entsprechende Anregungen vernachlässigt werden können [Walter, 2005]. Der kontinentale Wasserkreislauf, aufgeteilt in vertikale und horizon-

tale Strömungen, ist komplex und theoretisch nur mit vereinfachten Annahmen zu beschreiben. Zudem entzieht sich die Bodenfeuchte tieferer Bodenhorizonte einer direkten globalen Beobachtung. Jedoch besteht mit der satellitengestützten Gravitationsfeldbestimmung die Möglichkeit, hydrologische Massenverlagerungen indirekt zu detektieren. So beschreiben die Daten der Mission GRACE (Gravity Recovery and Climate Experiment) die Änderungen in der Massenordnung, die nach der Eliminierung von atmosphärisch/ozeanischen Anteilen und Gezeiteneffekten zum Großteil auf die Massenvariationen der kontinentalen Wasserspeicher zurückzuführen sind. Ergebnisse dieser Untersuchung sind ab dem Missionstart im Jahre 2002 in nahezu monatlichen Zeitschritten vorhanden.

Das Studieren lang- und kurzperiodischer globaler hydrologischer Signale erfordert demzufolge numerische Modelle. Die theoretischen Ansätze der beim GGFC angebotenen Modelle weichen jedoch nicht unwesentlich voneinander ab. Generell wird die hydrologische Dynamik in globalen Modellen im Bereich der Inlandeisflächen und in der Antarktis nicht oder nur unzureichend modelliert. Modellevaluationen basieren meist auf der Grundlage des punktuellen Abgleichs zwischen simuliertem und beobachtetem Abfluss. Die damit verbundene Modellskalierung führt vor allem in großflächigen Gebieten, in denen keine Beobachtungsdaten vorhanden sind, zu teilweise massiven Fehlabschätzungen der regionalen Wasserspeicherung. Die Unterschiede in den Ergebnissen der hydrologischen Modelle lassen sich zum Teil mit den differierenden Quellen der Antriebsparameter Niederschlag und Temperatur erklären, siehe Abschnitt 4.3.2 und Tabelle 4.2. So analysieren beispielsweise Béranger et al. [2006] Niederschlagsfelder von zehn Klimazentren. Die Ergebnisse der auf ozeanische Flächen begrenzten Untersuchung zeigen teilweise große Widersprüche in den Niederschlagsverteilungen der einzelnen Felder auf. Der Niederschlag ist im Gegensatz zum Luftdruck oder zur Temperatur eine zeitlich und räumlich hochvariable Größe. Eine räumliche Interpolation des beobachteten Niederschlags führt somit zwangsläufig zu Unsicherheiten im Hauptantriebsparameter der hydrologischen Modelle.

## 3 Mathematische Grundlagen

### 3.1 Drehimpulsansatz

Die Änderung des Gesamtdrehimpulses  $\vec{H}$  eines rotierenden Körpers im Inertialsystem entspricht nach dem Prinzip der Drehimpulserhaltung der Summe der externen Kräfte, die mit den von der Zeit  $t$  abhängigen Drehmomenten  $\vec{L}$  Einfluss auf die Rotation des Körpers nehmen, d.h.

$$\frac{d\vec{H}(t)}{dt} = \vec{L}(t). \quad (3.1)$$

Der als Eulersche Gleichung benannte Zusammenhang (3.1) ergibt sich aus der Newtonschen Bewegungsgleichung. Um die Rotation der Erde in einem terrestrischen Bezugssystem mit den orthogonalen Achsen  $x_1, x_2, x_3$  zu beschreiben, muss (3.1) erweitert werden gemäß

$$\frac{d\vec{H}(t)}{dt} + \vec{\omega}(t) \times \vec{H}(t) = \vec{L}(t). \quad (3.2)$$

Betrachtet man die Erde als deformierbaren Körper, so setzt sich der Gesamtdrehimpuls

$$\vec{H}(t) = \vec{I}(t)\vec{\omega}(t) + \vec{h}(t) \quad (3.3)$$

aus dem Massenterm, der mit dem Rotationsvektor  $\vec{\omega}$  verknüpft ist, und dem Bewegungsterm zusammen. Der zeitabhängige Trägheitstensor  $\vec{I}$  beschreibt die momentane Verteilung der Massen und  $\vec{h}$  den Relativdrehimpuls aufgrund von Massenbewegungen relativ zum rotierenden Bezugssystem. Bei starren Körpern treten keine Relativdrehimpulse auf. Die Zeitabhängigkeit des Trägheitstensors in (3.3) verschwindet.

#### Liouvillesche Gleichung

Die Verknüpfung von (3.2) und (3.3) führt zu der als Liouvillesche Gleichung [Munk und MacDonald, 1960] bekannten Beziehung

$$\frac{d}{dt}[\vec{I}(t)\vec{\omega}(t) + \vec{h}(t)] + \vec{\omega}(t) \times [\vec{I}(t)\vec{\omega}(t) + \vec{h}(t)] = \vec{L}(t). \quad (3.4)$$

Damit sind die Drehimpulsachse, das terrestrische Bezugssystem und die momentane Rotationsachse, unter Berücksichtigung der Drehimpulserhaltung ( $\vec{H} = \vec{I}\vec{\omega} + \vec{h} = \text{konst.}$ , mit  $\vec{L} = 0$ ),

miteinander verbunden. Fallen die Rotationsachse und die  $x_3$ -Achse des Koordinatensystems nahezu zusammen, lässt sich der diagonalsymmetrische Trägheitstensor aufspalten in

$$\vec{I}(t) = \vec{I}^{(0)} + \Delta\vec{I}(t) \quad \text{mit} \quad (3.5)$$

$$\vec{I}^{(0)} = \text{diag}(A, B, C) \quad \text{und} \quad \Delta\vec{I}(t) = \begin{pmatrix} c_{11}(t) & c_{12}(t) & c_{13}(t) \\ c_{12}(t) & c_{22}(t) & c_{23}(t) \\ c_{13}(t) & c_{23}(t) & c_{33}(t) \end{pmatrix}. \quad (3.6)$$

Hierbei stellen  $A, B$  und  $C$  die Hauptträgheitsmomente der Erde dar. Das entsprechende Ellipsoid, das sich der Figur der Erde am besten anpasst, wird in Bezug auf die rotierende Erde als rotationssymmetrisch mit  $B = A$  angenommen. Die Trägheitstensorkomponenten  $c_{jk}$ , deren Beträge sehr klein sind, lassen sich mit Hilfe des Substitutionstensors  $\delta_{jk}$  in kompakter Schreibweise gemäß

$$c_{jk}(t) = \iiint_V \rho(x_o x_o \delta_{jk} - x_j x_k) dV \quad \text{mit} \quad \delta_{jk} = \begin{cases} 1, & \text{wenn } j = k \\ 0, & \text{wenn } j \neq k \end{cases} \quad (3.7)$$

als Integrale bezüglich der Volumenelemente  $dV$  darstellen. Dabei ist die Dichte  $\rho$  vom betrachteten geophysikalischen Prozess abhängig. In dieser Arbeit wird die Dichte des kontinentalen Wassers mit  $\rho = 1000 \text{ kg/m}^3$  angenommen. Die in (3.7) verwendete Einsteinsche Summenkonvention erlaubt es, eine Summierung bei zwei gleichen Indizes (hier  $o$ ) auch ohne explizites Summationszeichen zu signalisieren. Neben der Vektorschreibweise wird in der vorliegenden Arbeit auch die Indexschreibweise genutzt, wobei die Indizes  $j$  bzw.  $k$  (mit  $j, k = 1, 2, 3$ ) die Richtungskomponenten in einem dreiachsigen orthogonalen Koordinatensystem beschreiben.

Der Trägheitstensor  $\vec{I}$  wird von den Bewegungen der Massen nicht beeinflusst, sofern die von einem Punkt fortbewegte Masse durch eine, an einem anderen Punkt freigesetzte gleich große Masse, ausgetauscht wird. Massenbewegungen relativ zur festen Erde werden in den Bewegungstermen als Relativdrehimpulse berücksichtigt. Die Bewegungsterme spielen vorwiegend in den Strömungen von Atmosphäre und Ozean eine bedeutende Rolle. Der Einfluss von Massenbewegungen zwischen den kontinentalen Wasserspeichern auf die Erdrotationsschwankungen ist nach Walter [2005] vernachlässigbar, jedoch soll er zur vollständigen Darstellung des Gesamtdrehimpulses aus (3.3) aufgezeigt werden.

Der Relativdrehimpuls wird aus dem Radiusvektor  $\vec{r}$  der bewegten Massenelemente und der Relativgeschwindigkeit  $\vec{v}$  der bewegten Massen zum erdfesten Bezugssystem entsprechend

$$\vec{h}(t) = \iiint_V \rho(\vec{r} \times \vec{v}) dV \quad (3.8)$$

bestimmt. In der Praxis wählt man das Koordinatensystem so, dass die Rotationsachse nahe der  $x_3$ -Achse des erdfesten Bezugssystems liegt.



Folglich kann der zeitabhängige Rotationsvektor  $\vec{\omega}(t) = \vec{\omega}_0 + \Delta\vec{\omega}(t)$  in

$$\vec{\omega}_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \Omega \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \Delta\vec{\omega}(t) = \Omega \begin{pmatrix} m_1(t) \\ m_2(t) \\ m_3(t) \end{pmatrix} \quad (3.9)$$

aufgetrennt werden, wobei  $\Omega = 7,29211514 \cdot 10^{-5}$  rad/s der mittleren Rotationsgeschwindigkeit<sup>1</sup> der Erde entspricht. Wird eine gleichförmige Rotation der Erde durch Massenverlagerungen oder durch Relativbewegungen von Massen gestört, führt dies zu den Variationen  $\Delta\vec{I}$  bzw.  $\vec{h}$ . Gemäß dem Drehimpulsansatz entstehen damit kleine Variationen  $\Delta\vec{\omega}$ , welche den dimensionslosen Größen  $m_j$  entsprechen.

### 3.2 Linearisierte Liouvillesche Gleichung

Für die Ableitung einer beliebigen Variablen (hier  $m_j$ ) nach der Zeit  $t$  soll folgende Schreibweise gelten:  $\dot{m}_j = dm_j/dt$ , wobei  $m_1$  und  $m_2$  die Polbewegung und  $m_3$  die Tageslängenschwankung darstellen. Die Störungen der gleichförmigen Rotation der Erde werden als sehr klein angenommen, deshalb wird

$$\left. \begin{array}{l} |m_j(t)| \\ |\Delta\vec{I}(t)| \\ |\Delta h_j(t)| \end{array} \right\} \ll \left\{ \begin{array}{l} 1 \\ C \\ \Omega C \end{array} \right. \quad (3.10)$$

vorausgesetzt. Somit kann die Liouvillesche Gleichung (3.4) linearisiert werden. Für die starre Erde ergeben sich die Eulerschen Gleichungen mit

$$\begin{aligned} m_1(t) - \frac{1}{\sigma_E} \dot{m}_2(t) &= \psi_1(t) \\ m_2(t) + \frac{1}{\sigma_E} \dot{m}_1(t) &= \psi_2(t) \\ \dot{m}_3(t) &= \dot{\psi}_3(t), \end{aligned} \quad (3.11)$$

wobei

$$\sigma_E = \frac{C - A}{A} \Omega \quad (3.12)$$

die Winkelgeschwindigkeit der freien Polbewegung darstellt [Munk und MacDonald, 1960, S. 38]. Für den Fall der starren Erde beträgt die als Eulerperiode bezeichnete Umlaufdauer der freien Polbewegung  $2\pi/\sigma_E \cong 305$  Tage.

<sup>1</sup>Die Geschwindigkeit bezieht sich auf einen siderischen Tag mit einer Tageslänge von 23 h, 56 min und 4,099 s.

Die Anregungsfunktionen  $\psi_j$  werden später in (3.14) definiert. Die elastischen Eigenschaften der rotierenden Erde führen zu Deformationen des Erdkörpers. Ursache hierfür sind die Zentrifugalkräfte und die ortsabhängigen Auflasteffekte. Der Übergang von dem Modell einer starren Erde zu einem Modell mit nahezu elastischen Eigenschaften kann einerseits mit den Loveschen Zahlen [Munk und MacDonald, 1960, S. 38–43] und andererseits mit den in (3.15) beschriebenen numerischen Koeffizienten  $\alpha_w$  erfolgen.

Die Frequenz der beobachteten freien Polbewegung (Chandler wobble) beträgt im Gegensatz zur Eulerperiode etwa 0,8435 Schwingungen pro Jahr. Zusätzlich wird die Eigenbewegung der Erde von Prozessen in der Atmosphäre und im Ozean angetrieben [Seitz et al., 2004]. Andernfalls käme es aufgrund bekannter Dämpfungsmechanismen mit der Zeit zu einer starken Dezimierung der Eigenbewegung. Durch die Anelastizität im Erdmantel und die Reibung der ozeanischen Wassermassen kommt es zu Energiedissipationen im System Erde, die sich entsprechend auf die Erdorientierungsparameter auswirken [Zürn und Widmer-Schmidrig, 2002]. Liao et al. [2003] stellen in diesem Zusammenhang bisherige Arbeiten zur numerischen Schätzung der Chandlerbewegung mit unterschiedlichen Modellansätzen umfassend zusammen.

Gewöhnlich wird die Periode unter Voraussetzung eines aus einem viskoelastischen Mantel und einem flüssigen Kern bestehenden Modells bestimmt [siehe z.B. Jochmann, 2006]. Dabei wird vorausgesetzt, dass der flüssige Kern nur passiv auf die Bewegungen des Erdmantels reagiert, was auch unter dem Ansatz der Inertialkopplung bekannt ist [Sasao et al., 1977]. Da bei der Modellbildung eine rotationssymmetrische Kern-Mantel-Grenze angenommen wird, ist der Mantel bezüglich der axialen Komponente der Erdrotation entkoppelt. Mit diesem Ansatz wird die Eulerfrequenz in (3.11) durch die komplexe Chandlerfrequenz

$$\sigma_{\text{Ch}} = \frac{2\pi}{T_{\text{Ch}}} \left( 1 + \frac{i}{2Q} \right), \quad (3.13)$$

mit  $i = \sqrt{-1}$ , ersetzt. In diesem Falle stellen die ersten beiden Gleichungen in (3.11) das Differentialgleichungssystem einer gedämpften Polbewegung dar. Für den die Dämpfung bestimmenden Qualitätsfaktor  $Q$  geben Wilson und Vicente [1980] den Wert 170 an, dessen Bestimmung sich auf die statistische Analyse der beobachteten Polbewegung begründet.

Neben der im eben erwähnten Modell realisierten Inertialkopplung zwischen Kern und Mantel, müssen noch andere Kopplungsmechanismen berücksichtigt werden. Prinzipiell sind Erdkern und Erdmantel mechanisch und elektromagnetisch gekoppelt und können daher Drehimpulse aufeinander übertragen. Aufgrund des Drehimpulsaustausches innerhalb der Festen Erde ist mit einem Einfluss auf die Erdrotationsschwankungen zu rechnen. Trotz verstärkter Forschungsarbeiten in den letzten Jahren wurde noch kein umfassendes und in sich konsistentes Kopplungsmodell gefunden [Greiner-Mai et al., 2003]. Die Modelle zur Kern-Mantel-Kopplung sind mit einer Vielzahl freier Parameter behaftet, deren Bestimmung nur möglich ist, wenn zusätzliche Informationen zur Verfügung stehen. Diese erfordern das Studium der Kern-Mantel-Kopplung aufgrund langzeitiger Beobachtungen der Erdrotationsschwankungen, die hinsichtlich der Anregung durch oberflächennahe geophysikalische Prozesse (Atmosphäre, Ozean und

kontinentale Wasserspeicherung) reduziert werden müssen. Eine realistische Kern-Mantel-Modellierung und die Bestimmung der freien Parameter eines alle Kopplungsarten vereinigenden Modells können kurzfristig nicht erwartet werden.

Aufgrund der Annahme gleicher äquatorialer Hauptträgheitsmomente sind die Gleichungen für die Polbewegung und der Variation der Tageslänge voneinander unabhängig. Polbewegung und Tageslängenvariationen können getrennt bestimmt werden. Dagegen sind die beiden äquatorialen Komponenten  $m_1$  und  $m_2$ , die die Polbewegung beschreiben, miteinander gekoppelt. Die in (3.11) eingeführten  $\psi$ -Drehimpulsfunktionen variieren nach (3.4) nur in Abhängigkeit von  $\Delta\vec{I}, \Delta\vec{h}$  und deren zeitlichen Änderungen:

$$\begin{aligned}\psi_1 &= \frac{\alpha_1}{\Omega^2(C-A)} \left[ \alpha_2(\Omega^2 c_{13} + \Omega \dot{c}_{23}) + \alpha_3(\Omega h_1 + \dot{h}_2) \right] \\ \psi_2 &= \frac{\alpha_1}{\Omega^2(C-A)} \left[ \alpha_2(\Omega^2 c_{23} - \Omega \dot{c}_{13}) + \alpha_3(\Omega h_2 + \dot{h}_1) \right] \\ \psi_3 &= -\frac{\alpha_4}{\Omega^2 C} \left[ \alpha_5(\Omega^2 c_{33} + \Omega h_3) \right] .\end{aligned}\tag{3.14}$$

Beim Übergang zum Modell einer nahezu elastisch reagierenden Erde müssen je nach Anregung die Einflüsse der Gezeiten- und Rotationsdeformation, die der Auflasteffekte sowie die Wechselwirkungen zwischen Erdkern und Erdmantel beachtet werden. Zharkov et al. [1996, S. 341–345] führen hierfür die numerischen Koeffizienten  $\alpha_w$  ( $w = 1, 2, 3, 4, 5$ ) ein, welche abhängig vom zugrunde gelegten Erdmodell und Anregungsprozess variieren. Für den Fall einer starren Erde ergibt sich  $\alpha_w = 1$  für alle  $w$ . In dieser Arbeit werden die von Zharkov et al. [1996] und Wahr [1982, 1983] publizierten numerischen Werte für  $\alpha_w$  übernommen, siehe (3.15). Die dort angegebenen Werte für die Koeffizienten

$$\alpha_1 = 1,12, \alpha_2 = 1, \alpha_3 = 1,44, \alpha_4 = C/C_m = 1,141, \alpha_5 = 0,756\tag{3.15}$$

beziehen sich auf eine elastische Erde mit einem auf Mantelbewegungen passiv reagierenden flüssigen Erdkern und einem Gleichgewichtsozean. Die Variation der Winkelgeschwindigkeit der Erde ist in diesem Modell von der Rotation des Erdkerns unabhängig. Deshalb geht in (3.15) und somit in den Anregungsfunktionen  $\psi$  lediglich das effektiv wirkende axiale Hauptträgheitsmoment des Erdmantels  $C_m$  ein.

Für die äquatorialen Komponenten werden die folgenden komplexen Notationen eingeführt:

$$\begin{aligned}\mathbf{m}(t) &= m_1(t) + i m_2(t) \\ \boldsymbol{\psi}(t) &= \psi_1(t) + i \psi_2(t) \\ \Delta I(t) &= c_{13}(t) + i c_{23}(t) \\ \mathbf{h}(t) &= h_1(t) + i h_2(t) \\ \mathbf{L}(t) &= L_1(t) + i L_2(t) .\end{aligned}\tag{3.16}$$

Somit ergibt sich aus (3.11) für die Polbewegung der nicht starren Erde mit (3.13) und (3.16) folgender Zusammenhang:

$$\boldsymbol{\psi}(t) = \mathbf{m}(t) + \frac{i}{\sigma_{\text{Ch}}} \dot{\mathbf{m}}(t) . \quad (3.17)$$

Die Gleichungen (3.11) und (3.14) beschreiben die Richtung der momentanen Rotationsachse und die Rotationsgeschwindigkeit. Hierbei weist die  $m_1$ -Achse in Richtung des projizierten Meridians von Greenwich und  $m_2$  in Richtung des projizierten  $90^\circ$  Ost Meridians. Die Größen  $m_1$  und  $m_2$  beschreiben die Lageänderungen der Rotationsachse in einem erdfesten Referenzsystem.

### 3.3 Berechnung der effektiven Drehimpulsfunktionen

Die in Abschnitt 3.2 eingeführten Anregungsfunktionen  $\psi$  enthalten neben den Trägheitstensoranteilen und den Relativdrehimpulsen auch deren zeitliche Ableitungen  $\Delta \dot{I}$  und  $\dot{h}$ . Die Bestimmung des Anregungsbeitrages, auf der Basis von beispielsweise atmosphärischen oder hydrologischen Beobachtungsdaten, führt entsprechend (3.14) zu einer numerischen Differentiation der Beobachtungswerte, was wiederum zu einer signifikant höheren Ungenauigkeit beiträgt [Zharkov et al., 1996]. Um die Probleme bei der Bereitstellung der zeitlichen Ableitungen von  $\Delta I$  und  $h$  zu umgehen, führen Barnes et al. [1983, S. 43–48] die als effektive Drehimpulsfunktionen  $\chi_j$  bekannten EAM (Effective Angular Momentum) ein. Hiermit besteht die Möglichkeit, unter der Verwendung der komplexen Notation  $\boldsymbol{\chi} = \chi_1 + i \chi_2$  aus den Beobachtungsdaten Erdrotationsschwankungen für die nicht starre Erde mit

$$\mathbf{m}(t) + \frac{i}{\sigma_{\text{Ch}}} \dot{\mathbf{m}}(t) = \boldsymbol{\chi}(t) - \frac{i}{\Omega} \dot{\boldsymbol{\chi}}(t) \quad (3.18)$$

$$\dot{m}_3(t) = -\dot{\chi}_3(t) \quad (3.19)$$

zu bestimmen. Die Gleichungen (3.17) und (3.18) beschreiben die Polbewegung. Die Lösung für die axiale Komponente (3.19) ist mit  $m_3 = -\chi_3 + \text{konst.}$  gegeben. Für die äquatorialen Komponenten lässt sich aus dem Vergleich von (3.17) und (3.18) folgende Relation finden:

$$\boldsymbol{\psi}(t) = \boldsymbol{\chi}(t) - \frac{i}{\Omega} \dot{\boldsymbol{\chi}}(t) . \quad (3.20)$$

Das Verknüpfen von (3.11) mit (3.13), (3.14), (3.18) und (3.19) führt zu der von Thomas [2002] verwendeten Schreibweise für die  $\chi$ -Funktionen:

$$\boldsymbol{\chi}(t) = \frac{\alpha_1}{\Omega(C - A)} (\alpha_2 \Omega \Delta \mathbf{I}(t) + \alpha_3 \mathbf{h}(t)) \quad (3.21)$$

$$\chi_3(t) = -\psi_3 = \frac{\alpha_4}{\Omega C} (\alpha_5 \Omega c_{33}(t) + h_3(t)) . \quad (3.22)$$

In der Literatur sind unterschiedliche Notationen bezüglich der Anregungs- und der Drehimpulsfunktionen zu finden. Die Untersuchungen in dieser Arbeit beziehen sich auf die effektiven Drehimpulsfunktionen  $\chi$  entsprechend der Notation von Moritz und Mueller [1987, S. 300–310] und Schuh et al. [2003]. Im Folgenden werden die  $\chi$ -Funktionen als Drehimpulsfunktionen bezeichnet.

Die Auswirkungen der geänderten Massengeometrie und die der Relativbewegungen von Massen in den Teilsystemen der Erde lassen sich im Sinne der effektiven Drehimpulsfunktionen, getrennt voneinander formulieren:

$$\chi_j = \chi_j^{\text{mass}} + \chi_j^{\text{motion}} . \quad (3.23)$$

Die Bestimmung der Massenterme  $\chi_j^{\text{mass}}$  kann im Falle der Teilsysteme Atmosphäre, Ozean und kontinentale Wasserspeicherung durch Integration über die Kugeloberfläche erfolgen. Dabei kann die Topografie als obere radiale Integrationsgrenze berücksichtigt werden, siehe Abschnitt 5.3. Numerisch aufwendiger gestaltet sich hingegen die Berechnung der Bewegungsterme  $\chi_j^{\text{motion}}$ . Abhängig vom Anregungsprozess ist beispielsweise bezüglich der Atmosphäre eine Integration über eine Vielzahl von Schichten notwendig, um die Relativedrehimpulse von sich bewegenden Masseteilchen zu bestimmen.

### 3.4 Zusammenhang zwischen den effektiven Drehimpulsfunktionen und den beobachteten Erdrotationsschwankungen

Die vom IERS veröffentlichten EOP-Zeitreihen beschreiben die Parameter der Transformation vom terrestrischen, im Massenschwerpunkt der rotierenden Erde gelagerten Bezugssystem ITRS zum raumfesten Bezugssystem ICRS, dessen Ursprung sich im Baryzentrum unseres Sonnensystems befindet. Realisiert wird das raumfeste Bezugssystem durch die Beobachtungen extragalaktischer Radioquellen. Die äquatorialen Bewegungen des Erdrotationsvektors werden bezüglich der Referenzachse des von der IAU (International Astronomical Union) eingeführten CEP (Celestial Ephemeris Pole) gemessen. Die Achse des CEP repräsentiert die von lunisolaren und planetaren Drehmomenten freie mittlere Figurenachse der Erde [Schödlbauer, 1999, S. 254].

Im celestischen Bezugsrahmen des ICRS werden die Bewegungen der Achse durch ein Präzessions-Nutations-Modell beschrieben. Da die externen Drehmomente und damit die Präzession und die Nutation bereits eliminiert sind, entsprechen die Bewegungen der CEP-Achse im terrestrischen Bezugssystem des ITRF den Polkoordinaten. Beobachtete Variationen in den äquatorialen Komponenten werden durch die Änderungen des CEP relativ zu einem terrestrischen Referenzpol ausgedrückt. So orientiert sich die  $X$ -Achse an dem IERS-Referenzmeridian von Greenwich und die  $Y$ -Achse in Richtung  $90^\circ$  West.

Mit Wirkung vom 1. Januar 2003 führte die IAU die Referenzachse des CIP (Celestial Intermediate Pole) ein [vgl. McCarthy und Petit, 2004]. Die beiden Referenzachsen vormals CEP, nun CIP, unterscheiden sich nur durch das um subtägliche Schwingungsperioden erweiterte Frequenzspektrum des CIP im terrestrischen System [Seidelmann und Kovalevsky, 2002]. Das Auftreten von externen Drehmomenten mit täglichen und subtäglichen Bewegungsanteilen führt im Gegensatz zum CEP zu Bewegungen des CIP im erdfesten Bezugssystem. Da die  $Y$ -Achse des momentanen Rotationspols  $\vec{m}$  in Richtung  $90^\circ$  Ost verläuft (vgl. Abschnitt 3.2), bedarf es der Lagebeschreibung des CIP im erdfesten System mit  $[p_1, p_2] = [X_{\text{CIP}}, -Y_{\text{CIP}}]$ . Alle Nutationsterme mit einer Periode  $T \geq 2$  Tage werden mit dem neuen Präzessions-Nutations-Modell separiert. In den Zeitreihen der Polbewegung sind noch Nutationsbewegungen mit Perioden unter zwei Tagen enthalten. Die subtäglichen Effekte der Ozeangezeiten werden durch ein Modell eliminiert [Seidelmann und Kovalevsky, 2002; McCarthy und Petit, 2004].

Für den Vergleich der beobachteten Erdrotationsschwankungen und der Drehimpulsfunktionen muss der Übergang vom momentanen Rotationspol  $\vec{m}$  zum beobachteten Rotationsvektor  $\vec{p} = (p_1, p_2, p_3)^T$  des CIP erfolgen. Gross [1992] gibt hierfür folgende Beziehung an:

$$\mathbf{m}(t) = \mathbf{p}(t) - i \frac{\dot{\mathbf{p}}(t)}{\Omega} \quad \text{mit} \quad \mathbf{p}(t) = p_1(t) + ip_2(t) \quad (3.24)$$

$$m_3(t) = \frac{\dot{p}_3(t)}{\Omega}. \quad (3.25)$$

### Variationen in den äquatorialen Komponenten

Das Zusammenführen der Gleichungen (3.11), (3.18), (3.20) und (3.24) ermöglicht mit

$$\mathbf{p}(t) + i \frac{\dot{\mathbf{p}}(t)}{\sigma_{\text{Ch}}} = \boldsymbol{\chi}(t) \quad (3.26)$$

die geophysikalischen Anregungen  $\boldsymbol{\chi}$  mit den beobachteten Polbewegungen  $\mathbf{p}$  in Beziehungen zu setzen. Die analytische Lösung von (3.26) [vgl. Zharkov et al., 1996, S. 355] zur Beschreibung der aus geophysikalischen Prozessen induzierten Polbewegung gemäß

$$\mathbf{p}(t) = \mathbf{p}(t_0) e^{i\sigma_{\text{Ch}}(t-t_0)} - i\sigma_{\text{Ch}} \int_{t_0}^t e^{i\sigma_{\text{Ch}}(t-\tau)} \boldsymbol{\chi}(\tau) d\tau \quad (3.27)$$

setzt sich aus der freien Chandlerbewegung und einer Faltung der äquatorialen Drehimpulsfunktionen zusammen. Die Integrationskonstante  $\mathbf{p}(t_0)$  muss bei der numerischen Umsetzung vorgegeben werden. Bei der Betrachtung von hochfrequenten geophysikalischen Anregungen mit Perioden bis zu einem Tag muss die Annahme einer vollständigen Entkopplung von Erdkern und Erdmantel aufgegeben werden. Die Kern-Mantel-Grenze hat eine ungleichförmige Gestalt. Deshalb kommt es bei der Rotation der Erdkerns relativ zum Mantel an der Grenzfläche zu einem Ungleichgewicht des Flüssigkeitsdrucks. Die resultierende freie Bewegung wird als FCN (Free Core Nutation) bezeichnet. Mathews und Shapiro [1992] geben für den Betrag

der Winkelgeschwindigkeit den Wert  $\sigma_{\text{FCN}} = \Omega(1 + 1/431)$  an, was einer Periodendauer von  $T_{\text{FCN}} = 23 \text{ h } 53 \text{ min}$  entspricht. Für die Bestimmung der Polbewegung, hinsichtlich hochfrequenter geophysikalischer Anregungsmechanismen, muss die Resonatorgleichung (3.26) derart abgeändert werden, dass neben der Chandlerschen- auch der FCN-Resonanz Rechnung getragen wird. Die von Zharkov et al. [1996] angegebene Erweiterung von (3.27) soll hier nicht verwendet werden, da kontinentalhydrologische Variationen vorwiegend saisonaler Natur sind und die untersuchten hydrologischen Modellergebnisse vornehmlich in monatlichen Zeitschritten zur Verfügung stehen.

Aus dem beobachteten Rotationsvektor  $Y_{\text{CIP}}, X_{\text{CIP}}$  können im Vergleich zu (3.27) die effektiven äquatorialen Drehimpulsfunktionen numerisch berechnet werden. Mit der Dekonvolution

$$\chi_1(t) + i\chi_2(t) = X_{\text{CIP}}(t) - iY_{\text{CIP}}(t) + \frac{i}{\sigma_{\text{Ch}}} \cdot \frac{d}{dt} [X_{\text{CIP}}(t) - iY_{\text{CIP}}(t)] \quad (3.28)$$

lassen sich die beobachteten EOP direkt mit den geophysikalischen Anregungen vergleichen. Dabei müssen bei der numerischen Umsetzung die Differentialausdrücke in (3.28) durch finite Differenzen ersetzt werden.

### Variationen der axialen Komponente

Die Variation der axialen Komponente entspricht mit (3.9) nach Lambeck [1988, S. 37]

$$m_3(t) = \frac{\omega_3(t) - \Omega}{\Omega} = -\frac{\Delta\text{LOD}(t)}{\text{LOD}} = \frac{d}{dt}(\text{UT1}(t) - \text{TAI}), \quad (3.29)$$

wobei  $\text{LOD} = 86400 \text{ s}$  der mittlere Sonnentag und UT1 die um die Variation der Tageslänge korrigierte Sonnenzeit sind. Das Referenzzeitmaß TAI (Temps Atomique International) ist als internationale Atomzeit definiert, die auf einem atomaren Zeitnormal basiert. Durch die Kombination von (3.19), (3.22) und (3.29) besteht die Möglichkeit, die axiale Anregung direkt als Tageslängenschwankung auszudrücken:

$$\Delta\text{LOD}(t) = \frac{\alpha_4 \text{LOD}}{\Omega C} [\alpha_5 \Omega c_{33}(t) + h_3(t)]. \quad (3.30)$$

### Vergleichsebenen

Prinzipiell können die geophysikalisch bedingten Massenverlagerungen und die Relativdrehimpulse mit den beobachteten Erdorientierungsparametern auf zwei unterschiedlichen Ebenen verglichen werden. Dies kann einerseits im Bereich der effektiven Drehimpulsfunktionen oder andererseits im Bereich Polbewegung/Tageslängenschwankung geschehen. Die axiale Komponente wird bei der Transformation in (3.30) zwischen Anregungsbereich und  $\Delta\text{LOD}$  nur mit Hilfe eines konstanten Faktors modifiziert. Die Übertragung der  $\chi$ -Funktionen in den Polbewegungsbereich erfolgt mit Hilfe der Resonatorgleichung (3.27), welche die empirisch ermittelten

Eigenmoden der Erde als freie Schwingung beschreibt [Polzer, 1997]. Kleinere Variationen im äquatorialen Anregungsbereich können durch die energiereichen Signalanteile der freien Polbewegung überdeckt werden. Sofern in dieser Arbeit nicht anders angegeben, werden deshalb die geophysikalischen Anregungen und die beobachteten Erdrotationsschwankungen im Zeitbereich auf der gemeinsamen Ebene der effektiven Drehimpulsfunktion untersucht. Abhängig von der Fragestellung erfolgt eine zusätzliche Analyse der Daten durch die Transformation in den Frequenzbereich bzw. die Transformation in einen Zeit-Frequenz-Bereich der CWT (Continuous Wavelet Transformation).

### 3.5 Mathematische Methoden der Zeitreihenanalyse

Zur Analyse von Zeitreihen werden unterschiedliche Methoden angewandt, um verschiedene Signalcharakteristiken zu extrahieren. So können sich beispielweise die Signale aus einem linearen Trend und aus dynamischen sowie stochastischen Anteilen zusammensetzen. Dabei kann der dynamische Signalanteil periodische, quasiperiodische und episodische Beiträge enthalten. Je nach Fragestellung werden die im Folgenden beschriebenen Verfahren zur Signalanalyse bzw. zum Vergleich der beobachteten Erdrotationsschwankungen mit den modellierten geophysikalischen Anregungen eingesetzt.

#### 3.5.1 Fourier-Transformation

Die von Jean Joseph Fourier im Jahre 1807 entwickelte Theorie beschreibt mit der gleichnamigen Transformation die Projektion des zeitabhängigen Signals  $f$  in ihr diskontinuierliches Linienspektrum mit diskreten Frequenzen. Dabei wird das Signal

$$f(t) = \hat{a}_0 + \sum_{g=1}^{\infty} \left[ \hat{a}_g \cos(2\pi\hat{\omega}_g t) + \hat{b}_g \sin(2\pi\hat{\omega}_g t) \right] \quad (3.31)$$

in eine Summe aus trigonometrischen Funktionen mit den diskreten Frequenzen  $\hat{\omega}$  zerlegt. Bei der Transformation diskreter Zeitreihen wird die Fourier-Reihe (3.31) nach einer endlichen Zahl von  $g = n$  Gliedern abgebrochen, womit  $f$  durch ein trigonometrisches Polynom approximiert wird [Bartsch, 1997, S. 539]. Die Koeffizienten  $\hat{a}, \hat{b}$  mit den zugehörigen Frequenzen  $\hat{\omega}$  sind wie folgt definiert:

$$\begin{aligned} \hat{a}_0 &= \frac{1}{n} \sum_{t=1}^n f(t) \\ \hat{a}_g &= \frac{1}{n} \sum_{t=1}^n f(t) \cos(2\pi\hat{\omega}_g t) \\ \hat{b}_g &= \frac{1}{n} \sum_{t=1}^n f(t) \sin(2\pi\hat{\omega}_g t). \end{aligned} \quad (3.32)$$



Die Entwicklung in (3.31) setzt voraus, dass die Zeitreihe einem stationären bzw. zeitinvarianten Prozess entspricht. Signalanteile mit nicht stationären Eigenschaften, wie beispielsweise episodische und quasiperiodische Variationen, können gegebenenfalls bei der Projektion der Daten in den Frequenzbereich nicht detektiert werden. Abhängig von der Signalstärke der nicht periodischen Anteile kommt es zu einem Verwaschen des Amplitudenspektrums  $\hat{f}$ :

$$\hat{f}(\hat{\omega}_g) = \sqrt{\hat{a}_g^2 + \hat{b}_g^2}. \quad (3.33)$$

Deshalb ist diese Datenanalyse vor allem bei der Untersuchung periodischer Signalanteile von Vorteil. In Abhängigkeit von der Schrittweite und der Länge diskreter Zeitreihen sind mit Hilfe der Fourier-Transformation sehr präzise Abschätzungen von Frequenzen und Phasen möglich. Voraussetzung sind äquidistante Zeitschritte und Serien ohne Datenlücken. Mit einer adaptierten Fourier-Analyse für heterogene zeitdiskretisierte Daten kann auf zusätzliche Interpolation verzichtet werden. Die auf diesem Ansatz beruhenden und hier durchgeführten Fourier-Transformationen stützen sich auf den von Press et al. [1992] publizierten Algorithmus. Deren Ergebnisse münden in NLS-Spektren (Normalized Lomb Scargle), in denen das normalisierte Energiespektrum den einzelnen Frequenzen oder Perioden zugeordnet ist.

### 3.5.2 Wavelet-Transformation

Die trigonometrischen Funktionen als Basisfunktionen bei der Fourier-Transformation haben den Nachteil, dass sie im Zeitbereich unendlich oft schwingen. Hingegen sind die Basisfunktionen im Frequenzraum sehr präzise lokalisiert. Die Wavelet-Transformation nutzt Basisfunktionen, sogenannte Wavelets  $\Psi$ , welche im Zeitbereich nicht unendlich schwingen (endliche Trägerbreite) und damit im Zeitbereich besser zu lokalisieren sind. Damit ergibt sich zwangsläufig eine gewisse Unschärfe im Frequenzraum. Die Wavelet-Koeffizienten  $W_f$  stellen den Bildraum der diskreten Zeitreihe  $f$  dar. Dabei beschreibt

$$W_f(a, \tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) \Psi_{a,\tau}(t) dt \quad \text{mit} \quad a > 0 \quad (3.34)$$

das projizierte Signal in einem Zeit-Frequenz-Bereich. Das heißt, Variabilitäten in der Frequenz können zeitlich zugeordnet werden. Die Faltung der Zeitreihe in (3.34) wird dabei mit einer Vielzahl von Wavelet-Funktionen, den sogenannten Tochterwavelets

$$\Psi_{a,\tau}(t) = \frac{1}{\sqrt{a}} \Psi\left(\frac{t - \tau}{a}\right) \quad (3.35)$$

durchgeführt. Die Tochterwavelets sind die um den Parameter  $\tau$  auf der Zeitachse verschoben und die um den Skalenparameter  $a$  dilatierten Abkömmlinge des Mutterwavelets. Das Dehnen von  $\Psi$  ändert den für das Mutterwavelet charakteristischen Frequenzbereich. Das Verschieben des Wavelets entlang des Signals detektiert das zeitliche Auftreten von Frequenzen

in Abhängigkeit von  $a$ . Um die Energie der Wavelet-Koeffizienten auf allen Skalen vergleichen zu können, ist in (3.35) eine Normierung um den Faktor  $a^{-1/2}$  notwendig.

Im Gegensatz zur Fourier-Transformation gibt es bei der Wavelet-Transformation eine Vielzahl unterschiedlicher Basisfunktionen. Die Auswahl des sogenannten Mutterwavelets hängt von der Problemstellung ab. In jedem Falle muss die Basisfunktion eine endliche Trägerbreite aufweisen, d.h. nur in einem begrenzten Intervall ist  $\Psi(t) \neq 0$ . Zusätzlich muss die Bedingung

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \Psi(t) dt = 0 \quad (3.36)$$

erfüllt sein. Prinzipiell ist es möglich, für jede Anwendung ein speziell zugeschnittenes Wavelet zu konstruieren. Vor dem Einsatz der Wavelet-Transformation sollte deshalb die optimale Basisfunktion gewählt werden. Die Auswahl kann dabei unter verschiedenen Kriterien erfolgen [Hengst, 2003, S. 22–25], z.B. Orthogonalität und Symmetrie. Für die Analyse geophysikalischer Zeitreihen, insbesondere die Untersuchung von atmosphärischen und ozeanischen Drehimpulszeitreihen ist die Anwendung des Morlet-Wavelet verbreitet [Prokoph und Barthelmes, 1996; Schmidt und Schuh, 1999]. Nach Torrence und Compo [1998] gleicht das komplexwertige Morlet-Wavelet

$$\Psi = \pi^{-1/4} e^{-ik_0 t} e^{-t^2/2} \quad (3.37)$$

einer modifizierten Gaußschen Kurve mit der dimensionslosen Frequenz  $k_0$ . In den hier durchgeführten Untersuchungen ist  $k_0 = 6$ . Dies entspricht näherungsweise der Zahl der Oszillationen des Morlet-Wavelets im Zeitbereich. Größere Werte für  $k_0$  sensibilisieren die Wavelet-Transformation stärker für die Auflösung der Wavelet-Koeffizienten im Frequenzbereich. Für Werte von  $1 \leq k_0 < 6$  erhöht sich die zeitliche Auflösung, was jedoch die Frequenzschärfe dezimiert. Die kontinuierliche Wavelet-Transformation mit einer komplexwertigen Basisfunktion, wie z.B. das Morlet-Wavelet aus (3.37), ergibt komplexwertige Wavelet-Koeffizienten  $W_f$ . Diese können in Amplitude ( $|W_f|$ ) und Phase ( $\arctan(\Im(W_f)/\Re(W_f))$ ) aufgespalten werden. Üblicherweise werden die Ergebnisse der Wavelet-Analyse mit Hilfe eines WPS (Wavelet Power Spectrum)  $|W_f|^2$  dargestellt. Für den Vergleich unterschiedlicher Wavelet-Spektren schlagen Torrence und Compo [1998, S. 65] die Normalisierung der Spektren mit der Varianz der entsprechenden Zeitreihe vor.

### Skalierung und Randeffekte

Die numerische Umsetzung von (3.34) bedingt eine Diskretisierung der Parameter  $a$  und  $\tau$ . Bei der Wahl zu großer Schrittweiten für die Dilatation und die Verschiebung können Informationen über das Signal nach dessen Projektion in den Bildraum  $W_f$  verloren gehen. Deshalb sind die Angaben über das gewählte Mutter-Wavelet, sowie dessen Form- und Skalierungsparameter bei der Interpretation von WPS von entscheidendem Interesse. Eine sinnvolle Diskretisierung ergibt sich bei der dyadischen Abstufung der Wavelet-Funktionen. Die Skalierung

des Mutterwavelets beschränkt sich in den hier durchgeführten Wavelet-Transformationen auf gebrochene Vielfache zur Basis zwei:

$$a_j = T_0 2^{j \cdot dj} \quad \text{mit} \quad j = 0, 1, \dots, J. \quad (3.38)$$

Die spektrale Auflösung wird mit den Parametern  $dj$  und  $T_0$  vorgegeben, wobei in die Transformation  $J+1$  unterschiedlich skalierte Tochter-Wavelets einfließen. Dabei sollte die erste Skalierungsebene  $T_0$  und somit die kleinste Skala  $a$  (bei  $j=0$ ) mindestens der doppelten Schrittweite der Zeitreihe  $f$  entsprechen. Der Skalierungsparameter  $a$  steht im direkten Zusammenhang mit der Fourierperiode. Jedoch ist die zugewiesene Fourierperiode von den formbeschreibenden Faktoren des eingesetzten Wavelets abhängig. Torrence und Compo [1998] beschreiben für ausgewählte Wavelets analytisch den Zusammenhang zwischen der Wavelet-Skalierung und der Fourierperiode. Daraus schlussfolgernd entspricht die Fourierperiode des Morlet-Wavelet, mit  $k_0=6$ , dem 1,033-fachen von  $a$ .

Die zu analysierenden Zeitreihen besitzen eine endliche Länge. Um auch die Randbereiche des Signals mit Hilfe der Wavelets zu untersuchen, wird die Zeitreihe am Anfangs- und am Endpunkt erweitert, beispielsweise durch das Auffüllen mit Nullen. Nach der Transformation werden diese Bereiche aus dem WPS wieder entfernt. Jedoch treten durch die Erweiterung der Zeitreihe skalenabhängige Randeffekte in  $W_f$  auf. Diese Bereiche, in denen eine Fehlabschätzung der Signalenergie zu erwarten ist, werden in den Wavelet-Spektren des Kapitels 6 von einem Einflusskegel abgegrenzt.

Zu analysierende geophysikalische Zeitreihen besitzen häufig dominante Signalcharakteristika, z.B. lineare Trends und starke periodische Zyklen. Das Signal kann weitere, beispielsweise schwach ausgeprägte quasiperiodische oder episodische Anteile besitzen, die sich jedoch im Wavelet-Spektrum aufgrund der geringen Signalenergie nicht hervorheben. Deshalb sind vor der Wavelet-Analyse alle funktional bekannten Signalcharakteristika aus der Zeitreihe zu entfernen. Somit kann die Transformation für die interessierenden Eigenschaften der Zeitreihe sensibilisiert werden.

### 3.5.3 Signifikanz des Fourier- und des Wavelet-Spektrum

Jede beobachtete Zeitreihe weist zufällige Fehler auf. Die stochastischen Signalanteile der meisten geophysikalischen Daten können als Weißes Rauschen, mit einem konstanten Energieniveau im Fourier-Spektrum, oder als Rotes Rauschen, mit zunehmender Energie in den niederen Frequenzen, beschrieben werden. Der einfache Ansatz

$$f(t) = \kappa f(t-1) + \epsilon(t) \quad (3.39)$$

mit dem lag1 Autokorrelationswert  $\kappa$  entspricht einem stochastischen Signalanteil mit einem Spektrum des Roten Rauschens. Im Falle  $\kappa = 0$  sind die stochastischen Signalanteile voneinander unabhängig. Das Spektrum von  $f$  ist gleichverteilt, was einem Prozess des Weißen

Rauschens  $\epsilon$  im Intervall  $[0, 1]$  entspricht. Nach Gilman et al. [1963] lässt sich das theoretische Fourierspektrum  $\hat{F}$  des lag1-autokorrelierten Prozesses aus (3.39) mit

$$\hat{F}(j) = \frac{1 - \kappa^2}{1 + \kappa^2 - 2\kappa \cos(2\pi j/n)} \quad \text{mit } j = 0 \dots n/2 \quad (3.40)$$

zusammenfassen, wobei sich der in (3.40) beschriebene Formalismus bei zeitlichen Verschiebungen ( $\text{lag} > 1$ ) ändert [Storch und Zwiers, 1999, S. 223–224]. Sind die mit zufälligen Fehlern behafteten Signale normalverteilt, dann sind auch deren Fourierkoeffizienten aus (3.32) normalverteilt. Die quadratische Normalverteilung von  $f$  geht nach Jenkins und Watts [1968] in eine  $\chi^2$ -Verteilung<sup>1</sup> mit dem Freiheitsgrad  $d_f = 1$  über. Somit ist auch das quadrierte Fourierspektrum  $|\hat{f}|^2$  mit zwei Freiheitsgraden  $\chi^2$ -verteilt. Diese Verteilung wird ebenso für das quadrierte Wavelet-Spektrum  $|W_f|^2$  vorausgesetzt.

Im Weiteren gilt es, die Rauschanteile des Signals sowohl im Fourier- als auch im Wavelet-Spektrum von den signifikanten Daten zu unterscheiden. Es wird angenommen, dass das über den gesamten Zeitraum des Signals gemittelte Wavelet-Spektrum dem Fourier-Spektrum der Zeitreihe entspricht. Je nach Fragestellung wird die Signifikanz des Signals bei der Frequenz  $\hat{\omega}$  (Fourier-Transformation) bzw. zum Zeitpunkt  $t$  und an der Skale  $a$  (Wavelet-Transformation) mit der jeweiligen Nullhypothese

$$\left. \begin{array}{l} |\hat{f}(\hat{\omega}_j)|^2 \\ |W_f(a, \tau)|^2 \end{array} \right\} = \hat{F}(j) \quad (3.41)$$

getestet. Die Nullhypothese muss abgelehnt werden, wenn die mit der Varianz  $\sigma^2$  der Zeitreihe normierten Fourier- oder Wavelet-Spektren größer sind als das Produkt aus dem theoretischen Fourierspektrum und dem  $\chi^2$ -Quantil zur Irrtumswahrscheinlichkeit  $\gamma$ :

$$\left. \begin{array}{l} \frac{n}{\sigma^2} |\hat{f}(\hat{\omega}_j)|^2 \\ \frac{1}{\sigma^2} |W_f(a, \tau)|^2 \end{array} \right\} > \frac{1}{d_f} \hat{F}(j) \chi^2(\gamma, d_f). \quad (3.42)$$

Das Ablehnen der Nullhypothese weist die entsprechenden spektralen Signalanteile von  $\hat{f}$  bzw.  $W_f$  als statistisch signifikant zur entsprechenden Irrtumswahrscheinlichkeit aus. Das hier benutzte Signifikanzniveau  $\gamma = 0,05$  entspricht einer fünfprozentigen Irrtumswahrscheinlichkeit. Die Teilmenge des Signals, die sich außerhalb der doppelten Standardabweichung befindetet, wird in diesem Falle dem Signalrauschen zugeordnet. An dieser Stelle sei auf den in Abb. 6.6 dargestellten Zusammenhang des Signifikanzniveaus bezüglich der stochastischen Eigenschaften der Signale verwiesen.

<sup>1</sup>Die Notation für die  $\chi^2$ -Verteilung steht in diesem Abschnitt in Konflikt zur Notation der effektiven Drehimpulsfunktionen  $\chi$ . Mit Ausnahme des Abschnitts 3.5.3 bezieht sich die Notation  $\chi$  in dieser Arbeit auf die effektiven Drehimpulsfunktionen.

### 3.5.4 Multiple Regressionsanalyse

Die beobachtete Erdrotationsschwankung wird aus der Summe von Massenverlagerungen und Relativbewegungen in den einzelnen Komponenten des Systems Erde hervorgerufen. Beim gegenwärtigen Stand der Modellierung der Komponenten, bestehend aus der Atmosphäre, dem Ozean und der kontinentalen Wasserspeicherung, treten teilweise Widersprüche zu den beobachteten Erdrotationsschwankungen auf. Die Gegenüberstellung der Differenzen aus den Zeitreihen der beobachteten Erdrotationsschwankungen und denen der Modellkombinationen (Summation der Einflüsse o.g. Komponenten) besitzt nur eine bedingte Aussagekraft. Mögliche Modellschwächen in den jeweiligen Massen- oder Bewegungstermen können nicht separiert werden. Mit Hilfe der im Folgenden beschriebenen multiplen Regressionsanalyse (MRA) wird erwartet, die einzelnen Modellkombinationen und deren Unsicherheiten im Bezug auf die Beobachtungen besser beschreiben zu können.

Die Analyse von korrelierten Zeitreihen ( $G$ ,  $U$ ) setzt voraus, dass ein Anteil der Varianz einer Zeitreihe durch die Varianz einer anderen Zeitreihe erklärt werden kann. Mit Hilfe des folgenden Ansatzes lässt sich der lineare Zusammenhang zwischen zwei zeitabhängigen Variablen mit den Koeffizienten  $q$  darstellen:

$$G(t) = q^{(0)} + q^{(1)}U(t) + V(t) , \quad (3.43)$$

wobei  $V$  dem Verbesserungs- bzw. dem Residuumsvektor entspricht. Dieses lineare Modell kann auf einen multiplen Ansatz übertragen werden:

$$G(t) = q^{(0)} + \sum_{l=1}^n q^{(l)}U(t)^{(l)} + V(t) . \quad (3.44)$$

Dabei erfolgt die Beschreibung der Beobachtungen  $G$  durch die lineare Kombination der einzelnen Modelle  $U^{(l)}$  der Länge  $g$ . Trotz des linearen Parametrisierungsansatzes können die einzelnen Modelle  $U^{(l)}$  nichtlineare Funktionen der Zeit oder diskrete Zeitreihen sein [Storch und Zwiers, 1999, S. 150–162]. Der Index  $l$  (mit  $l = 1, \dots, n$ ) codiert die Nomenklatur der einzelnen Modelle, die als Zeitreihen in den Regressionsansatz (3.44) eingehen.

Es wird angenommen, dass die Verbesserungen  $V$  normalverteilt und mittelwertzentriert sind. Die Anzahl  $n$  der zu bestimmenden multiplen Regressionskoeffizienten  $q^{(l)}$  ist dabei vom Modellansatz abhängig. Das Gleichungssystem (3.44) wird durch das Minimieren der Summe der quadrierten Verbesserungen  $V^T V$  gelöst. Somit lässt sich die Varianz der Residuen  $\hat{\sigma}_V$  bestimmen:

$$\hat{\sigma}_V = \frac{V(t)^T V(t)}{g - n - 1} \quad (3.45)$$

mit 
$$V(t)^T V(t) = \sum_{t=1}^g \left( G(t) - q^{(0)} - \sum_{l=1}^n q^{(l)} U^{(l)}(t) \right)^2 .$$

Eine qualitative Beurteilung der multiplen Regression erfolgt anhand des multiplen Bestimmungskoeffizienten

$$k_b = \frac{S_R}{S_R + V(t)^T V(t)} \quad (3.46)$$

mit 
$$S_R = \sum_{t=1}^g \left( -\bar{G} + q^{(0)} + \sum_{l=1}^n q^{(l)} U^{(l)}(t) \right)^2,$$

welcher der erklärten Varianz  $k_b$ , d.h. dem Verhältnis zwischen den regressierten Summen  $S_R$  und der quadratischen Summe von  $S_R$  und  $V^T V$  entspricht. In diesem Zusammenhang repräsentiert der Bestimmungskoeffizient  $k_b$  den Anteil der Gesamtvarianz der Beobachtungen  $G$  mit dem Mittelwert  $\bar{G}$ , der durch die Summe der einzelnen Modelle  $U^{(l)}$  erklärt werden kann [Stuck, 2002].

Die Größe des multiplen Regressionskoeffizienten  $q^{(l)}$  gibt noch keine Auskunft über den Einfluss der zugehörigen Modelle  $U^{(l)}$  auf die Beobachtung  $G$ . Um den relativen Einfluss der Teilgrößen  $U^{(l)}$  abzuschätzen, besteht die Möglichkeit, die Signalstärken mit Hilfe der Verhältnisse der Standardabweichungen aus  $U^{(l)}$  und  $G$  zu bestimmen. Aus den Produkten der Regressionskoeffizienten  $q^{(l)}$  und der Verhältnisse der Standardabweichungen ergeben sich die normierten Regressionskoeffizienten  $q^{*(l)}$ . Jedoch bereitet die Interpretation der normierten Regressionskoeffizienten Schwierigkeiten, da in  $q^{*(l)}$  einerseits die Koeffizienten  $q^{(l)}$  und andererseits die Verhältnisse der Standardabweichungen miteinander verknüpft sind.

Kleine Beträge von  $q^{*(l)}$  sind entweder auf einen geringen Einfluss der modellierten Prozesse  $U^{(l)}$  auf die Beobachtungen oder auf ein fehlerhaftes<sup>1</sup> Modellsignal zurückzuführen. Deshalb ist bei einer Beurteilung der multiplen Regressionskoeffizienten  $q^{(l)}$  bzw.  $q^{*(l)}$  anzuraten, die Einfüsse der einzelnen Modellsignale auf den Beobachtungsvektor anzugeben.

---

<sup>1</sup>Fehlerhaft im Sinne einer Phasenverschiebung zwischen dem Modellsignal  $U^{(l)}$  und dessen Signalanteil in den Beobachtungen  $G$ .

## 4 Antriebsfelder zur Bestimmung der effektiven Drehimpulsfunktionen

Die Variation der Rotationsgeschwindigkeit und die Polbewegung werden durch die Summe der Massenverlagerungen und Massenbewegungen hervorgerufen, die in den im Kapitel 2 aufgeführten Teilsystemen der Erde stattfinden. Dabei sind in den äquatorialen und axialen Komponenten der beobachteten Erdrotationsschwankung lineare Trends zu beobachten. Energiedissipationen verlangsamen die Rotation der Erde. Diese auf die Reibungsverluste der Meereszeiten zurückzuführende Abnahme der Rotationsgeschwindigkeit beläuft sich auf  $\Delta\text{LOD} = 2,3 \text{ ms/Jhd.}$  Dieser Trend wird von einer Erhöhung der Rotationsgeschwindigkeit aufgrund postglazialer isostatischer Ausgleichsbewegungen überlagert, die einer Verkürzung der Tageslänge von  $0,6 \text{ ms/Jhd}$  entsprechen [Stephenson, 2003]. Zudem driftet der Pol mit einer Geschwindigkeit von ca.  $3,4 \text{ mas/Jahr}$  in Richtung  $79^\circ$  West. Hierfür sind neben den Meeresspiegelschwankungen vor allem die glazial-isostatischen Ausgleichsprozesse in Form der postglazialen Landhebungen verantwortlich. Die Verlagerung von Massen führt zu einem veränderten Trägheitstensor und somit zu den linear approximierten o.g. Effekten. Die teilweise interagierenden Prozesse der Atmosphäre, des Ozeans und der kontinentalen Wasserspeicherung verursachen energiereiche, vorwiegend periodische Erdrotationsschwankungen. Dabei auftretende Signalanteile besitzen ein breites Spektrum, das von hochfrequenten sub-täglichen bis hin zu dekadischen Variationen reicht. Zu einem Großteil sind die Prozesse in der Atmosphäre und im Ozean für die Anregung der Erdrotationsschwankung verantwortlich. Allerdings können die modellierten atmosphärisch-ozeanischen Anregungen einen Teil der geodätischen Beobachtungen nicht erklären. Hydrologisch bedingte Massenverlagerungen auf den Kontinenten führen, wie die eben benannten Prozesse, zu dynamischen Variationen des Trägheitstensors. Möglicherweise tragen die hydrologisch bedingten Anregungen zur Auflösung der Diskrepanz zwischen den modellierten Schwankungen des Erdrotationsvektors und dessen Beobachtungen bei. Im Folgenden werden die Felder bzw. die Drehimpulszeitreihen dieser Teilsysteme näher erläutert.

### 4.1 Atmosphärische Antriebe

Die größten Beiträge der atmosphärisch angeregten Tageslängenvariation lassen sich auf die annuellen Bewegungen der Luftmassen zurückführen. Um eine Größenordnung geringer trägt die Variabilität des Atmosphärendrucks (Massenterm) zur axialen Anregung bei [Gross, 2002].

Aus ozeanischen Strömungen und Massenverlagerungen resultierende Drehimpulsanteile sind nur marginal mit etwa fünf Prozent an der annualen Variation der Rotationsgeschwindigkeit beteiligt. Axiale interannuelle Drehimpulsvariationen im Periodenspektrum zwischen drei und sechs Jahren werden primär durch atmosphärische Bewegungen und nur zum geringen Teil durch den Atmosphärendruck und der damit veränderten Massenordnung verursacht [Chen et al., 1996]. Hingegen werden atmosphärische Anregungsbeiträge zur annualen Polbewegung vor allem durch die Variationen des Luftdrucks induziert. Gross [2002] zeigt, dass dabei die Jahresamplitude der  $y$ -Komponente die der  $x$ -Komponente um den vierfachen Betrag übersteigt. Geringe Auswirkungen der annualen Luftmassenzirkulationen sind dabei nur in der Anregung der  $x$ -Komponente zu beobachten. Seitz [2004, Tabelle 4.1] zeigt in diesem Zusammenhang, dass sich sowohl die atmosphärischen als auch die ozeanischen Trägheitstensoranteile der einzelnen Modelle teilweise erheblich unterscheiden. So dominieren die annualen atmosphärischen Signale der  $\chi^{\text{mass}}$ -Funktionen im Falle der Modellkombination NCEP/ECCO mit ca. 83 % gegenüber den Amplituden des ozeanischen Massenterms. In der Modellkombination ECHAM3/OMCT hingegen bewirken atmosphärische Massenverlagerungen nur 63 % der kombinierten äquatorialen Anregung. Die beiden atmosphärisch-ozeanischen Modellkombinationen stützen sich prinzipiell auf unterschiedliche modellphysikalische Ansätze, auf die auch der Großteil der Unterschiede in den  $\chi$ -Funktionen zurückzuführen ist. Die atmosphärischen Reanalysen von NCEP (National Centers for Environmental Prediction) basieren auf Beobachtungen atmosphärischer Parameter. In der Kombination von NCEP mit dem Ozeanmodell ECCO zeigen sich nur geringe Differenzen zwischen der modellierten und der realen atmosphärisch-ozeanischen Dynamik. Hingegen ist ECHAM3 ein freies Atmosphärenmodell, in das keine Beobachtungsdaten assimiliert werden. Den Modellantrieb stellen ausschließlich Felder der Meeresoberflächentemperaturen und globale Eisbedeckungsgrade dar. Da das Modell nicht auf externe Zwänge in Form einer Datenassimilation reagieren muss, begründen sich die simulierten atmosphärischen Prozesse ausschließlich auf die in ECHAM3 integrierte Modellphysik. Zwangsläufig werden im angekoppelten Ozeanmodell OMCT die Antriebsparameter aus ECHAM3 übernommen, was aufgrund des Nichtbeachtens atmosphärischer Istzustände (Assimilation) zu einer Diskrepanz zwischen der modellierten und der tatsächlichen atmosphärisch-ozeanischen Dynamik führt.

Prinzipiell lassen sich Atmosphärenmodelle in Vorhersagemodelle mit Assimilationsschemata, wie beispielsweise NCEP bzw. ECMWF (European Centre for Medium-Range Weather Forecasts), und in freie Modelle (ECHAM3) einteilen. Bei den Assimilationsschemata werden beobachtete Atmosphärenparameter mit den Daten eines Wettervorhersagemodells verknüpft. Die Modelle mit einer festen Parametrisierung und assimilierten Beobachtungen werden als Reanalysen bezeichnet. Dabei resultieren die assimilierten Daten aus den Beobachtungen unterschiedlicher Aufnahmeplattformen, z.B. Radiosonden, Bojen, Schiffen, Flugzeugen und Satelliten. Jedoch variieren die Genauigkeit und die Zuverlässigkeit der zur Verfügung stehenden Daten. Zudem ist die räumliche und zeitliche Verteilung der Beobachtungen nicht homogen. Die Daten müssen daher zunächst in einen einheitlichen Zustand überführt werden. Interpo-



lationsverfahren führen bei der Reanalyse die prognostizierten Parameter und die Messdaten nach einem festen Analyseschema zusammen. Die Ausgabewerte der Assimilationsmodelle beschreiben dabei Amplituden und Phasen der Atmosphärenparameter mit hoher Realitätsnähe.

Das Sub-Bureau Atmosphere des GGFC stellt atmosphärische Drehimpulszeitreihen globaler Atmosphärenmodelle mit einer zeitlichen Auflösung von bis zu vier Stunden zur Verfügung. Jedoch sind die generierten Zeitreihen der beiden meteorologischen Zentren ECMWF und JMA (Japan Meteorological Agency) nicht vollständig. Aufgrund fehlender Daten in einzelnen Epochen und Datenlücken von bis zu mehreren Monaten ist keine kontinuierliche Bestimmung der atmosphärisch bedingten Drehimpulsfunktionen möglich. Außerdem geben JMA und der britische Wetterdienst UKMO (United Kingdom Meteorological Office) keine Druckterme für den invers-barometrischen Ansatz aus. Deshalb werden in dieser Arbeit die assimilierten Reanalysedaten von NCEP genutzt [siehe Kalnay et al., 1996]. Nach den in der Vergangenheit publizierten Analysen der Modellzeitreihen o.g. Wetterdienste muss davon ausgegangen werden, dass die atmosphärische Drehimpulskomponente mit einer nicht unbedeutenden Unsicherheit behaftet ist. So zeigen Masaki und Aoyama [2005] signifikante Differenzen in den Reanalysen von NCEP und ECMWF, die vorwiegend auf die annuellen Bewegungsanteile der Luftmassen zurückzuführen sind. Weiterführende Analysen über die vom Sub-Bureau Atmosphere zur Verfügung gestellten atmosphärischen Drehimpulszeitreihen mit Bezug auf Tageslängenschwankungen sind beispielsweise in Höpfner [2000] zu finden.

## 4.2 Ozeanische Antriebe

Die Beschreibung der ozeanischen Dynamik ist durch die Interaktion von Ozean und Atmosphäre, bei als konsistent vorausgesetzten Modellkombinationen, stark von den Ansätzen der Atmosphärenmodellierung abhängig. Neben einer freien Modellierung des Ozeans ohne zusätzliche Randbedingungen (Ausnahme: direkter Modellantrieb) sind ebenso Assimilationsansätze möglich. So können beispielsweise altimetrischer Beobachtungen des Meeresspiegels in die ozeanischen Modellierungen assimiliert werden.

Die ozeanische Variabilität lässt sich in Gezeiten- und Zirkulationsdynamiken aufteilen. Traditionell erfolgte deren Modellierung getrennt voneinander. Mit dem freien baroklinen Zirkulationsmodell OMCT werden die Interaktionen zwischen den ozeanischen Gezeiten und Zirkulationen vertikal in 13 Schichten modelliert [Thomas, 2002]. Die Gitterweite des mit einem Zeitschritt von 30 Minuten betriebenen Modells beträgt  $1,875^\circ$  [Dobslaw und Thomas, 2007]. Dabei setzen sich die ozeanischen Bewegungsterme aus oberflächennahen, atmosphärisch induzierten Zirkulationsanteilen sowie aus thermohalinen und druckgetriebenen Variationen zusammen. Letztere lassen sich direkt auf den Drehimpulsaustausch der Teilsysteme Atmosphäre und Ozean zurückführen. Dichteunterschiede im Ozean sind maßgeblich von der Temperatur und vom Salzgehalt abhängig und führen bei lateralen Dichteveränderungen zu Wasserbewegungen. Der Austausch der Wassermassen kann lokal begrenzt oder global

(z.B. Golfstrom) auftreten und verläuft im Gegensatz zur windgetriebenen Zirkulation mit geringerer Geschwindigkeit, wirkt dafür aber bis in tiefere Meeresschichten. Zusätzlich sind in OMCT die Beiträge von Auflast- und Selbstanziehungseffekten integriert. Der Modellantrieb erfolgt mit globalen Feldern der Meeresoberflächentemperatur, der Windschubspannung, des Luftdrucks und des Frischwassereintrags.

Neben den hier genutzten OMCT-Drehimpulszeitreihen zur Berechnung der ozeanischen Drehimpulsfunktionen OAM (Oceanic Angular Momentum), die mit täglichen Zeitschritten den Zeitraum von Januar 1981 bis Dezember 2000 abdecken, stehen beim Sub-Bureau Ocean des GGFC weitere ozeanische Drehimpulszeitreihen zur Verfügung. So stellen Johnson et al. [1999] Drehimpulszeitreihen des POCM (Parallel Ocean Climate Model) Version 4B bereit, die mit einer zeitlichen Auflösung von drei Tagen die temperatur- und windgetriebene Zirkulation sowie die ozeanische Massenverteilung im Bereich zwischen  $65^\circ$  N und  $75^\circ$  S simulieren. Unberücksichtigt bleiben in der die Jahre 1988–1997 umfassenden Zeitreihe Dichteveriationen aufgrund von Frischwassereinträgen.

Gross et al. [2005] stellen Drehimpulszeitreihen mit zehntägigem Zeitschritt des quasiglobalen freien Zirkulationsmodells ECCO zur Verfügung. Mit Blick auf die Modellhistorie lässt sich das U.S.-amerikanische ECCO als Weiterentwicklung des MITgcm (Massachusetts Institute of Technology Ocean General Circulation Model) eingliedern. Im Raumbereich vermag das barokline Modell ECCO die ozeanische Dynamik zwischen  $80^\circ$  N und  $78^\circ$  S zu beschreiben. Das Modell wird durch die NCEP-Reanalysefelder der Jahre 1948–2002 in Form von Windschubspannungen, Meeresoberflächentemperaturen und Frischwasserzuträgen angetrieben. Neben den Zeitreihen ohne zusätzliche Randparameter generierten Gross et al. [2005] ozeanische Drehimpulse mit einem Assimilationsansatz auf der Grundlage von Altimeterdaten. Die Ergebnisse des Modelllaufes von ECCO, die in der vorliegenden Arbeit untersucht werden, umfassen den Raumbereich von  $74^\circ$  N bis  $74^\circ$  S und werden beim Sub-Bureau Ocean für die Jahre 1993–2006 in täglichen Zeitschritten bereitgehalten (Stand: 19. Juni 2007).

## 4.3 Kontinentale Wasserspeicherung

### 4.3.1 Definition der Wasserspeicherung

Das kontinentale Wasser ist in seiner flüssigen Form hauptsächlich in den verschiedenen Bodenhorizonten, in Flüssen, Seen und Feuchtgebieten gespeichert. In den polaren Gebieten und in den Hochgebirgen sammelt sich vorwiegend Wasser in Form von Schnee bzw. Gletschereis an. In der Summation über die gesamte Erde beträgt die jährliche Variation der kontinentalen Wassermassen (fest und flüssig) näherungsweise  $\pm 2,5 \cdot 10^{15}$  kg (Abschnitt 5.4). Der Kreislauf des Wassers ist klimazonenabhängig und zudem lokal von unterschiedlicher Dynamik. Die in diesem Abschnitt aufgeführten hydrologischen Modelle simulieren jeweils nur bestimmte Anteile des in flüssigen und festen Aggregatzuständen gespeicherten Wassers. In Tab. 4.1 sind u.a. die modellspezifischen Definitionen der kontinentalen Wasserspeicherung gegenübergestellt.

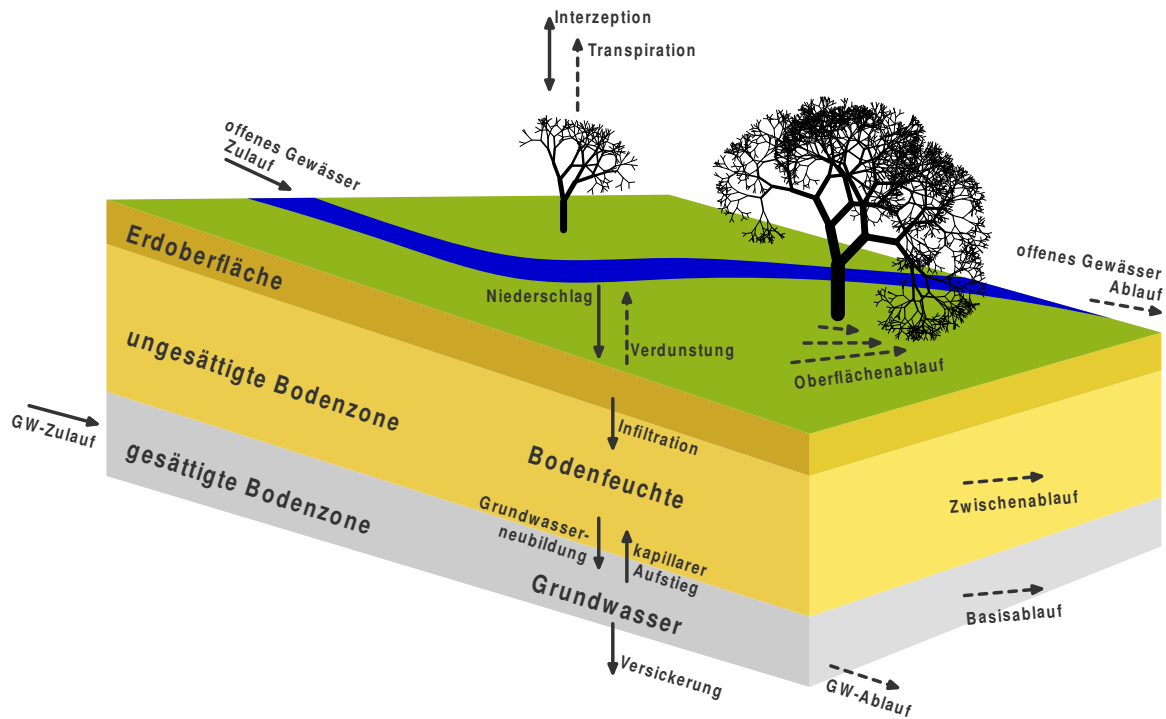
Aktuelle Untersuchungen zu globalen Bodenfeuchteabschätzungen mit Hilfe von Satellitenbeobachtungen zeigen prinzipiell die Möglichkeit auf, die Methode der Mikrowellenreflexion zur Bestimmung von oberflächennahen hydrologischen Parametern zu nutzen. Wagner et al. [1999] leiten die Bodenfeuchte von den Scatterometerdaten der ERS (European Remote Sensing Satellite)-Mission ab. Aktive Mikrowellenbeobachtungen sowie passive Messungen mit bodengerichteten GPS-Empfängern erlauben jedoch nur die Feuchtemessung des oberen Bodenhorizontes [Mayer und Heck, 2005]. Die geringe Eindringtiefe der Mikrowellen von maximal zwei Zentimetern lässt schließen, dass diese Verfahren zur Bestimmung der Bodenfeuchte bzw. der kontinentalen Wasserspeicherung nicht angewendet werden können.

Mit Hilfe von Tensiometern und elektromagnetischen Laufzeitmessungen sind Technologien verfügbar, mit denen die Wasserspeicherung bis zu einer Tiefe von mehreren Metern erfasst werden kann. Die Bestimmung der Bodenfeuchte ist bei diesen Verfahren jedoch nur punktuell möglich. Auch sind die Messstationen auf den Kontinenten inhomogen verteilt und umfassende globale Beobachtungen nicht realisierbar. Die Schwierigkeiten bei der globalen Bestimmung der Bodenfeuchte und des Grundwassers in tieferen Bodenschichten erfordern es, die kontinentale Wasserspeicherung mit Hilfe anderer Ansätze zu beschreiben. So bestimmen Huang et al. [1996] die Variation des Wasserbudget  $W_B$  durch die vertikale Wasserbalance

$$\frac{d}{dt}W_B(\varphi, \lambda, t) = P(\varphi, \lambda, t) - E(\varphi, \lambda, t) - R(\varphi, \lambda, t), \quad (4.1)$$

die sich aus den Größen Niederschlag  $P$ , Verdunstung  $E$  und dem Abfluss  $R$  zusammensetzt. Dabei bezieht sich  $W_B$  auf ein sphärisches Flächenkompartiment, dessen Zentrum durch die geografische Länge  $\lambda$  und die geografische Breite  $\varphi$  beschrieben wird. Der Abfluss  $R$  pro Flächenkompartiment teilt sich auf in den Abfluss offener Gewässer, den Oberflächenabfluss, den Zwischenabfluss in der ungesättigten Bodenzone, den Basisabfluss im gesättigten Grundwasserbereich und den Zu- und Abstrom im Grundwasserleiter bezüglich benachbarter Kompartimente (Abb. 4.1). Die zur Lösung der Balancegleichung (4.1) benötigten Beobachtungen liefern Klimabeobachtungsstationen und unterschiedliche in Abschnitt 4.1 genannte Aufnahmeplattformen. Jedoch sind die punktuellen Beobachtungen des Niederschlags und die daraus generierten globalen Niederschlagsfelder aufgrund der Interpolation mit gewissen Unsicherheiten behaftet. Zudem liefert der Ansatz der Wasserbalance nur Lösungen für die Zeiträume, in denen jede der Variablen  $P$ ,  $E$  und  $R$  bekannt ist. Erst seit Ende des letzten Jahrhunderts liefert ein Teil der inhomogen verteilten Beobachtungstationen Daten für  $E$  und  $R$ . Die Unsicherheiten in den Feldern des Abflusses und der Verdunstung sind sehr groß. Folglich ist eine globale qualitativ hochwertige Abschätzung der Wasserbalance gemäß (4.1) nicht möglich.

An dieser Stelle setzen die Modelle zur Schätzung der kontinentalen Wasserspeicherung an. Die Bestimmung der fehlenden Parameter Verdunstung und Abfluss erfolgt durch physikalische und teilweise empirisch ermittelte hydrologische Ansätze. So verweisen Thornwaite [1948] und Huang et al. [1996] auf die Möglichkeit der punktuellen Abschätzung von  $E$  durch Oberflächentemperaturen und der Anzahl der Sonnenscheintage pro Monat. Der kon-



**Abbildung 4.1:** Schematische Darstellung des Wasserzu- und Wasserabflusses in den einzelnen Bodenhorizonten. Flächen mit Schnee- und Eisbedeckung sind nicht berücksichtigt.

tinentaler Wasserkreislauf zeigt neben den annualen Variationen kleinere Schwankungen im Tagesgang. Modellläufe zur Berechnung der kontinentalen Wasserspeicherung der letzten Jahrzehnte benötigen zur Berechnung der täglichen Schwankungen auch die Antriebsparameter in entsprechender zeitlicher Auflösung. Die Monatsmittel historischer Niederschlagsdaten erfahren deshalb eine Transformation auf tägliche bzw. subtägliche Zeitschritte. Diese Umwandlung wird als sogenanntes zeitliches Downscaling bezeichnet, wobei der „interpolierte“ Niederschlag teilweise durch die Anzahl der Regentage pro Monat generiert wird [Döll et al., 2003]. Die in Abschnitt 4.3.2 vorgestellten hydrologischen Modelle nutzen eine Reihe zusätzlicher Parameter zur Abschätzung der kontinentalen Wasserspeicherung. Weiterführende Informationen zu den entsprechenden Modellansätzen sind den zitierten Quellen der folgenden Abschnitte zu entnehmen.

Die in den einzelnen hydrologischen Modellen ausgegebenen Parameter der kontinentalen Wasserspeicherung sind nicht einheitlich definiert und entsprechen nur näherungsweise dem in (4.1) beschriebenen Wasserbudget  $W_B$ . Trotz der unterschiedlichen modellabhängigen Definition wird der Ausgabeparameter im Folgenden einheitlich als Wasserspeicherung  $W_S$  be-

zeichnet. In Anlehnung an die Darstellung von Milly und Shmakin [2002a] setzt sich

$$W_S(\varphi, \lambda, t) = W_1(\varphi, \lambda, t) + W_2(\varphi, \lambda, t) + W_3(\varphi, \lambda, t) \quad (4.2)$$

aus den einzelnen Wasserspeicherkomponenten pro Gitterzelle zusammen. Hierbei wird das in Schnee und Gletschern gespeichert Wasser mit  $W_1$ , das Wasser in Seen und Feuchtgebieten mit  $W_2$  und das Wasser in einzelnen Bodenschichten der übrigen Landgebiete (inklusive Grundwasser) mit  $W_3$  bezeichnet. Bei der Annahme, dass sich die Gitterzellen nicht überlappen, ist davon auszugehen, dass i.d.R. mindestens einer der Summanden in (4.2) pro Gitterzelle gegen Null geht. Die Untersuchungen in dieser Arbeit beziehen sich ausschließlich auf die zeit- und ortsabhängige Variation der Wasserspeicherung

$$\Delta W_S(\varphi, \lambda, t) = W_S(\varphi, \lambda, t) - \overline{W}_S(\varphi, \lambda) , \quad (4.3)$$

die sich aus der Differenz der lokalen Wasserspeicherung  $W_S$  und deren lokalen langzeitlichen Mittelwert  $\overline{W}_S$  ergibt. Im Folgenden wird  $\Delta W_S$  nur als kontinentale Wasserspeicherung bezeichnet.

### 4.3.2 Modelle der kontinentalen Wasserspeicherung

#### H96

Das auf die theoretische Abhandlung in Manabe [1969] basierende Modell H96 (Hydrologisches Modell von Huang et al., 1996) beschreibt die hydrologischen Massenvariationen auf den einzelnen Kontinenten (außer der Antarktis) mit einer räumlicher Auflösung von  $0,5^\circ$  [Fan und van den Dool, 2004]. Die H96-Modellarchitektur der globalen hydrologischen Felder entstammt dem von Huang et al. [1996] publizierten Modell, welches ursprünglich nur für das U.S.-amerikanische Festland entwickelt wurde. Der Modelllauf umfasst den Zeitraum von 1948 bis in die Gegenwart und beinhaltet keine Massenvariationen durch Schnee. Die in dieser Arbeit zur Verfügung stehenden  $W_S$ -Felder von H96 beschränken sich auf die Jahre 1980–2004. Die für den Modellantrieb notwendigen kontinentalen Niederschlagsdaten liefert das CPC (Climate Prediction Center), wobei die Beobachtungsdaten der 17000 weltweit verteilten Messstationen einfließen. Die CPC-Reanalyse kombiniert zwei verschiedene kontinentale NOAA-Niederschlagsfelder (National Oceanic and Atmospheric Administration) und ist unter dem Namen CPC PREC/L für den Zeitraum 1948–2000 verfügbar [Chen et al., 2002]. Zur Bestimmung der „potenziellen“ Verdunstung  $E$  tragen die Oberflächentemperaturen der CDAS-Reanalyse (Climate Data Assimilation System) bei. An dieser Stelle verweisen Kistler et al. [2001] auf die eingeschränkte Qualität der Temperaturfelder. So ist mit einer Genauigkeitssteigerung von  $W_S$  in H96 zu rechnen, sofern in naher Zukunft neue Reanalysetemperaturen verfügbar sind. Die Evaluierung von H96 führen van den Dool et al. [2003] mit Hilfe des Abflussparameters durch. Jedoch beschränkt sich diese auf U.S.-amerikanische Landflächen. Zudem analysieren Dirmeyer et al. [2004] H96 im globalen Vergleich mit fünf verschiedenen

Modelle	nicht def. Flächen	Auflösung (zeitlich)	Gitterweite	Zeitspanne	$W_S = \sum(\dots)$
GLDAS	Antarktis	1 Tag	1°	Jan 2002 – Jul 2005	Schnee & Bodenfeuchte
H96	Antarktis	1 Monat	0,5°	Jan 1980 – Sep 2004	Bodenfeuchte & Grundwasser
LaDW		1 Monat	1°	Jan 1980 – Dez 2002, Jan 1980 – Mai 2005	Schnee, Gletscher, Bodenfeuchte & Grundwasser
WGHM <sup>CRU</sup>	Antarktis, Grönland	1 Monat	0,5°	Jan 1901 – Dez 2003	Schnee, Bodenfeuchte, Grundwasser, Seen, Feuchtgebiete & anthropogener Wasserverbrauch
WGHM <sup>ECMWF</sup>	Antarktis, Grönland	1 Monat	0,5°	Jan 1992 – Aug 2006	wie WGHM <sup>CRU</sup>

**Tabelle 4.1:** Zusammenstellung der untersuchten hydrologischen Modelle.

Bodenfeuchtemodellen. Die Evaluierungsergebnisse zeigen teilweise große Unterschiede in der räumlichen Verteilung des hydrologischen Jahressignals auf. Gründe hierfür sehen Dirmeyer et al. [2004] u.a. in der Variabilität des Niederschlagsparameters. Der hohe Einfluss von  $P$  auf die vertikale Wasserbalance zeigt sich folglich auch in den einzelnen Wasserspeicherkomponenten von  $W_S$ . Daraus lässt sich schlussfolgern, dass beim Antrieb der verschiedenen hydrologischen Modelle mit unterschiedlichen Niederschlagsfeldern nur eine bedingte räumliche Korrelation der jeweiligen Modellergebnisse zu erwarten ist.

## LaDW

Abweichend von H96 sind im Modell LaDW (Land Dynamics World) zusätzlich die Wasserspeicher in vergletscherten Gebieten und die Schneespeicher integriert. Das vom USGS (U.S. Geological Survey) bereitgestellte LaDW liefert im Gegensatz zu den anderen hier untersuchten Modellen zusätzlich Daten für die Gebiete Grönlands und der Antarktis. Mit der Fokussierung auf die integrierte Modellphysik lassen sich Modelle zur kontinentalen Wasserspeicherung in Wasser- und in Energiebilanzmodule aufteilen [Manabe, 1969]. Milly und Shmakin [2002a] führen in die Energiebilanz von LaDW zusätzlich die Wärmespeicherung der oberen Bodenschicht ein. Dadurch ist es möglich subtägliche Variationen in  $W_S$  zu analysieren. Die frei verfügbaren Modellergebnisse von LaDW [Milly, 2006] werden in unterschiedlichen Modellläufen, mit einer horizontalen Auflösung von 1°, angeboten. Jeder Lauf trägt den Namen eines Flusses: Amazon, Brahmaputra, Congo, Danube und Euphrates. Dabei gibt LaDW

	Niederschlag	Temperatur	Quelle
GLDAS	NRL aus Satellitenbeobachtung bzw. CMAP	Assimilationsmodell mit satellitengestützter Beobachtung	Rodell et al. [2004]
H96	CPC	CDAS-Reanalyse	Fan und van den Dool [2004]
LaDW	Kombination aus subttl. ISLSCP- & monatl. GHCN-Daten	Kombination aus subttl. ISLSCP- & monatl. GHCN-Daten	Milly und Shmakin [2002a]; Milly und Dunne [2002]; Milly et al. [2003]
WGHM <sup>CRU</sup>	CRU	CRU	New et al. [2000]; Döll et al. [2003]
WGHM <sup>ECMWF</sup>	Kombination aus subttl. ECMWF & monatl. GPCC-Daten	subttl. ECMWF-Daten	Guentner [2006]

**Tabelle 4.2:** Antriebsdaten (Temperatur und Niederschlag) der hydrologischen Modelle.

(für Congo, Danube und Euphrates) die Wasserspeicherung des Bodens bis zu einer Tiefe von sechs Meter aus. Unter <ftp://ftp.gfdl.noaa.gov/pub/pcm/ladworld/> steht die aktuelle Version Euphrates zum Download bereit (Stand: 20. Jan. 2007).

Der Antriebsparameter  $P$  wird in LaDW aus einer Kombination von zwei unterschiedlichen Niederschlagsfeldern entwickelt. Dies sind zum einen die mit sechs Stunden zeitlich sehr hoch aufgelösten Daten des ISLSCP (International Satellite Land Surface Climatology Project) und zum anderen die globalen GHCN-Niederschlagsbeobachtungen (Global Historical Climatology Network) des NCDC (National Climatic Data Center) mit monatlichem Zeitschritt. Die Verknüpfung überführt die hochfrequenten, jedoch nur von 1987–1988 vorhandenen ISLSCP-Daten und die seit 1980 bis in die Gegenwart verfügbaren Beobachtungen des GHCN zu kombinierten Niederschlagsfeldern [Milly und Shmakin, 2002a, S. 291]. Des Weiteren tragen die ISLSCP-Felder zum LaDW-Modellantrieb mit den Parametern Windgeschwindigkeit, Luftfeuchte, Oberflächentemperatur, Atmosphärendruck und Sonneneinstrahlung bei. Langzeitbeobachtungen der monatlichen Oberflächentemperaturen des GHCN und die ISLSCP-Oberflächentemperaturen verbinden langzeitliche und zeitlich hoch aufgelöste Felder zu einem kombinierten Modellantrieb.

Für die einzelnen parametrisierten Modellläufe evaluieren Milly und Shmakin [2002b] LaDW mit Hilfe des Oberflächenabflusses. Dabei wird die Modellqualität nach dem Verhältnis aus beobachtetem und modelliertem Abfluss bemessen. Eine Bewertung kann folglich nur in Gebieten mit beobachtetem Oberflächenabfluss erfolgen. Zur Feinabstimmung (Modelltuning) führen Milly und Shmakin [2002b] sieben freie Parameter ein, z.B. die Albedo schneeloser Landflächen, die Oberflächenrauheit und den biophysikalischen Transpirationsindex (engl.: bulk stomatal resistance). Die Rückführung von Wasser in die Atmosphäre aufgrund biophy-

sikalischer Prozesse ist im globalen Zusammenhang gesehen bisher nicht vollständig bekannt. Andererseits ist die Variation der Modellergebnisse von der Wahl des geschätzten Transpirationsindex abhängig. In diesem Zusammenhang zeigt sich, dass die Variationen zwischen den Modellergebnissen<sup>1</sup> nicht nur von Antriebsdaten und der integrierten Modellphysik, sondern ebenso von der Wahl der Tuningparameter abhängig sind.

## WGHM

Das von Döll et al. [2003] entwickelte WGHM (Water-Global Assessment and Prognosis Global Hydrology Model) beschreibt die Variation der kontinentalen Wasserspeicherung mit einer horizontalen Auflösung von  $0,5^\circ$ , ausgenommen Grönland und die Antarktis. WGHM unterscheidet sich u.a. dadurch von den bisher aufgeführten Modellen, dass zusätzlich in die Abschätzung von  $W_S$  die Komponente des anthropogenen Wasserverbrauchs eingeführt wird. Dieser vereint die Wasserentnahme der Haushalte sowie den industriell und landwirtschaftlich bedingten Verbrauch von Wasser. Jedoch gelangt das von den Haushalten und der Industrie entnommene Wasser zu einem Großteil in den Kreislauf zurück. Die teilweise starke Minderung der Wasserqualität ist dabei eher unter wasserpolitischen und geoökonomischen Gesichtspunkten zu betrachten. Auf die Wasserbilanz in (4.2) haben diese beiden Anteile des anthropogenen Wasserverbrauchs wenig Einfluss. Das GFZ (GeoForschungsZentrum) in Potsdam stellt für die durchgeführten Untersuchungen zwei Modellläufe bereit, welche sich durch die einbezogenen Antriebsfelder voneinander unterscheiden.

**Antrieb CRU:** Die Klimadaten der CRU (Climate Research Unit) liegen im Zeitraum von 1901–2003 vor und stellen den Modellantrieb des WGHM dar [New et al., 2000]. Die monatlichen Felder des Niederschlags, der Temperatur und der Wolkenbedeckung mit einer horizontalen Auflösung von  $0,5^\circ$  werden modellintern zu Feldern mit täglichem Zeitschritt interpoliert (Downscaling).

**Antrieb ECMWF:** Im aktuellen Modelllauf des WGHM, der den Zeitraum von 1992–2006 umfasst, fließen für die Antriebsparameter Temperatur und Wolkenbedeckung ausschließlich operative ECMWF-Felder ein. Die mit einer zeitlichen Auflösung von sechs Stunden vorliegenden Daten aggregiert das WGHM zu Feldern mit täglichen Zeitschritten. Der Niederschlag hingegen wird aus einer Kombination von zwei unterschiedlichen Niederschlagsfeldern gebildet. Dabei werden die monatlichen Niederschlagsbeobachtungen des GPCC (Global Precipitation Climatology Centre) mit den operationellen ECMWF-Daten verknüpft. Die kombinierten und auf tägliche Zeitschritte interpolierten Niederschlagsfelder entsprechen bezüglich des Monatsvolumens denen der GPCC-Daten.

Ähnlich der Modellevaluierungen im ersten Teil des Abschnitts 4.3.2 wird die Bewertung des WGHM mit dem Quotienten aus modelliertem und gemessenem Abfluss an 724 Tuning-

---

<sup>1</sup>Beim Vergleich verschiedener hydrologischer Modelle.



Stationen durchgeführt. An den heterogen verteilten Punkten kann der beobachtete lokale Wasserdurchsatz des Fließgewässers zusammen mit den Modellierungsdaten einer qualitativen Bewertung zugeführt werden. Probleme zeigt das Modell in großflächigen Feuchtgebieten und Binnengewässern. In Abflussgebieten mit hoher Schneedominaanz vermag WGHM den Jahreszyklus des Wasserkreislaufes nur bedingt wiederzugeben, was Döll et al. [2003] auf den einfachen Ansatz (Temperaturabhängigkeit) zur Berechnung der Schneespeicher zurückführen. Die Modellabstimmung erfolgt mit einem Abflusskoeffizienten, dessen lokale Abschätzung sich nur im Bereich der Tuning-Stationen auf die Wasserspeicherung auswirkt. Deshalb führen Döll et al. [2003] die abweichenden Ergebnisse der Modellierungen in den problematischen Regionen auch auf das Fehlen von Tuning-Stationen in diesen Gebieten zurück.

## GLDAS

Das Modell GLDAS (Global Land Data Assimilation System) beschreibt eine Vielzahl hydrologischer Parameter, die nach der Beziehung (4.2) zusammengefasst der kontinentalen Wasserspeicherung entsprechen. Zur physikalischen Modellierung des Wassertransports und des Energieaustausches zwischen der Vegetationsebene, der Erdoberfläche und den unteren Bodenschichten dienen drei unterschiedliche, hier als LSM (Land Surface Model) bezeichnete Modellkerne: Mosaic, Noah, CLM [Rodell et al., 2004]. Für den Modellantrieb stehen eine Vielzahl unterschiedlicher Niederschlagsfelder zur Verfügung. Einen Überblick dazu gibt die offizielle GLDAS-Webseite [http://ldas.gsfc.nasa.gov/GLDAS/DATA/data\\_forc.shtml](http://ldas.gsfc.nasa.gov/GLDAS/DATA/data_forc.shtml) (Stand: 20. Nov. 2006). Grundlage im hier betrachteten Modelllauf von GLDAS bilden die globalen Daten des CMAP (Climate Prediction Center Merged Analysis of Precipitation), die satellitengestützte und lokale Niederschlagsmessungen weltweit verteilter Klimastationen miteinander kombinieren. Die für den Zeitraum von 2001–2005 untersuchten Felder zur Wasserspeicherung bedecken jedoch nur kontinentale Flächen zwischen 60° N und 60° S.

Im Gegensatz zu den anderen in Abschnitt 4.3.2 vorgestellten Modellen evaluieren Berg et al. [2005] GLDAS mit Hilfe des Parameters Bodenfeuchte. Als Vergleich dienen hierzu direkte lokale Messungen der Bodenfeuchte und Modellergebnisse externer Institutionen, siehe dazu auch Rodell et al. [2004, S. 389–391].

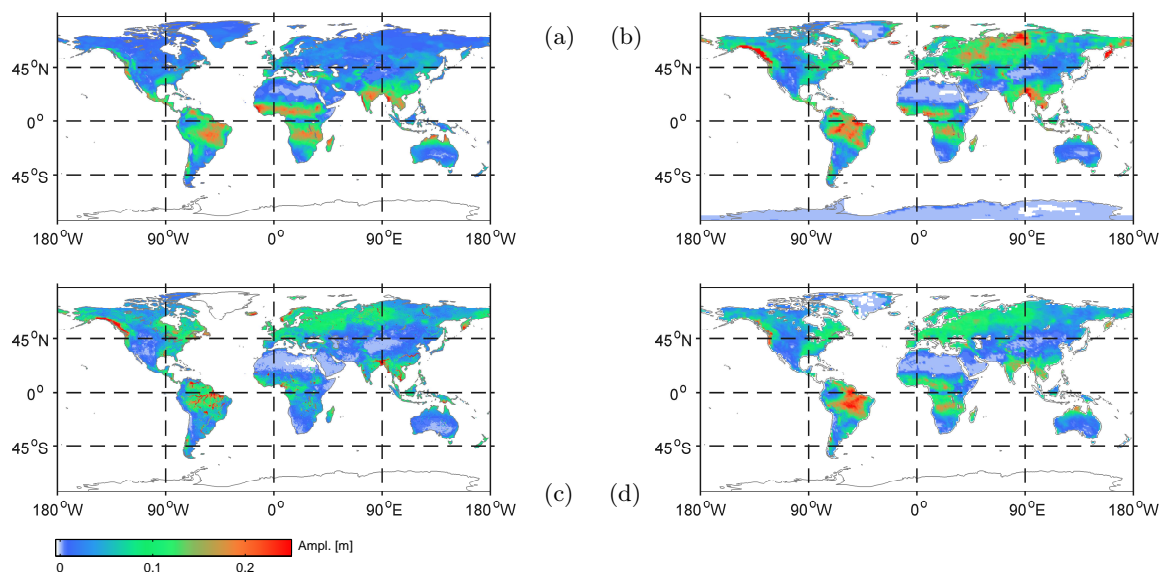
# 5 Untersuchung der kontinentalen hydrologischen Massenvariationen

## 5.1 Verteilungsmuster der modellierten kontinentalen Wasserspeicherung

Der hydrologische Kreislauf ist in erster Linie durch ein starkes Jahressignal geprägt. Hochfrequente periodische Signalanteile, wie z.B. tägliche Variationen, induzieren weit kleinere Amplituden. Die in Abschnitt 4.3.2 aufgeführten Modelle zur Abschätzung der kontinentalen Wasserspeicherung haben im Zeitbereich Schrittweiten von einem Tag bis zu wenigen Stunden.

Zeitliche hochaufgelöste globale Antriebsfelder für die hydrologischen Modelle, z.B. Niederschlag und Temperatur, stehen jedoch nur eingeschränkt für die letzten beiden Jahrzehnte zur Verfügung. Sie sind jedoch eine Voraussetzung dafür, die hydrologische Wasserspeicherung und die sich daraus ergebenden Massenverlagerungen in subtäglichen Zeitschritten berechnen zu können. Erst seit den 80-er Jahren des vergangenen Jahrhunderts sind globale atmosphärische Felder, auf der Basis von Beobachtungen, mit subtäglichen Zeitschritten vorhanden. Langzeitsimulationen, die über das Zeitfenster der letzten 20 Jahre hinausgehen, bedienen sich zusätzlich statistischer Methoden, um die zum Modellantrieb benötigten globalen Beobachtungsdaten zeitlich zu interpolieren und damit im Zeitbereich höher aufzulösen [Döll et al., 2003]. Andererseits tragen die unterschiedlichen modellphysikalischen Ansätze und die empirisch bestimmten Parameter (Modelltuning) in nicht geringem Maße zu unterschiedlichen Ergebnissen der modellierten Wasserspeicherung bei.

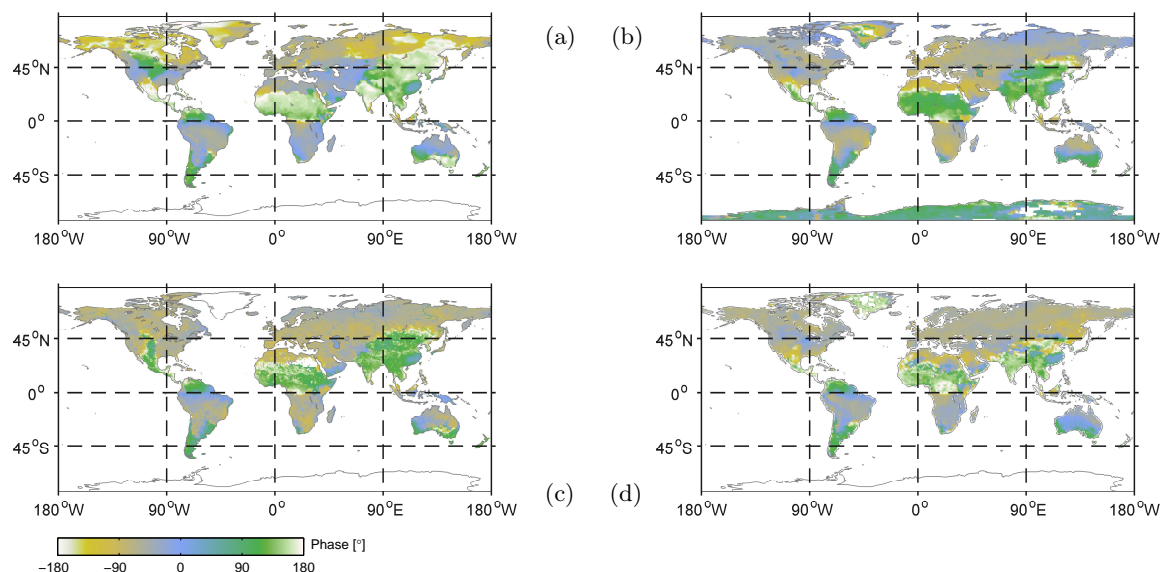
Die in Abb. 5.1 dargestellte räumliche Verteilung der Jahresamplitude der kontinentalen Wasserspeicherung variiert zwischen den einzelnen hydrologischen Modellen teilweise sehr stark. Jedoch reflektieren alle Modelle eine nahezu gleichwertige Amplitudenverteilung der für alle Gitterpunkte abgeschätzten annuellen Signalanteile in den äquatornahen Gebieten Afrikas und Südamerikas. Lediglich WGHM weist im Gegensatz zu den anderen Modellen in Zentralafrika ein schwaches Jahressignal auf. Eine hohe Übereinstimmung zwischen den Modellen zeigt sich auch in den tropischen kontinentalen Monsungebieten und am Golf von Bengalen. Die energiereichen indischen Monsunwinde leiten im Sommer ozeanische Luftmassen mit hoher Luftfeuchte in Richtung tibetischer Hochebene. Am Fuße des steil aufragenden Himalaya-Gebirges kommt es zu starken und lang andauernden Niederschlägen, die somit entsprechende Auswirkungen auf den Wasserkreislauf in dieser Region haben.



**Abbildung 5.1:** Amplituden des annualen Signalanteiles der kontinentalen Wasserspeicherung [m Wassersäule] für die Jahre 1992–2003 in (a) H96, (b) LaDW, (c) WGHM und für die Jahre 2002–2004 in (d) GLDAS.

Die Wasserspeicher in der nördlichen Hemisphäre, insbesondere Gebiete nördlich von  $45^\circ\text{N}$ , werden in H96 nur unzureichend wiedergegeben. Die Ursache wird bei den in H96 nicht integrierten Schneespeichern vermutet, siehe dazu den Vergleich der hydrologischen Modelle in Tab. 4.1. LaDW gibt für die Gebiete der russischen Taiga und Tundra leicht überschätzte Jahresamplituden wieder. Dominante Jahreszyklen sind in den Einzugsgebieten großer Flusssysteme und an Wetterscheiden, wie z.B. den Rocky Mountains, zu erkennen (außer H96). Besonders deutlich zeigen sich in WGHM (Abb. 5.1) die annualen hydrologischen Schwankungen im Einzugsgebiet des Amazonas, den Flüssen Lena und Jenisej in Sibirien sowie den Jangtsekiang in China.

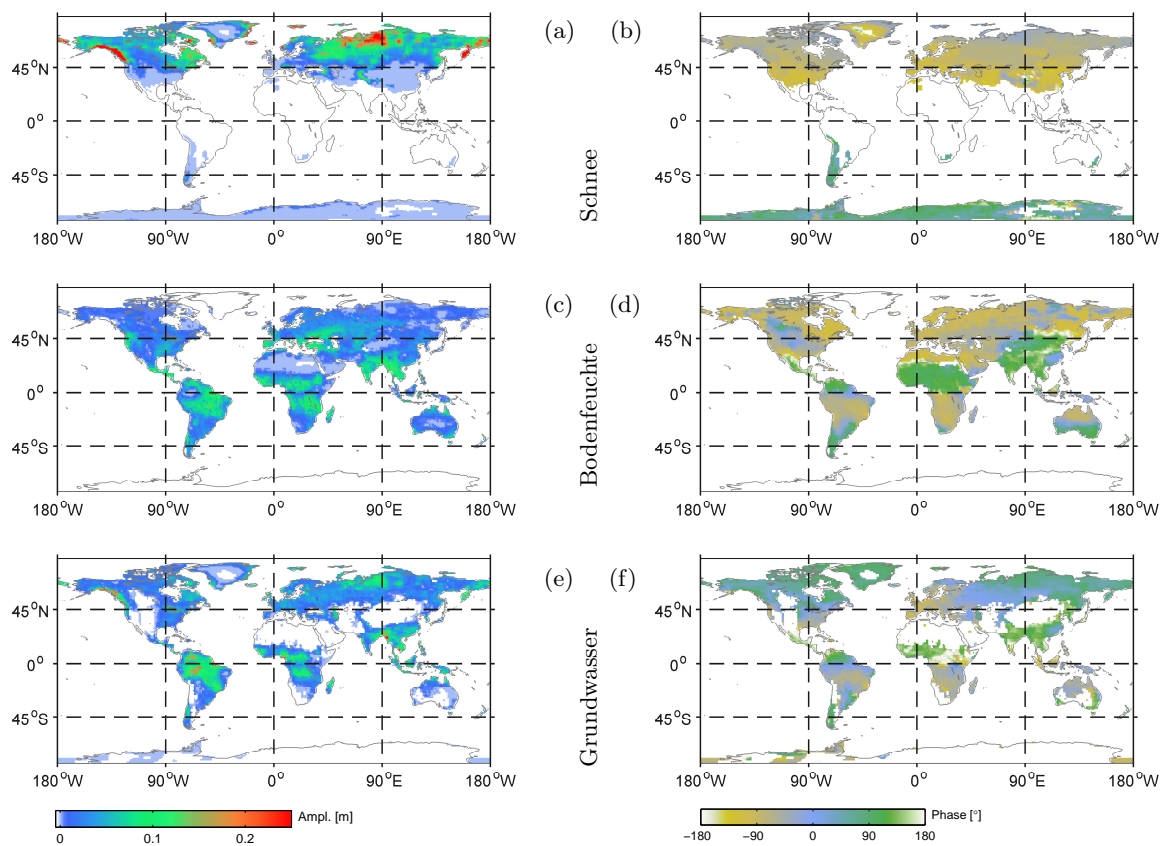
In Abb. 5.2 sind die Zeitpunkte des Beginns der annualen Variation in der kontinentalen Wasserspeicherung gegenübergestellt. Die Phasenwinkel beschreiben die Verschiebung der angepassten Jahresschwingung (Sinus) für jede Gitterzelle, bezogen auf den 1. Januar 1992. Mit den im Zeitbereich nur monatlich aufgelösten Ergebnissen der einzelnen hydrologischen Modelle beschränkt sich die Genauigkeit der äquivalenten Phasenverschiebungen auf maximal  $\sim 30^\circ$ . Eine Ausnahme bildet die Simulation von GLDAS, die Tagesmittelwerte ausgibt. Mit Blick auf die nicht in H96 integrierten Schneespeicher erscheint der Vergleich der einzelnen Modelle nur begrenzt und südlich von  $45^\circ\text{N}$  sinnvoll. Die räumlichen Ausprägung der annualen Phase weist in Südamerika, in Nord- und Zentralafrika sowie in Europa eine hohe Übereinstimmung auf. Neben den Phasenverschiebungen auf Grönland und im südlichen Afrika differieren die hydrologischen Simulationen auch in Teilen Nordamerikas (Abb. 5.1). Hierbei treten wie im Falle der südöstlich der kanadischen Hudson Bay gelegenen Gebiete



**Abbildung 5.2:** Phasenwinkel des annuellen Signalanteils der kontinentalen Wasserspeicherung in (a) H96, (b) LaDW, (c) WGHM und (d) GLDAS. Die ausgleichende Sinusfunktion pro Gitterzelle bezieht sich für die Modelle (a, b, c) mit  $0^\circ$  Phasenverschiebung auf den 1. Januar 1992, für (d) auf den 1. Januar 2002.

Phasendifferenzen zu LaDW von bis zu  $120^\circ$  auf. Das zeitliche Einsetzen der Jahresschwingung über den U.S.-amerikanischen Gebieten modellieren LaDW und GLDAS nahezu gleich. In WGHM und H96 treten die annuellen Maxima ca.  $90^\circ$  und damit etwa drei Monate früher ein. Weitere Signalanteile mit halbjährlicher Periode (ohne Abbildung) treten vor allem in WGHM mit unterschiedlicher Intensität in den Gebieten der Rocky Mountains, in den Flussgebieten Südamerikas (Amazonas), Sibiriens (Lena und Jenisej) und Asiens (Ganges, Mekong und Jangtsekiang) auf. Im Verhältnis zu der in Abb. 5.1 dargestellten Jahresperiode sind die Amplituden der halbjährlichen Variation der Wasserspeicherung in diesen Gebieten von eher untergeordneter Bedeutung. Nahezu übereinstimmend weisen die hydrologischen Simulationen die Gebiete aus, in denen das Amplitudenverhältnis aus der halbjährigen Schwingung und des Jahressignals mit  $> 80\%$  relativ groß ist. Bezeichnend hierfür seien der Südosten des mittelsibirischen Berglandes und äquatornahe afrikanische Gebiete (Somalia) genannt.

Wie bereits in Tab. 4.1 aufgezeigt, setzt sich die kontinentale Wasserspeicherung modellintern aus der Summe einzelner Parameter zusammen. Somit lassen sich bei der Untersuchung des Gesamteffektes  $W_S$  keine direkten Rückschlüsse auf die Dynamik der einzelnen verursachenden Parameter ziehen. Dies trifft für deren räumliche Ausprägung als auch auf die daraus abgeleiteten effektiven Drehimpulsfunktionen der Erdrotationsschwankungen zu. Exemplarisch ist deshalb in Abb. 5.3 die räumliche Verteilung des annuellen Signalanteils und der Phasenwinkel für die Schneespeicherung sowie für die Bodenfeuchte- und Grundwasserspeicherung des Modells LaDW, stellvertretend für die hier untersuchten hydrologischen Modelle,



**Abbildung 5.3:** Amplituden (links) und Phasen (rechts) des annualen Signalanteils der einzelnen Komponenten des Modells LaDW separiert in Schnee (a, b), Bodenfeuchte (c, d) und Grundwasser (e, f) für den Zeitraum 1992–2003.

dargestellt. Nördlich von  $45^{\circ}$  N bewirken hauptsächlich die Schneespeicher Amplituden im annualen Bereich, deren Maxima in den Monaten Dezember bis Februar eintreten. Besonders deutlich heben sich die Amplituden in den Rocky Mountains, in Grönland und in Sibirien ab. Kleinere Anteile zum annualen Signal steuern die Komponenten Bodenfeuchte und Grundwasser bei. Wie zu erwarten, ist das zeitliche Auftreten der Grundwassersmaxima mit denen der Schneespeicher nahezu antikorreliert. In den hohen Breiten treten die Maxima der Grundwasserspeicherung hauptsächlich in den Monaten April bis Juni, die der Bodenfeuchte in den Monaten Dezember bis Februar auf (Abb. 5.3). Bis auf die eher schwach ausgeprägten Variationen in der Antarktis sind die äquatornahen Gebiete und die Landflächen der südlichen Hemisphäre bezüglich des annualen  $\Delta W_S$ -Signalanteils vorwiegend auf die Bodenfeuchte und das Grundwasser zurückzuführen. Die Phasen auf den Landflächen der Südhalbkugel weisen ein breites Spektrum auf. So treten annuelle Amplituden von Bodenfeuchte und Grundwasser in den Monaten Dezember bis Juli hervor.

## 5.2 Globale Beobachtung zeitlicher Schwerefeldvariationen

Seit dem Start der deutsch-amerikanischen Satellitenmission GRACE im März 2002 generieren verschiedene Daten- und Analysezentren globale hochaufgelöste Schwerefeldmodelle. Neben der Erfassung des stationären Schwerefeldes war die Bestimmung des zeitabhängigen Anteils des Schwerefeldes das erklärte Ziel dieser Mission [Tapley et al., 2004]. Damit wurde die Voraussetzung geschaffen, die einzelnen geowissenschaftlichen Bereiche der Erdsystemforschung miteinander zu verknüpfen. So bietet sich die Möglichkeit, die Modellierungen ozeanischer Strömungen in Flach- und Tiefwassergebieten, die der hydrologischen Massenumverteilungen auf den Kontinenten sowie die Interaktionen im Stoffaustausch der Systeme Atmosphäre/Ozean mit den beobachteten Schwerevariationen in Beziehung zu setzen. Aufgrund der Verwendung von Korrekturmodellen für Gezeiten, Atmosphäre und Ozean beschreiben die hier verwendeten GRACE-Lösungen in erster Näherung die hydrologischen Massenvariationen auf den Kontinenten. Die Massenverlagerungen im System Feste Erde werden in den Untersuchungen dieser Arbeit vernachlässigt.

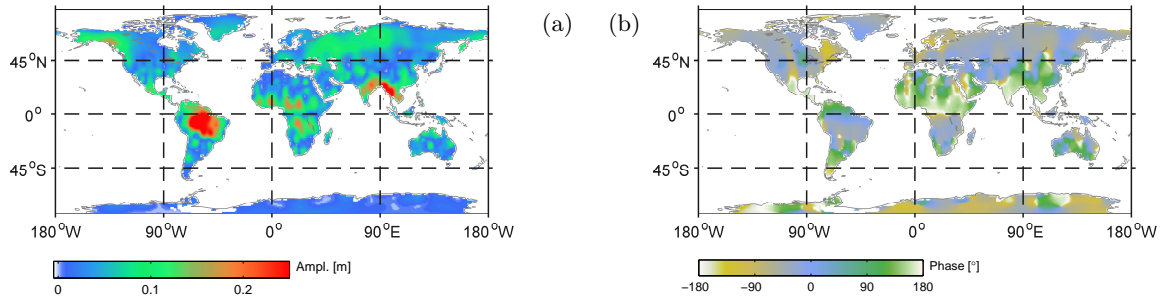
Die GRACE-Daten- und Analysezentren bilden die Variationen im Schwerefeld in Form der normierten Stokesschen Koeffizienten  $C_{jm}, S_{jm}$  ab. In den Koeffizienten mit höherem Grad und höherer Ordnung nimmt das Signal/Rausch-Verhältnis deutlich ab [Chen et al., 2005]. Unterschiedliche Ansätze und Algorithmen zur Glättung der GRACE-Daten dienen u.a. dem Ziel, den Rauschanteil in den Komponenten der kurzen Wellenlängen zu reduzieren [Swenson und Wahr, 2006; Sasgen et al., 2007]. Die in Abb. 5.4 aufgezeigten Variationen der kontinentalen Wasserspeicherung wurden durch die Inversion der Koeffizienten des Schwerefeldes ab Ordnung zwei erzeugt. Die gefilterten Koeffizienten (Gaußfilter mit 400 km Filterradius) enthalten bereits die Korrekturen um die Einflüsse der Atmosphäre und des Ozeans. Den direkten Zusammenhang zwischen den Stokesschen Koeffizienten und den effektiven Drehimpulsfunktionen beschreiben Chen und Wilson [2003] gemäß

$$\chi^{\text{mass}}(t) = -\sqrt{\frac{5}{3}} \frac{1,098 \cdot r_0^2 M}{(1+k'_2)(C-A)} (\Delta C_{21}(t) + i\Delta S_{21}(t)) \quad (5.1)$$

$$\chi_3^{\text{mass}}(t) = -\frac{2\sqrt{5}}{3} \frac{0,753 \cdot r_0^2 M}{(1+k'_2)C} \Delta C_{20}(t). \quad (5.2)$$

Im Gegensatz zu den zusätzlich mit Relativdrehimpulsen behafteten  $\chi$ -Funktionen in den Gleichungen (3.21) und (3.22), gibt  $\chi^{\text{mass}}$  ausschließlich die Variation in den Trägheitstensor-komponenten und somit die integrierte Änderung in der Massenordnung wieder. Mit dem Faktor  $(1+k'_2)^{-1}$  wird dem elastischen Verhalten der rotierenden Erde Rechnung getragen.  $M$  ist die Gesamtmasse der Erde und  $r_0$  der mittlere Erdradius.

Die einzelnen hier untersuchten Lösungen des zeitabhängigen Schwerefeldes werden durch die Daten- und Analysezentren des GFZ in Potsdam, des CSR (Center for Space Research) der Universität Texas und des CNES (Centre National d'Etudes Spatiales) in Toulouse generiert. Das beobachtete Schwerefeld wird in monatlichen Zeitschritten und vom CNES mit einem 10-



**Abbildung 5.4:** Die räumliche Ausprägung annueller Schwerevariationen (GRACE, GFZ-Lösung). In (a) ist die Signalamplitude im Äquivalent [m] Wassersäule für den Zeitraum Januar 2004 bis Dezember 2005 aufgezeigt. Die in (b) dargestellten Phasenwinkel der ausgleichenden Sinusfunktion beschreiben das zeitliche Einsetzen der Jahresschwingung. Dabei beziehen sich die Phasenverschiebung von  $0^\circ$  auf den 1. Januar 2004.

Tage-Zyklus bereitgestellt. Zeitlich höher aufgelöste globale Beobachtungsdaten bei gleicher Genauigkeit sind bei dieser Mission nicht realisierbar, da der aktuelle Orbit von 350 km Höhe und 95 min Umlaufzeit als äußere Restriktionen wirken.

### 5.3 Globale hydrologische Massenvariationen und deren Separation auf den einzelnen Kontinenten

Der Einfluss der dynamischen Massenverteilung in Atmosphäre, Ozean und in der kontinentalen Wasserspeicherung wird im Trägheitstensor  $\vec{I}$  der Erde mit den Variationen in den Trägheits- und Deviationsmomenten beschrieben, siehe (3.5). Für die Berechnung der Variation der Trägheitstensorcomponenten werden die bei der Integration in (3.7) benutzten kartesischen Koordinaten durch geografische Koordinaten ersetzt:

$$\begin{aligned} x_1 &= r \cos \varphi \cos \lambda \\ x_2 &= r \cos \varphi \sin \lambda \\ x_3 &= r \sin \varphi . \end{aligned} \quad (5.3)$$

Aus der Vernüpfung von (3.7) und (5.3) ergibt sich der massengeometrische Einfluss eines geophysikalischen Prozesses auf den zeitabhängigen Teil des Trägheitstensors  $\Delta\vec{I}$  mit

$$\begin{pmatrix} c_{13}(t) \\ c_{23}(t) \\ c_{33}(t) \end{pmatrix} = \iiint_{\varphi \lambda r} \begin{pmatrix} -r(t)^4 \rho \cos^2 \varphi \sin \varphi \cos \lambda \\ -r(t)^4 \rho \cos^2 \varphi \sin \varphi \sin \lambda \\ r(t)^4 \cos^3 \varphi \end{pmatrix} d\varphi d\lambda dr . \quad (5.4)$$

Numerisch wird die Integration mit der Aufsummierung aller Volumenkompartimente mit einer hier als konstant angenommenen Dichte  $\rho$  über die Breite  $\varphi$  und die Länge  $\lambda$  umge-

setzt. Der Integrationsbereich  $\Xi$  erstreckt sich bei der Betrachtung globaler Effekte über alle Längen und Breiten. Die Integrationsvariable  $r$  beschreibt im Falle der kontinentalen Wasserspeicherung die Entfernung einer dünnen Massenschicht (im Äquivalent Wassersäule) zum Massenzentrum der Erde. Atmosphäre und Ozean hingegen erfordern die Integration über mehrere Schichten, da sich die vom geophysikalischen Prozess abhängige Dichte mit der Höhe ändert. Bei der Integration (5.4) der hydrologischen Massenvariationen sind zunächst die Integrationsgrenzen

$$\Xi(r) = \begin{cases} |r_0 + \Delta W_S & \text{Fall A} \\ |r_0 & \\ |r_0 + r_{\text{topo}} + \Delta W_S & \text{Fall B} \\ |r_0 + r_{\text{topo}} & \end{cases}, \quad (5.5)$$

für  $r$  zu bestimmen. Die untere Integrationsgrenze ist im einfachsten Fall A der mittlere Erdradius  $r_0$  und im Fall B der um die Topografie  $r_{\text{topo}}$  erweiterte mittlere Erdradius. In beiden Fällen entspricht die Differenz aus oberer und unterer Integrationsgrenze der zeit- und ortsabhängigen Variation der Wasserspeicherung  $\Delta W_S$ . Im Rahmen dieser Arbeit wird die Topografie zur Bestimmung der Trägheitstensorcomponenten berücksichtigt und somit der Fall B als Integrationsgrenze  $\Xi(r)$  festgelegt. Als Datengrundlage für die globale Topografie dienen die auf die entsprechende Gitterweite der Hydrologiemodelle reduzierten ETOPO5-Daten [Hastings und Paula, 1999]. Lokale Abschätzungen der Trägheitstensorcomponenten  $c_{j3}$  zeigen im Fall A besonders in den Hochlagen der Anden und des Himalaya um bis zu 0,4 % größere Amplituden im Vergleich zu Fall B. In der Summation von  $c_{j3}$  über die gesamte Erde kann nach den hier nicht weiter dargestellten Ergebnissen von einer  $c_{j3}$ -Variation zwischen Fall A und Fall B ausgegangen werden, die kleiner als 0,1 % ist.

### 5.3.1 Ansatz zur Massenbilanz

Die Annahme einer kräftefreien Erde und der damit verbundenen Drehimpulserhaltung bedeutet, dass die Masse der Erde, einschließlich die der Atmosphäre konstant bleibt. Erdrotationsschwankungen werden nur durch geophysikalische Massenverlagerungen bzw. durch Relativbewegungen von Massen hervorgerufen. An den Grenzschichten der in Abschnitt 2.2 aufgeführten Teilsysteme der Erde können Relativedrehimpulse und/oder Massen ausgetauscht werden. Die Modellierungen der dynamischen Vorgänge in den einzelnen Teilsystemen erfolgen derzeit noch getrennt. Eine geschlossene Beschreibung von Atmosphäre, Ozean und des kontinentalen Wasserkreislaufs hätte den Vorteil, dass beispielsweise der Stoff- und Energieaustausch zwischen den Teilsystemen bereits in die Modellphysik integriert wären. Die derzeit von den verschiedenen Analyse- und Datenzentren praktizierte Offline-Modellierung kann bei den Untersuchungen zu Erdrotationsschwankungen zur Vermischung inkonsistenter Datensätze führen. Deshalb muss bei getrennter Modellierung und der darauffolgenden gemeinsamen Analyse der Drehimpulsfunktionen (AAM, OAM, HAM) auf die Konsistenz aller Einfluss nehmenden Daten geachtet werden. Als notwendige Konsistenzbedingungen seien die Massenerhaltung im Gesamtsystem Erde und die Verwendung der gleichen atmosphärischen Datensätze zum Antrieb der ozeanischen und hydrologischen Modelle aufgeführt. Fehlende



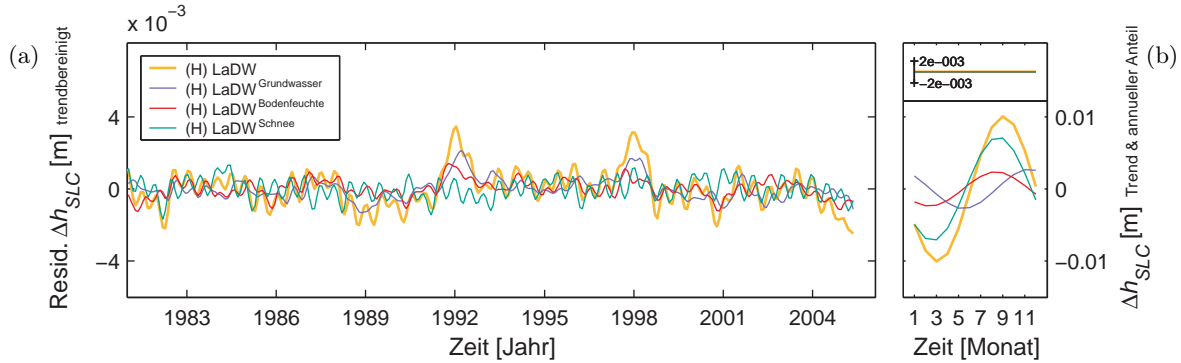
oder nicht modellierte Interaktionsprozesse zwischen den Teilsystemen des Ozeans und der kontinentalen Wasserspeicherung, wie z.B. der kontinentale Frischwasserabfluss in den Ozean und damit die Einkopplung der kontinentalen in die ozeanische Hydrodynamik, müssen bei der Offline-Modellierung vernachlässigt werden.

Die unterschiedlichen Antriebsfelder der hydrologischen Modelle, wie beispielsweise die Temperatur und der Niederschlag, sind meist Produkte verschiedener Analysezentren, siehe dazu auch Tab.4.2. Teilweise erfolgt in den Modellen LaDW und WGHM eine Vermischung von unterschiedlichen Niederschlagsfeldern. Bezogen auf die atmosphärischen, ozeanischen und hydrologischen Daten kann in den hier untersuchten Modellen nur die Kombination aus ECMWF, OMCT und WGHM die Konsistenzbedingungen nahezu erfüllen. So werden das OMCT und das WGHM durch die Atmosphärenparameter Niederschlag und Oberflächentemperatur des ECMWF angetrieben. Jedoch greift WGHM nur auf die hochfrequente Dynamik des ECMWF-Niederschlags zurück. Im Monatsvolumen werden die Daten des ECMWF auf die monatlichen Niederschlagswerte des GPCC angepasst, was für die o.g. Modellkombination nur zu einer bedingten Konsistenz führt.

Der Stoff- und Energieaustausch zwischen Atmosphäre und Ozean ist vorwiegend von der Oberflächentemperatur, dem Luftdruck, der Windschubspannung und dem Frischwassereintrag abhängig. In den konsistenten atmosphärisch-ozeanischen Modellkombinationen NCEP/ECCO und ECMWF/OMCT sind keine zusätzlichen Schwankungen der Gesamtmasse des Systems Atmosphäre-Ozean zu erwarten. Beide ozeanischen Modelle korrigieren nach dem Ansatz von Greatbatch [1994] die modellseitig initiierten Massenvariationen des Ozeans. ECCO und OMCT setzen voraus, dass sich das Volumen des Meerwasser nicht ändert. Somit erzeugen die Modelle bei der wechselnden Temperaturverteilung im Ozean Massenschwankungen [Gross, 2003], die durch das Hinzufügen zeitvariabler Ausgleichsmassen beseitigt werden. Die kontinentale Wasserspeicherung ist Schwankungen unterworfen, die im Falle der hier untersuchten Offline-Modelle dazu führen, dass die hydrologische Gesamtmasse zeitlich nicht konstant ist. Um die Massenbalance für die kontinentale Wasserspeicherung wiederherzustellen, werden pro Zeitschritt die vom langzeitlichen Mittelwert abweichenden Massen  $\Delta M_{W_S}$  dem Ozean zugeführt bzw. entnommen. Die vereinfachte Annahme setzt die hydrologisch bedingte Variation der Ozeanmasse einer räumlich gleichverteilten Schwankung des Meeresspiegels  $\Delta h_{SLC}$  mit

$$\Delta h_{SLC}(t) = - \frac{\sum_{\varphi} \sum_{\lambda} \Delta W_S(\varphi, \lambda, t) \cdot A_{W_S}(\varphi, \Delta\varphi, \Delta\lambda) \cdot \rho}{A_O \cdot \rho_O} \quad (5.6)$$

gleich, wobei  $A_O$  die Gesamtfläche des Ozeans ist. Die Flächen der betrachteten Gitterzellen  $A_{W_S}$ , auf die sich die Variationen  $\Delta M_{W_S}$  beziehen, sind dabei von der geografischen Breite und der horizontalen Modellauflösung  $\Delta\varphi$  bzw.  $\Delta\lambda$  abhängig. Die Dichte des ozeanischen Wassers wird mit  $\rho_O = 1025 \text{ kg/m}^3$  als konstant angenommen, da die mittlere Gesamtmasse des Wassereintrages nur 3 ppm der Ozeanmasse entspricht. In diesem Zusammenhang geben Milly et al. [2003] eine kontinentalhydrologisch bedingte annuelle Meeresspiegelschwankung SLC (Sea Level Change) von  $\pm 10 \text{ mm}$  an, die dem o.g. Ansatz zum Massenausgleich folgt. Die-



**Abbildung 5.5:** Aufgrund des Ansatzes der Massenbalance induzierte Meeresspiegelschwankungen am Beispiel des Modells LaDW ohne Grönland und Antarktis. Die Auswirkung der einzelnen Wasserspeicherkomponenten Schnee, Bodenfeuchte und Grundwasser sind dem Gesamteffekt der kontinentalen Wasserspeicherung gegenübergestellt. Dabei sind in (a) die Residuen (Differenz aus Signal, Trend und Jahresschwingung) und in (b) die Trends und die annualen Variationen des Meeresspiegels gegenübergestellt.

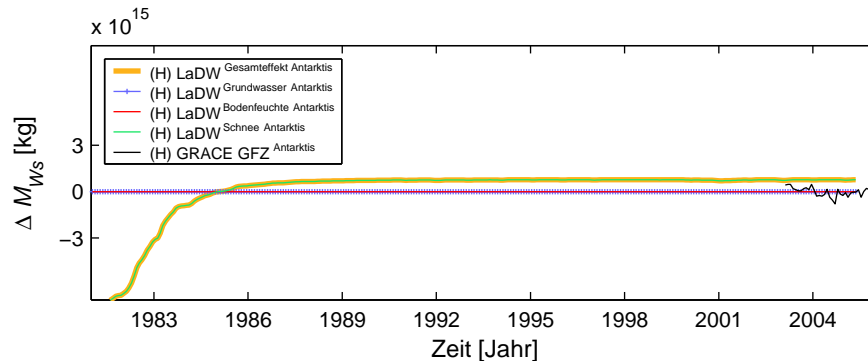
se Untersuchungen beziehen sich auf den Lauf Brahmaputra des Modells LaDW im Zeitraum von 1981–1998. Die Analyse von LaDW (Lauf: Euphrates) im Rahmen dieser Arbeit bestätigt für die Zeitraum 1981–2006 die von Milly et al. [2003] berechnete jährliche Meeresspiegelschwankung. Dabei sind 70 % der Jahresamplitude  $\Delta h_{\text{SLC}} = \pm 7 \text{ mm}$  auf die Schwankungen des im Schnee gespeicherten Wassers zurückzuführen, siehe Abb. 5.5 (b). Hingegen weisen die Residuen der durch die Massenbalance der kontinentalen Wasserspeicherung hervorgerufenen Meeresspiegelschwankungen in Abb. 5.5 (a) nur Werte bis zu 2 mm auf. Neben der Bodenfeuchte ist vor allem das Grundwasser für diese Anomalie verantwortlich.

### 5.3.2 Räumliche Separation

Die Massenvariationen in den Schnee- und Eisgebieten der Antarktis sind mit Hinblick auf den globalen Wasserkreislauf bisher nur bedingt bekannt. In den globalen hydrologischen Modellen werden diese Gebiete entweder nicht beschrieben oder aber es werden, wie bei LaDW, stark vereinfachte Annahmen in das Modell integriert. Der Kontinent Antarktis hat aufgrund seiner gespeicherten Wassermassen in Form von Schnee und ca. 30 Mill.  $\text{km}^3$  Eis sowie der globalen Erwärmung einen nicht unbedeutenden Einfluss auf die Weltmeere. LaDW, als einziges der hier untersuchten Modelle mit hydrologischen Daten im Bereich der Antarktis, weist im hydrologischen Massenumsatz

$$\Delta M_{\text{WS}}(t) = \frac{\rho}{\sum_{\varphi} \sum_{\lambda} \Delta W_{\text{S}}(\varphi, \lambda, t) \cdot A_{\text{WS}}(\varphi, \Delta\varphi, \Delta\lambda)} \quad (5.7)$$

der Jahre 1980–1985 einen starken Trend auf, welcher hier nicht weiter dargestellt ist. Der Trend in den Modelldaten wirkt sich zwangsläufig auch auf die Meeresspiegelschwankung und auf die  $\chi$ -Funktionen aus.



**Abbildung 5.6:** Hydrologischer Massenumsatz in der Antarktis. Die mit LaDW modellierten Wasserspeicherkomponenten Grundwasser, Bodenfeuchte und Schnee sind dem Gesamteffekt (gelb) gegenübergestellt. Die berechneten Massenvariationen der GRACE-Beobachtungen begründen sich auf die invertierten und anschließend im Raumbereich der Antarktis extrahierten Schwerefeldvariationen.

Um festzustellen, in welchen Erdteilen das starke Trendsignal entsteht, wurden separate Kontinentmasken entwickelt, womit eine räumlich begrenzte Integration von (3.7) möglich ist. Dabei werden die Daten der interessierenden Kontinente demaskiert oder aber die Daten bestimmter Kontinente ausgeblendet. Die in der Folge berechneten Drehimpulsfunktionen, Massen- und Meeresspiegelvariationen können kontinentweise analysiert oder miteinander kombiniert einer erweiterten Auswertung zugeführt werden. Die Auflösung der für diese Untersuchung entwickelten äquidistanten Kontinentmaske beträgt  $\Delta\lambda = \Delta\varphi = 0,25^\circ$  und wird entsprechend der räumlichen Auflösung der einzelnen hydrologischen Modelle adaptiert. Der mit diesem Verfahren abgeschätzte Massenumsatz in der Antarktis ist für LaDW in Abb. 5.6 dargestellt. Die im Vergleich dazu beobachteten Massenvariationen sind das Ergebnis der invertierten und kontinentmaskierten GRACE-Beobachtungen. Es zeigt sich, dass der atypische Massenumsatz im globalen LaDW-Signal seinen Ursprung in den hydrologischen Variationen des südpolaren Kontinents hat. Eine weitere Fokussierung auf die für den exponentiellen Massenumsatz ursächlichen Komponenten zeigt, dass die zum Großteil in den Jahren 1980–1985 akkumulierten Niederschläge in den Schnee- und Eisgebieten dafür verantwortlich sind. Aufgrund der scheinbar nicht korrekten Modellierung des antarktischen Wasserkreislaufs werden die Daten der südpolaren Region nicht in die folgenden Untersuchungen zu Erdrotationsschwankungen einbezogen. Sofern nicht anders ausgewiesen, wird die Maskierung der Modelldaten zusätzlich auf Grönland ausgedehnt, da WGHM hierfür keine Daten zur kontinentalen Wasserspeicherung liefert. Die durch die Nichtbeachtung der polaren hydrologischen Variationen entstehenden Fehlbeträge in den Anregungen zu Erdrotationsschwankungen sind relativ klein, da sie vom Kosinus der geographischen Breite abhängen. Die Massenvariationen werden bei der Berechnung der äquatorialen  $\chi$ -Terme mit der zweiten Potenz und der Berechnung der  $\chi_3$ -Terme mit der dritten Potenz von  $\cos\varphi$  gewichtet, siehe Gleichung (5.4). Damit ist der o.g. Fehlbetrag in der Tageslängenschwankung im Vergleich zur Polbewegung zusätzlich dezimiert.

## 5.4 Vergleich hydrologischer Massenvariationen und Bestimmung von mittleren Jahreszyklen

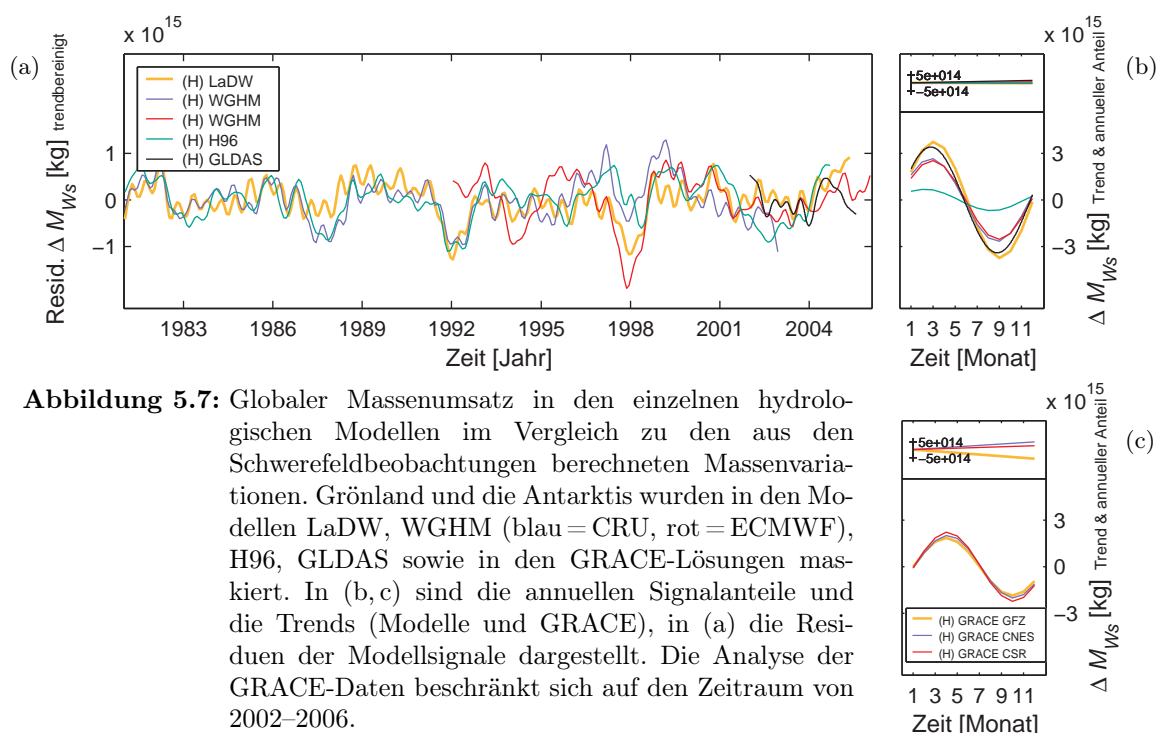
Die kontinentale Wasserspeicherung und die entsprechenden Massenvariationen sind zu einem Großteil vom Jahreszyklus geprägt. Die nach der Methode der kleinsten Quadrate (MKQ) abgeschätzten Parameter der Amplitude  $d$  und des Phasenwinkels  $\nu$  approximieren im Folgenden den annuellen Signalanteil als mittelwertzentrierte und auf den 1. Januar bezogene Sinusfunktion mit

$$f(t) = d \cdot \sin(2\pi t \hat{\omega} + \nu) \quad \text{mit} \quad \hat{\omega}^{-1} = 1 \text{ Jahr} . \quad (5.8)$$

Die Unterschiede in der Jahresschwingung der einzelnen hydrologischen Modelle im Untersuchungszeitraum von 1981–2006 bestehen vorwiegend in den Amplitudenvariationen, siehe Abb. 5.7 (b). Dabei weicht erwartungsgemäß die Amplitude in H96 stark von den Amplituden der Modelle LaDW, WGHM und GLDAS ab. Gründe hierfür sind bei den in H96 nicht integrierten Schneespeichern zu suchen. Das zeitliche Einsetzen der Jahresschwingung und damit die Phasenwinkel des  $\Delta W_S$ -Signals sind bei den hydrologischen Modellen nahezu identisch. In Abb. 5.7 (a) sind die Residuen der modellierten Massenvariationen einander gegenübergestellt, aus denen jeweils der annuelle Signalanteil und der Trend entfernt wurden. Prinzipiell zeigen die Residuen der Modelle, welche noch von der Dynamik der halbjährlichen Schwingungen gezeichnet sind, eine hohe Übereinstimmung im Zeitbereich auf. Insbesondere sei an dieser Stelle auf die Kongruenz der episodischen  $\Delta M_{W_S}$ -Signale in den Jahren 1987, 1992 und 1998 verwiesen. Kleinere Unterschiede lassen sich in den beiden WGHM-Residuen erkennen, deren Modellläufe sich mit unveränderten Modelleigenschaften nur durch die Antriebsfelder von CRU und ECMWF unterscheiden.

Im Folgenden sind die möglichen Ursachen für die Unterschiede im simulierten hydrologischen Massenumsatz zwischen den einzelnen Modellen zusammengefasst:

- Die kontinentale Wasserspeicherung ist bei den einzelnen Simulationen unterschiedlich definiert. Einzelne  $\Delta W_S$ -Komponenten sind nur in bestimmten Modellen enthalten, z.B. der anthropogene Wasserverbrauch sowie das Wasser in Seen und Feuchtgebieten. Hierzu sei auf die Ausführungen in Abschnitt 4.3 verwiesen.
- Antriebsvariablen sind die Temperatur und der Niederschlag. Es werden je nach Modell unterschiedliche Antriebsdaten verschiedenster Institutionen benutzt und teilweise miteinander kombiniert.
- Die kontinentale Wasserspeicherung ist bei einigen Modellen für Grönland und die Antarktis nicht ausgewiesen. GLDAS vermag die kontinentale Wasserspeicherung nur zwischen  $60^\circ \text{ N}$  und  $60^\circ \text{ S}$  zu beschreiben.



**Abbildung 5.7:** Globaler Massenumsatz in den einzelnen hydrologischen Modellen im Vergleich zu den aus den Schwerefeldbeobachtungen berechneten Massenvariationen. Grönland und die Antarktis wurden in den Modellen LaDW, WGHM (blau = CRU, rot = ECMWF), H96, GLDAS sowie in den GRACE-Lösungen markiert. In (b, c) sind die annualen Signalanteile und die Trends (Modelle und GRACE), in (a) die Residuen der Modellsignale dargestellt. Die Analyse der GRACE-Daten beschränkt sich auf den Zeitraum von 2002–2006.

- Mit Hilfe von Tuningparametern wird der Modellabfluss dem punktuell beobachteten Wasserabfluss angepasst. Dieser Prozess ändert die Amplitude des modellierten Abflusses und beeinflusst die vertikale Wasserbalance im Modell. Die Unterschiede in der Modellanpassung sind einerseits auf die verschiedenen modellabhängigen Tuningparameter und andererseits auf die nicht einheitlich benutzten Beobachtungspunkte (Tuningstationen) zurückzuführen. So werden in H96 nur Stationen auf U.S.-amerikanischem Gebiet, in den anderen Modellen global verteilte Tuningstationen einbezogen.

Die aus den GRACE-Schwerefeldbeobachtungen abgeleiteten Massenvariationen zeigen im Jahressignal kaum Unterschiede auf, unterscheiden sich jedoch stark im Trend (Abb. 5.7). Inwieweit der für den kurzen Untersuchungszeitraum der Jahre 2002–2006 abgeschätzte Trend aus den invertierten Schwerefelddaten dem tatsächlichen Trend der hydrologisch bedingten Massenvariationen entspricht, bleibt zunächst unbeantwortet. In naher Zukunft werden neue Versionen der Schwerefeldlösungen mit aktuellen integrierten Dealiasing-Produkten erwartet. Es bleibt zu hoffen, dass die neuen GRACE-Lösungen der einzelnen Analysezentren eine weniger starke Varianz im Trend von  $\Delta M_{WS}$  zeigen.

Um die Amplitudenvariationen im Jahressignal von  $\Delta M_{WS}$  regional einzugrenzen, werden die Modelle und die Schwerefeldbeobachtungen mit Hilfe der Kontinentmaskierung analysiert. Hierzu sei auf die Ergebnisse der Untersuchung in Abb. 5.9 (a, b) verwiesen.

### Bestimmung des mittleren Phasenwinkels nach der Methode der korrigierten Vektorsumme

Die aus den hydrologischen Modellen und den Schwerefeldbeobachtungen bestimmten Massenvariationen und die im Anschluss daran berechneten Drehimpulsfunktionen und Meeresspiegelschwankungen stellen in ihrer Gesamtheit keine unabhängigen Beobachtungen dar. Zudem ist die kontinentale Wasserspeicherung in den hydrologischen Modellen unterschiedlich definiert. Die Abweichungen zwischen den Modellen sind aus diesem Grund mit systematischen Einflüssen behaftet, die man bei der Abschätzung von mittleren, hydrologisch bedingten Massenvariationen, Meeresspiegelschwankungen und  $\chi$ -Funktionen beachten muss.

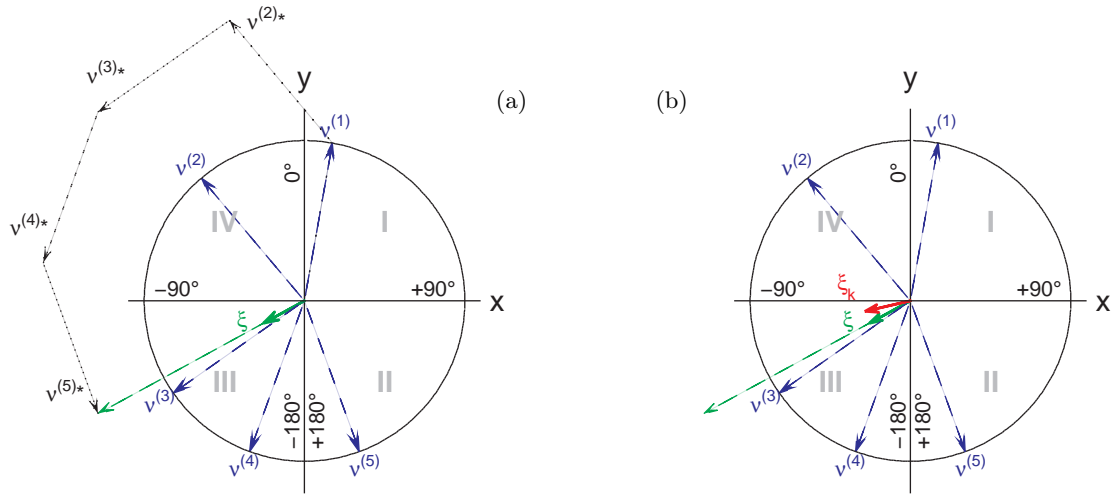
Mit Hilfe des arithmetischen Mittels kann die Amplitude des mittleren hydrologischen Jahreszyklus sowohl für die Modelle als auch für die GRACE-Beobachtungen abgeschätzt werden. Hingegen ist die Bestimmung des mittleren Phasenwinkels von annuellen Signalanteilen mit dem eben genannten einfachen statistischen Ansatz nicht möglich, da die Phasenwinkel  $\nu^{(l)}$  (mit  $l = 1, \dots, N$ ) Argumente periodischer Funktionen sind, deren Definition sich auf ein geschlossenes Intervall, beispielsweise mit  $\nu \in [-180^\circ, 180^\circ]$ , bezieht. Der Index  $l$  codiert die in Anlehnung an die in Abschnitt 3.5.4 eingeführte Nomenklatur bezüglich der in die Bestimmung der mittleren Jahresschwingung einfließenden Modelle oder GRACE-Beobachtungen. Beispielsweise führen fiktive Phasenwinkel im zweiten und dritten Quadranten<sup>1</sup> mit der arithmetischen Mittelbildung zu einem mittleren Phasenwinkel im ersten oder vierten Quadranten. Diese Lösung ist jedoch nicht korrekt. Der folgende Ansatz zeigt einen möglichen Lösungsweg zur Berechnung von mittleren Phasenwinkeln auf.

Es wird vorausgesetzt, dass die Phasenwinkel  $\nu^{(l)}$ , die hier dem zeitlichen Einsetzen einer MKQ-geschätzten Sinusschwingung entsprechen, nicht multi- oder bimodal, sondern ausschließlich unimodal verteilt sind. Unabhängig von den Beträgen der auf den Einheitskreis projizierten Phasenwinkel existiert nach dieser Annahme nur eine Hauptrichtung  $\xi_k$ . Diese wird im Folgenden auch als mittlerer Phasenwinkel bezeichnet.

In Anlehnung an die Arbeiten von Mardia und Jupp [2000] und Jones [2006] erfolgt die Bestimmung des Mittels der richtungsabhängigen Daten zunächst mit dem Ansatz der Vektorsumme. Dabei gehen die Phasenwinkel in einen zweidimensionalen Raum mit den Koordinatenpaaren  $[x, y]$  über. Der Koordinatenursprung und der durch Vektoraddition aller projizierten Phasenwinkel bestimmte Punkt

$$[\bar{x}, \bar{y}] = \left[ \sum_{l=1}^N \sin(\nu^{(l)}), \sum_{l=1}^N \cos(\nu^{(l)}) \right] \quad (5.9)$$

<sup>1</sup>Die Quadrantennummerierung im ebenen Koordinatensystem ist in Abb. 5.8 dargestellt.



**Abbildung 5.8:** (a) Bestimmung des mittleren Phasenwinkels  $\xi$  (grüne Vektoren) aus fünf Phasenwinkeln  $\nu^{(l)}$  (blaue Vektoren) nach dem Ansatz der Vektorsumme, siehe (5.9) und (5.10). Für den Fall einer hohen Varianz der Phasenwinkel  $\nu^{(l)}$  zeigt (b) den korrigierten mittleren Phasenwinkel  $\xi_k$  (roter Vektor) nach dem Ansatz der korrigierten Vektorsumme, gemäß (5.11).

ergeben einen Vektor

$$\xi = \arctan\left(\frac{\bar{x}}{\bar{y}}\right) \begin{cases} \pm 0^\circ, & \text{wenn } \bar{y} > 0 \\ +180^\circ, & \text{wenn } \bar{x} > 0, \bar{y} < 0 \\ -180^\circ, & \text{wenn } \bar{x} < 0, \bar{y} < 0 \end{cases}, \quad (5.10)$$

dessen Richtung dem mittleren Phasenwinkel in erster Näherung entspricht, siehe Abb. 5.8 (a). Die Länge der summierten und normierten Vektorkomponenten entsprechen der Streuung der Phasenwinkel  $s = N^{-1}\sqrt{\bar{x}^2 + \bar{y}^2}$ . Bei gleicher Orientierung aller Phasenwinkel beträgt die Länge  $s = 1$ . Im Falle einer hohen Variation der einzelnen Phasen gilt:  $s \ll 1$ . Sofern die Phasenwinkel  $\nu^{(l)}$  auf dem Einheitskreis gleichverteilt sind, entspricht  $s = 0$ .

Testrechnungen mit synthetisch generierten Winkeln zeigen, dass bereits bei kleinen Streuungen<sup>1</sup> der Phasenwinkel Abweichungen der mittleren Hauptrichtung aus dem Ansatz der Vektorsumme  $\xi$  zum einfachen Mittelwert auftreten. Der Ansatz, der im Folgenden angewandten Methode der korrigierten Vektorsumme, stützt sich bei der Bestimmung von  $\xi_k$  auf (5.9) und (5.10). Dabei wird der mittlere Phasenwinkel

$$\xi_k = \xi - \frac{1}{N} \cdot \sum_{l=1}^N (\nu^{(l)} - \xi) \quad \text{mit } (\nu^{(l)} - \xi) \in [-180^\circ, 180^\circ], \quad (5.11)$$

<sup>1</sup>Die Streuung der Phasenwinkel wurde auf einen Quadranten begrenzt.

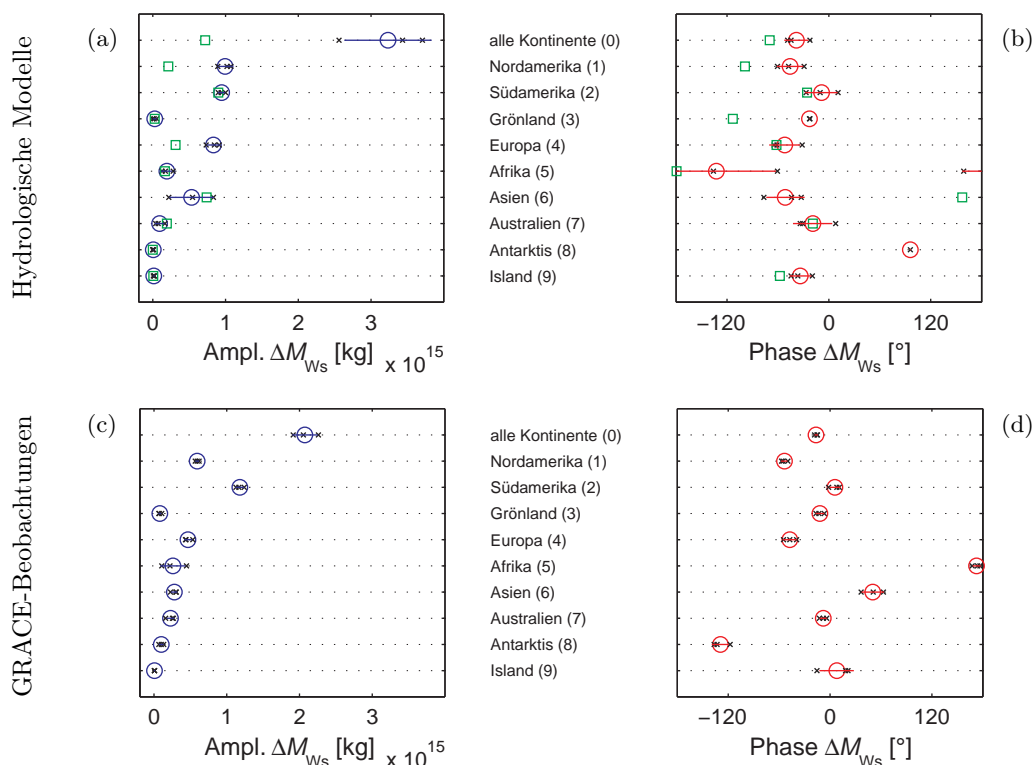
durch den Mittelwert aller zuvor um  $\xi$  rotierten Winkel  $\nu^{(l)}$  korrigiert. Dies entspricht der Drehung des Koordinatensystems, wonach die  $y$ -Achse mit dem Winkel  $\xi$  zusammenfällt. Der Betrag des Korrekturterms und damit der um die Anzahl  $N$  der Phasenwinkel multiplizierte Subtrahend in (5.11) ist mit der resultierenden Vektorlänge  $s$  antikorreliert. Die Tests haben gezeigt, dass für Werte  $s < 0,7$  gezielt nach möglichen Ausreißern in der Gesamtmenge von  $\nu^{(l)}$  gesucht werden muss. Abhängig von der Varianz der Phasenwinkel kann bei kleinen Beträgen von  $s$  der Korrekturwert in (5.11) Beträge von mehreren Winkelgrad annehmen (Abb. 5.8). Bei dieser Methode zur Bestimmung der Hauptrichtung treten bezüglich des Ansatzes der einfachen Vektorsumme nur geringe Differenzen zum entsprechenden Erwartungswert auf.

### Vergleich annualer Variationen im kontinentalen Wassermassenumsatz der hydrologischen Modelle und der beobachteten Schwerefeldvariationen

Der Vergleich annualer Signalanteile im hydrologischen Massenumsatz soll die Abweichungen zwischen den einzelnen Modellen sowie zwischen den einzelnen Lösungen der Schwerefeldbeobachtungen herausstellen. Bei der Bestimmung von mittleren annualen Phasenwinkeln wird der in (5.11) beschriebene Ansatz verwendet. Neben den annualen und halbjährlichen Variationen des kontinentalen Wassermassenumsatzes wurde der lineare Trend in einer Ausgleichung für jedes Modell abgeschätzt. Es sei angemerkt, dass im Falle der GRACE-Daten die Bestimmung von  $\Delta M_{W_s}$  aufgrund der Missionsdauer erst ab dem Jahr 2002 möglich ist, währenddessen das Untersuchungsintervall der Modelle die Jahre 1992–2006 überdeckt.

So zeigen bei einer globalen Betrachtung der hydrologischen Modelle ohne Kontinentmaskierung vorwiegend die Amplituden der annualen Signalanteile von  $\Delta M_{W_s}$  größere Variationen auf. Die zeitliche Verschiebung und damit der Phasenwinkel ist bei allen Modellen nahezu gleich, wobei sich das Maximum von  $\Delta M_{W_s}$  im Monat März ausprägt, siehe Abb. 5.7 (b). Für den Vergleichszeitraum von 1992–2006 beträgt der simulierte mittlere Wassermassenumsatz  $2,6 \cdot 10^{15}$  kg, ohne das Modell H96 erhöht sich der mittlere Wassermassenumsatz auf  $3,3 \cdot 10^{15}$  kg. Die mit  $2,1 \cdot 10^{15}$  kg extrahierte mittlere Amplitude der drei GRACE-Lösungen tritt im April auf und differiert damit in der Phase zur Lösung aus den hydrologischen Modellen um etwa einen Monat (Abb. 5.7). Der Vergleichszeitraum ist jedoch aufgrund des Starttermins der GRACE-Mission im März 2002 auf die Jahre 2002–2006 beschränkt. Die Varianz der Jahresamplitude der drei Schwerefeldlösungen ist im Vergleich zur Varianz der modellierten Hydrologiesignale erwartungsgemäß sehr klein. In den MKQ-Abschätzungen von  $\Delta M_{W_s}$  treten jedoch nicht unbedeutende lineare Trends auf, die zwischen den einzelnen GRACE-Lösungen eine breite Streuung aufweisen. Dabei erreicht der abgeschätzte Trend pro Jahr (2002–2006) in seinem Betrag Werte, die etwa zehn Prozent der annualen Amplitude des Wassermassenumsatzes entsprechen. Mit Hilfe der in Abschnitt 5.3.2 beschriebenen Kontinentmaskierung ist es möglich, die Quellen der streuenden annualen Signalanteile räumlich zu separieren. Für den Untersuchungszeitraum von 1992–2006 ist in Abb. 5.9 (a,b) der annuelle Massenumsatz der Modelle LaDW, WGHM, H96 und GLDAS mit den explizit ausgewiesenen Beträgen der





**Abbildung 5.9:** Analyse des annuellen hydrologischen Massenumsatzes und der Einfluss der einzelnen Kontinente auf die Gesamtvariation von  $\Delta M_{ws}$ . In (a, c) sind die Amplituden und in (b, d) sind die Phasen der angepassten trendbereinigten Sinusschwingungen bezogen auf den 1. Januar dargestellt (x). Neben den Mittelwerten für Amplitude und Phase (blaue und rote Kreise) sind die jeweiligen Standardabweichungen als horizontale Fehlerbalken abgebildet. Dabei wurden in (a, b) die Modelle LaDW, WGHM und GLDAS für den Untersuchungszeitraum 1992–2006 miteinander in Beziehung gesetzt. Aufgrund der starken Abweichungen ist H96 (grüne Quadrate) nicht in die Berechnung der mittleren annuellen Schwingungen eingegangen. Die aus den Schwerfeldlösungen des GFZ, CSR und CNES abgeleiteten Massenvariationen der Jahre 2002–2006 sind in (c, d) gegenübergestellt.

einzelnen Kontinente dargestellt. Erwartungsgemäß besitzen die Kontinente Amerika, Europa und Asien große Maxima im annuellen  $\Delta M_{ws}$ -Signal. Demzufolge bewirken Unterschiede in Amplitude und Phase der einzelnen Modelle in diesen Regionen eine besonders hohe Variabilität der entsprechenden globalen hydrologischen Gesamtsignale. Die Jahresamplitude von H96 weicht in Nordamerika und Europa signifikant von denen der anderen Modellen ab. Die im Vergleich zu LaDW und GLDAS dezimierte Jahresamplitude in WGHM lässt sich dabei auf die weniger starke Wassermassenvariation in Asien zurückführen. Zwischen H96 und den anderen Modellen zeichnen sich zudem Unterschiede im hydrologischen Massenumsatz von Asien ab. Der Phasenwinkel des annuellen Signalanteils ist im Vergleich zu LaDW, GLDAS und WGHM um ein halbes Jahr verschoben, siehe Abb. 5.9 (b).

Im Gegensatz zu den modellierten annualen Massenumwälzungen zeigen die aus den Schwerefeldlösungen entwickelten Signalanteile auch in deren regional spezifizierten Betrachtung nur geringe Streuungen (Abb. 5.9). Ein Vergleich der mittleren Amplituden der Modellergebnisse und der Schwerefeldbeobachtungen belegt, dass die Verhältnisse zwischen den Modell- und den GRACE-Daten regional signifikant voneinander abweichen. So weisen die hydrologischen Modelle bei der globalen Betrachtung eine um etwa 57 % stärkere annuelle Massenvariationen auf (Abb. 5.7 und Abb. 5.9). Bei der Untersuchung der einzelnen Kontinente zeigt sich, dass die Amplituden der modellierten Massenvariationen in Amerika und Asien deutlich vom globalen Verhältnis zu GRACE abweichen. Aus den Schwerefeldbeobachtungen resultieren im Vergleich zu den hydrologischen Modellen in Nordamerika und in Asien kleinere Amplituden des mittleren annualen Massenumsatzes, wohingegen die GRACE-Beobachtungen in Südamerika deutlich größere Jahressignale zeigen. Auf eine weitere differenzierte Angabe von Unterschieden in den Massenamplituden der einzelnen Kontinente wird an dieser Stelle verzichtet. In diesem Zusammenhang sei auf Abb. 5.9 (a, c) verwiesen.

Die Differenzen zwischen den Schwerefeldbeobachtungen und den hydrologischen Modellen lassen sich möglicherweise auf die global sehr heterogen verteilten meteorologischen Beobachtungsstationen zurückführen. Die als Modellantrieb genutzten Niederschlags- und Temperaturbeobachtungen dieser Stationen führen bei einer globalen Interpolation zu großen Unsicherheiten in Gebieten mit weniger dichtem Beobachtungsnetz, speziell im zentralen und südlichen Afrika. So reflektieren die hydrologischen Modelle im Gegensatz zu satellitengestützten Schwerefeldbeobachtungen in Südamerika und in Afrika bedeutend kleinere Amplitudenverhältnisse im annualen Massenumsatz. Der Unterschied zwischen den Signalamplituden aus den Schwerefeldbeobachtungen und den Modellen ist auch von der Filterung der GRACE-Daten abhängig [Swenson und Wahr, 2002]. So werden bei der Verwendung von großen Filterradien die Amplituden in höherem Maße dezimiert, während sich bei den Phasenwinkeln der annualen Schwingungen nur kleine Abweichungen ergeben. Die Phasen und damit das zeitliche Einsetzen des Jahressignals sind zwischen den Modellen und den GRACE-Daten nahezu deckungsgleich. Eine starke Abweichung zeigt sich nur über Asien, siehe Abb. 5.9 (c, d). Hier tritt das annuelle Signal um ca.  $140^\circ$  phasenverschoben auf und die Signalstärke der beobachteten Schwerevariation entspricht nur 50 % des hydrologisch modellierten Signalanteils.

**Fazit:** Der hydrologische Massenumsatz auf den Kontinenten unterscheidet sich zwischen den hydrologischen Modellen regional teilweise erheblich. Besonders deutlich treten dabei die Abweichungen von H96 zu dem mittleren hydrologischen Massenumsatz hervor, der aus den vier untersuchten hydrologischen Modellen bestimmt wurde. Im Vergleich zu den GRACE-Beobachtungen zeigen die Modelle LaDW, WGHM und GLDAS eine um durchschnittlich 57 % stärkere Amplitude im mittleren annualen Massenumsatz. Die Untersuchung der hydrologischen Variationen für die einzelnen Kontinente ergab, dass ein Großteil dieser Differenzen zwischen den Schwerefeldbeobachtungen und den Modellen in Südamerika und Asien auftritt.

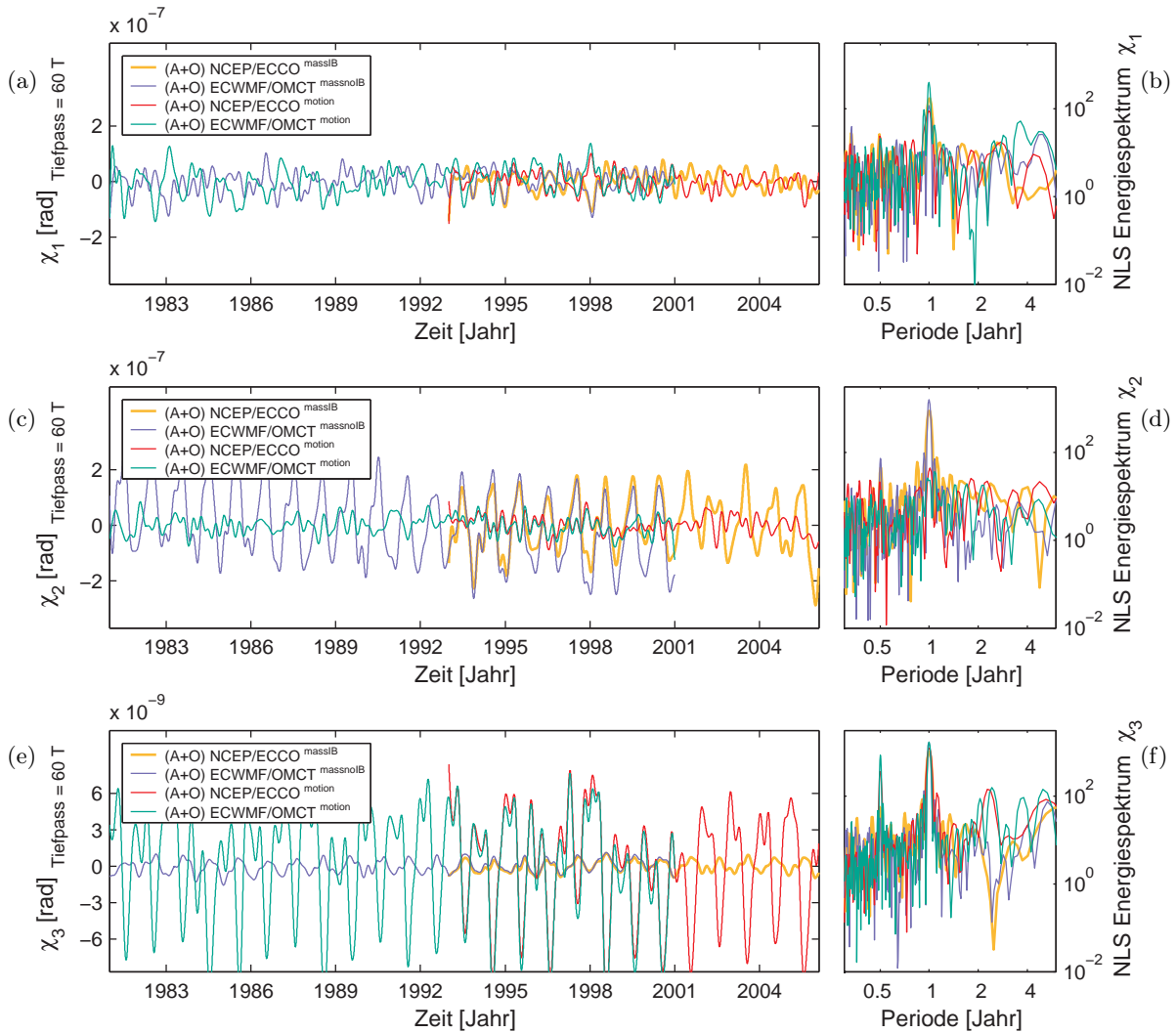
## 6 Beiträge geophysikalischer Prozesse zu Erdrotationsschwankungen

In diesem Kapitel werden zunächst die Untersuchungsergebnisse der atmosphärisch-ozeanischen Modellkombinationen vorgestellt. Daran schließt sich der Vergleich der hydrologischen effektiven Drehimpulsfunktionen an. Darauffolgend werden die  $\chi$ -Funktionen der kombinierten Modelle, bestehend aus Atmosphäre, Ozean und kontinentaler Wasserspeicherung, mit den beobachteten Erdrotationsschwankungen in Beziehung gesetzt.

### 6.1 Beiträge der Teilsysteme Atmosphäre und Ozean

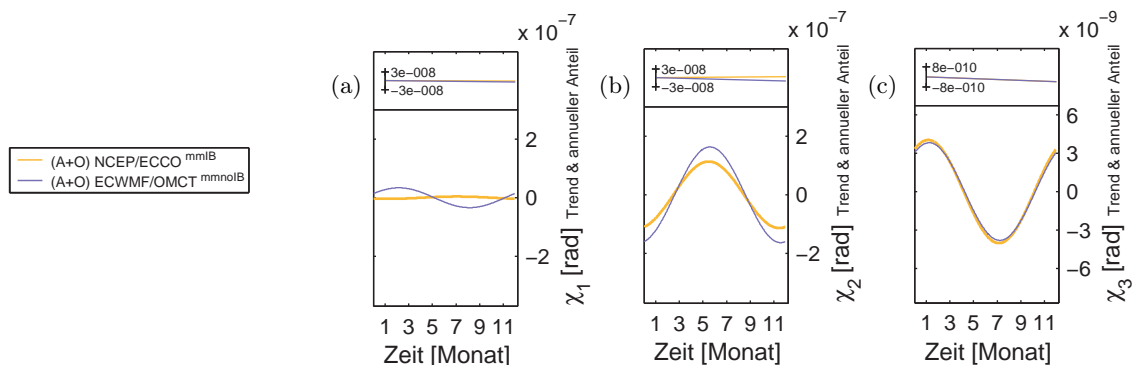
Wie bereits in Kapitel 4 angesprochen, haben die geophysikalischen Prozesse in der Atmosphäre und im Ozean einen großen Einfluss auf die beobachteten Erdrotationsschwankungen. Neben den energiereichen annuellen Variationen sind starke Signalanteile einer halbjährlichen und einer bei etwa 26 Monaten liegenden Schwingungsperiode (quasibiennial) zu beobachten. Das als QBO (Quasibiennial Oscillation) bezeichnete Wellenphänomen bestimmt vor allem die Variabilität in der tropischen Stratosphäre. Die Modulation von Winden und die partielle Erwärmung der Stratosphäre durch die QBO beeinflusst die Verteilung und den Transport von atmosphärischen Massen [Naujokat, 2005]. Somit bewirkt die Oszillationsdynamik der QBO vorwiegend Variationen in den Bewegungstermen, die überwiegend Änderungen der Tageslänge verursachen. Der Einfluss des Wellenphänomens auf die äquatorialen Drehimpulsfunktionen der Atmosphäre und des Ozeans ist relativ klein. Er prägt sich nur marginal in den  $\chi_2$ -Bewegungstermen der Atmosphäre aus. An dieser Stelle sei auf die NLS-Spektren der Modellkombinationen NCEP/ECCO und ECMWF/OMCT in Abb. 6.1 verwiesen. Die hier nicht weiter aufgezeigten NLS-Spektren der EOPC04-Daten und die der Bewegungsterme beider Atmosphärenmodelle weisen in den axialen sowie in den äquatorialen Drehimpulsfunktionen eine hohe Übereinstimmung im Spektralbereich der QBO auf. Besonders deutlich ist die QBO in den Wavelet-Spektren der axialen  $\chi$ -Funktionen von NCEP und ECMWF zu erkennen. Auf eine Darstellung der Wavelet-Koeffizienten, die signifikante QBO-Signale in den Jahren 1983 und 1996/1997 aufzeigen, wird an dieser Stelle verzichtet.

Die atmosphärisch-ozeanischen Modellkombinationen NCEP/ECCO und ECMWF/OMCT zeigen bei der Analyse der Trends und des annuellen Signalanteils eine sehr hohe Konformität in den axialen Drehimpulsfunktionen. Dies belegen die Ergebnisse der kombinierten



**Abbildung 6.1:** Vergleich der Massen- und Bewegungsterme (mass, motion) der effektiven Drehimpulsfunktionen für die Modellkombinationen NCEP/ECCO und ECMWF/OMCT im Zeitraum 1981–2006. Dabei sind in (a, c, e) die tiefpassgefilterten Zeitreihen der entsprechenden atmosphärischen und ozeanischen  $\chi$ -Funktionen gegenübergestellt. In (b, d, f) sind die NLS-Spektren der  $\chi$ -Funktionen abgebildet.

Massen- und Bewegungsterme in Tab. 6.1 (Spalten: **mass**, **motion**), sowie deren Summen in Tab. 6.1 (Spalte: **mm**) und in Abb. 6.2 (c). Hingegen zeigt die Analyse gegenläufige Trends in den äquatorialen Drehimpulsfunktionen auf, die überwiegend auf das Anregungspotenzial der Massenterme zurückzuführen sind. Weitaus interessanter sind die Abweichungen zwischen den Modellkombinationen NCEP/ECCO und ECMWF/OMCT im Jahressignal der äquatorialen  $\chi$ -Funktionen. Die Diskrepanz in  $\chi_2$  (Tab. 6.1 Spalte: **mm**) lässt sich vorwiegend auf die um 30 % größere Amplitude des ECMWF/OMCT-Massenterms gegenüber NCEP/ECCO zurückführen, da die  $\chi_2$ -Bewegungsterme, wie in Abb. 6.1 (c) zu sehen, nur in geringem Maße



**Abbildung 6.2:** Vergleich der atmosphärisch-ozeanischen Modellkombinationen NCEP/ECCO und ECMWF/OMCT im gemeinsamen Untersuchungsintervall von 1993–2001. Dabei sind in (a, b) die äquatorialen Komponenten und in (c) die axialen Komponenten der annualen Drehimpulsfunktionen sowie die Trends in  $\chi$  dargestellt. Die Analyse bezieht sich jeweils auf die Summe der Massen- und Bewegungsterme.

zur Anregung der Polbewegung beitragen. Der größte Anteil resultiert aus dem Massenterm der Atmosphäre, wobei die annualen Amplituden in NCEP (invers-barometrischer Ansatz) um ca. 40 % kleiner sind als das Jahressignal bei ECMWF (nicht invers-barometrischer Ansatz). Nach dem Zusammenführen der jeweiligen atmosphärischen und ozeanischen Massenterme verringert sich die Differenz zwischen den Modellkombinationen in  $\chi_2$  auf ca. 33 %, siehe Tab. 6.1 (Spalten: mass, **mass**). Dessen ungeachtet unterscheiden sich die kombinierten annualen  $\chi_2$ -Bewegungsterme in ihrem Phasenwinkel um mehr als  $110^\circ$  und die NCEP/ECCO-Amplitude hat einen im Vergleich zu ECMWF/OMCT fünffach höheren Betrag.

Eine deutlichere Divergenz der beiden Modellkombinationen ist in der aus Massen- und Bewegungsterm zusammengesetzten  $\chi_1$ -Komponente zu erkennen. Dabei zeigt sich bei ECMWF/OMCT in Tab. 6.1 (Spalte: **mm**) und Abb. 6.2 (a) eine bis zu neunfach größere Jahresamplitude in Bezug auf NCEP/ECCO. Die annuelle Schwingung der letztgenannten Modellkombination ist um  $142^\circ$  phasenverschoben und beginnt damit fast fünf Monate später im Vergleich zu ECMWF/OMCT, obwohl die Einzelsterme (**mass**, **motion**) nur geringfügig voneinander abweichen. Der Unterschied im Massenterm lässt sich möglicherweise auf zwei Faktoren zurückführen. Zum einen gehen die atmosphärisch-ozeanischen Druckfelder mit einer längen- und breitenabhängigen Gewichtung in die Berechnung der Drehimpulsfunktionen ein. Die Reaktion des Ozeans hinsichtlich des Atmosphärendrucks wird in ECCO und OMCT unterschiedlich modelliert. Vorwiegend nehmen die ozeanischen Gebiete des Nordpazifik sowie die des Nord- und Südatlantik Einfluss auf  $\chi_1$ . So weisen Stuck et al. [2005] in der Analyse atmosphärischer Druckfelder  $\chi_1$ -Anomalien nach, die auf Druckschwankungen in den genannten ozeanischen Flächen zurückgehen. Zum anderen unterscheiden sich beide atmosphärischen und ozeanischen Modelle hinsichtlich ihrer Druck- bzw. Massenterme (invers-barometrischer Ansatz) grundsätzlich voneinander. Jedoch ist der Unterschied nach dem Zusammenfügen zu den hier untersuchten konsistenten Atmosphäre-Ozean-Modellkombinationen vergleichs-

		(a)							
		(A) NCEP massIB	(O) ECCO massIB	(A) NCEP motion	(O) ECCO motion	(A+O) NCEP/ECCO massIB	(A+O) NCEP/ECCO motion	(A+O) NCEP/ECCO mmIB	
Phase [°]	Trend [rad/Jahr] $\cdot 10^{-9}$	$\chi_1$	1,94	0,20	-1,69	-1,56	<b>2,11</b>	<b>-3,26</b>	<b>-1,15</b>
		$\chi_2$	2,29	3,81	-3,52	-0,54	<b>6,08</b>	<b>-4,07</b>	<b>2,02</b>
		$\chi_3$	0,02	0,03	-0,31	-0,02	<b>0,05</b>	<b>-0,33</b>	<b>-0,29</b>
	Ampl. [rad] $\cdot 10^{-9}$	$\chi_1$	36,47	11,06	9,28	19,78	<b>29,67</b>	<b>25,78</b>	<b>4,13</b>
		$\chi_2$	143,71	25,33	4,35	10,38	<b>121,98</b>	<b>12,72</b>	<b>112,02</b>
		$\chi_3$	0,46	0,07	4,70	0,07	<b>0,53</b>	<b>4,63</b>	<b>4,12</b>
	Phase [°]	$\chi_1$	82	-143	-44	-103	<b>98</b>	<b>-85</b>	<b>116</b>
		$\chi_2$	84	-67	-16	-83	<b>78</b>	<b>-65</b>	<b>75</b>
		$\chi_3$	110	111	-57	112	<b>110</b>	<b>-57</b>	<b>-55</b>
		(b)							
		(A) ECMWF massnoIB	(O) OMCT massnoIB	(A) ECMWF motion	(O) OMCT motion	(A+O) ECWMF/OMCT massnoIB	(A+O) ECWMF/OMCT motion	(A+O) ECWMF/OMCT mmnoIB	
Phase [°]	Trend [rad/Jahr] $\cdot 10^{-9}$	$\chi_1$	6,02	-6,44	-4,29	0,84	<b>-0,42</b>	<b>-3,45</b>	<b>-3,86</b>
		$\chi_2$	-3,46	-3,57	-3,51	0,05	<b>-7,03</b>	<b>-3,46</b>	<b>-10,49</b>
		$\chi_3$	0,01	0,02	-0,38	-0,03	<b>0,03</b>	<b>-0,40</b>	<b>-0,37</b>
	Ampl. [rad] $\cdot 10^{-9}$	$\chi_1$	101,31	91,40	19,98	22,77	<b>28,72</b>	<b>42,75</b>	<b>33,95</b>
		$\chi_2$	229,22	68,01	3,09	3,17	<b>161,39</b>	<b>2,54</b>	<b>163,61</b>
		$\chi_3$	0,54	0,34	4,54	0,11	<b>0,63</b>	<b>4,43</b>	<b>3,82</b>
	Phase [°]	$\chi_1$	122	-42	-69	-67	<b>60</b>	<b>-68</b>	<b>-26</b>
		$\chi_2$	79	-97	-20	112	<b>77</b>	<b>48</b>	<b>77</b>
		$\chi_3$	144	52	-56	110	<b>112</b>	<b>-56</b>	<b>-54</b>

**Tabelle 6.1:** Analyse der Trends und der annualen Signalanteile in den  $\chi$ -Funktionen der Modellkombinationen NCEP/ECCO (a) und ECMWF/OMCT (b) im Untersuchungsintervall von 1993–2001. Dabei sind von links die Ergebnisse der Massenterme (mass) und anschließend die der Bewegungsterme (motion) der einzelnen Modelle aufgeführt. Darauf folgend sind für die beiden Modellkombinationen die kombinierten Massenterme (**mass**), die Bewegungsterme (**motion**) und deren Summen (**mm**) gegenübergestellt.

weise gering. Es ist davon auszugehen, dass die Abweichungen in den annualen  $\chi_1$ -Signalen nur in geringem Umfang auf die unterschiedlichen invers-barometrischen Annahmen in ECMWF/OMCT und NCEP/ECCO zurückzuführen sind. Ein Vergleich der  $\chi_1$ -Massenterme zeigt, dass die Jahresschwingung in ECMWF/OMCT um mehr als einen Monat früher beginnt. Diametral dazu verhält sich die Phasenverschiebung des annualen Signalanteils der  $\chi_1$ -Bewegungsterme. Hier setzt das Jahressignal von NCEP/ECCO um etwa einen Monat früher ein. Neben dem zeitlichen Versatz zwischen den Jahressignalen beider Modellkombinationen trägt ebenso die zwischen beiden Kombinationen abweichende Amplitude des  $\chi_1$ -Bewegungsterms zur Diskrepanz in den atmosphärisch-ozeanischen Gesamtsignalen bei. Die sich um einen Betrag von  $1,7 \cdot 10^{-8}$  rad unterscheidenden Amplituden lassen sich auf die um  $1 \cdot 10^{-8}$  rad abweichenden atmosphärischen Bewegungsterme von NCEP und ECMWF zurückführen, siehe Tab. 6.1 (Spalten: motion, **motion**). Im Gegensatz zur direkten Abhängigkeit der atmosphärischen und ozeanischen Massenterme (mass) vom invers-barometrischen bzw. vom nicht invers-barometrischen Ansatz und der damit verbundenen Variation zwischen den Modellkombinationen NCEP/ECCO und ECMWF/OMCT wird der atmosphärisch-ozeanische Bewegungsterm (**motion**) nur marginal vom variierenden Atmosphärendruck beeinflusst [siehe dazu Thomas, 2002, S. 90].

Die Analyse der beiden Modellkombinationen in Bezug auf den annualen Signalanteil hat gezeigt, dass NCEP/ECCO und ECMWF/OMCT in den axialen Drehimpulszeitreihen eine hohe Übereinstimmung aufweisen. Dagegen treten in den äquatorialen Drehimpulsfunktionen Widersprüche auf. Besonders dominant ist der Unterschied in  $\chi_1$ , der sowohl auf die Differenz in den Massen- als auch auf die Abweichung zwischen den Bewegungstermen in den beiden Modellkombinationen zurückzuführen ist. Die in Abschnitt 3.5.4 beschriebene multiple Regressionsanalyse soll im Folgenden zeigen, in welchem Umfang die atmosphärisch-ozeanischen Drehimpulsfunktionen die beobachteten Erdrotationsschwankungen beschreiben. Um die Sensitivität der MRA herauszustellen und mögliche Fehlinterpretationen der Analyseergebnisse zu vermeiden, wird zunächst die Abhängigkeit der Regressionsparameter von der Variation der Modellsignale aufgezeigt. Dazu werden drei Sinusschwingungen mit unterschiedlichen Frequenzen  $\hat{\omega}^{(l)}$  zu einer Beobachtungsreihe

$$G = \sum_{l=1}^3 \sin(2\pi \hat{\omega}^{(l)}) \quad (6.1)$$

zusammengefügt. Die anschließende Modulation der hier als modellierte Zeitreihen

$$U^{(l)} = b^{(l)} \cdot \sin(2\pi \hat{\omega}^{(l)} + \Delta\nu^{(l)}) \quad \text{mit} \quad l = 1, 2, 3 \quad (6.2)$$

fungierenden Sinusschwingungen in Bezug auf die Amplitudenfaktoren  $b^{(l)}$  führen ebenso wie die um  $\Delta\nu^{(l)}$  modulierten Phasen zu einer größeren Varianz der Verbesserungen, siehe Gleichung (3.45). Im Folgenden sind die Auswirkungen der Modellsignalmodulationen auf die Regressionskoeffizienten gegenübergestellt.

**Amplitudenmodulation:** Treten zwischen den summierten modellierten Zeitreihen und den Beobachtungen ausschließlich Unterschiede in der Signalamplitude auf, so entsprechen die Regressionskoeffizienten  $q^{(l)}$  den reziproken Faktoren  $b^{(l)}$  im Wertebereich  $[-\infty, \infty]$ . Auch bei der Faktorisierung der einzelnen modellierten Zeitreihen  $U^{(l)}$  um mehrere Größenordnungen zeigt die MRA dies uneingeschränkt am zugehörigen Koeffizienten an. Dabei wirkt sich die Amplitudenmodulation nicht auf die Regressionskoeffizienten der übrigen Modellsignale aus.

**Phasenverschiebung:** Bereits geringe Phasenverschiebungen in den Modellsignalen führen zu Variationen der Regressionsparameter im Bereich  $[-1, 1]$ . Stimmen der Phasenwinkel des Modellsignals  $U^{(l)}$  mit dem des entsprechenden „Teilsignals“ in den Beobachtungen überein, so ist  $q^{(l)} = 1$ . Der Extremwert des Regressionskoeffizienten mit  $q^{(l)} = -1$  ergibt sich bei einer Phasenverschiebung von  $\pi$ .

Somit zeigt sich, dass die multiple Regression bei zeitabhängigen periodischen Signalen einfache Amplitudenvariationen sehr gut zu identifizieren vermag. Abweichungen der Phasenwinkel zwischen dem Modell  $U^{(l)}$  und dessen zugehörigem Signalanteil in  $G$  führen zu kleineren Regressionskoeffizienten. Jedoch sind periodische Schwingungen surjektiv, d.h. im Definitionsbereich von  $[0, 2\pi]$  können bei den Modellen  $U^{(l)}$  einem Funktionswert<sup>1</sup> genau zwei Phasenwinkel zugeordnet werden, mit Ausnahme der Winkel  $0, \pi$  und  $2\pi$  im Definitionsbereich  $[-b^{(l)}, b^{(l)}]$ . Die in dieser Arbeit untersuchten Signale sind von einer Vielzahl periodischer Anteile geprägt, wobei von den Messunsicherheiten der Erdrotationsparameter abgesehen die Modellierungen von Atmosphäre, Ozean und die der kontinentalen Wasserspeicherung mit Unsicherheiten behaftet sind. Infolgedessen ist davon auszugehen, dass die Varianzen der summierten Drehimpulsfunktion nicht vollständig die beobachteten Erdrotationsschwankungen erklären. Wenngleich die Modelle einige Signalanteile ungenau beschreiben, so ist herauszustellen, dass bei korrekter Modellierung dominanter Signalanteile (z.B. Jahresschwingung) nur eine geringe Modifikation der Regressionskoeffizienten auftritt.

In Tab. 6.2 sind die Ergebnisse der MRA aus den atmosphärisch-ozeanischen Drehimpulsfunktionen beider Modellkombinationen und der beobachteten Erdrotationsschwankungen bezüglich des Untersuchungszeitraumes von 1993–2000 gegenübergestellt. Es zeigt sich übereinstimmend, dass die atmosphärischen und ozeanischen Anregungen in  $\chi_3$  die beobachteten Tageslängenschwankungen mit einer zu 92 % erklärten Varianz beschreiben. Die Massenterme der axialen Komponente werden im Gegensatz zu ECMWF/OMCT bei NCEP deutlich überschätzt und bei ECCO deutlich unterschätzt. Zudem ergeben sich in beiden Ozeanmodellen negative Koeffizienten in den axialen Bewegungstermen. Dies bedeutet, dass diese Relativdrehimpulse an der Abszisse gespiegelt werden müssen, um den Modellansatz (3.44) mit der verbundenen Minimierung der quadratischen Verbesserungen zu erfüllen. Die Ergebnisse beider Modellkombinationen lassen darauf schließen, dass vermutlich bestimmte Anteile dominanter ozeanischer Strömungen in den Modellen noch nicht in vollem Umfang wiedergegeben

<sup>1</sup>In diesem Fall ist der Regressionskoeffizient ein Funktionswert der Phasenverschiebung.



	multipler Regressionskoeffizient				erklärte Varianz [%]	Zeitraum
	Atmosphäre mass	Atmosphäre motion	Ozean mass	Ozean motion		
	(A) NCEP		(O) ECCO			
$\chi_1$	$1,00 \pm 0,02$	$0,85 \pm 0,02$	$1,09 \pm 0,03$	$0,75 \pm 0,03$	66	01.01.1993 – 31.12.2000
$\chi_2$	$1,06 \pm 0,01$	$0,98 \pm 0,03$	$1,18 \pm 0,03$	$0,76 \pm 0,05$	78	
$\chi_3$	$0,17 \pm 0,06$	$0,97 \pm 0,01$	$5,43 \pm 0,16$	$-1,48 \pm 0,15$	92	
	(A) ECMWF		(O) OMCT			
$\chi_1$	$0,79 \pm 0,01$	$0,66 \pm 0,02$	$0,72 \pm 0,02$	$0,82 \pm 0,03$	64	01.01.1993 – 31.12.2000
$\chi_2$	$0,79 \pm 0,01$	$1,00 \pm 0,03$	$0,65 \pm 0,02$	$0,71 \pm 0,05$	72	
$\chi_3$	$0,90 \pm 0,04$	$0,96 \pm 0,01$	$0,87 \pm 0,07$	$-0,95 \pm 0,12$	92	

**Tabelle 6.2:** Multiple Regressionsanalyse zwischen den beobachteten Erdrotationsschwankungen und den effektiven Drehimpulsfunktionen der atmosphärisch-ozeanischen Modellkombinationen NCEP/ECCO und ECMWF/OMCT. Neben den multiplen Regressionskoeffizienten und deren Standardabweichung für die Massen- und Bewegungsterme ist die durch die Regression erklärte Varianz dokumentiert.

werden. Jedoch ist der Einfluss des Ozeans und der der atmosphärischen Massenvariationen auf  $\Delta\text{LOD}$  im Gegensatz zu den atmosphärischen Relativbewegungen marginal. Aus diesem Grund bewirken die mit 0,96 und 0,97 nahezu übereinstimmenden Regressionskoeffizienten beider atmosphärischer Bewegungsterme die hohen erklärten Varianzen (Tab. 6.2).

In den äquatorialen Komponenten der Drehimpulsfunktionen sind die Varianzen der Beobachtungen durch atmosphärisch-ozeanisch bedingte Anregungen nur zu ca. 75 % in  $\chi_2$  und zu etwa 65 % in  $\chi_1$  erklärt. Aus den multiplen Regressionskoeffizienten  $q^{(l)}$  in Tab. 6.2 ist zu schließen, dass die Massenterme der Atmosphäre und die des Ozeans bei NCEP/ECCO minimal unterschätzt und bei ECMWF/OMCT leicht überschätzt werden. Die Koeffizienten der äquatorialen  $\chi$ -Bewegungsterme beider Modellkombinationen besitzen eine hohe Variationsbreite (von 0,66 bis 1,00), zeigen aber generell, dass die Bewegungsterme von beiden Modellen möglicherweise überschätzt werden. Andererseits sind in den Abschätzungen von  $q^{(l)}$  noch keine Einflüsse der kontinentalen Wasserspeicherung berücksichtigt, was zu Änderungen der Regressionskoeffizienten führen kann. Die multiple Regressionsanalyse ergibt, dass im Untersuchungszeitraum von 1993–2000 die Modellkombination NCEP/ECCO in den äquatorialen Drehimpulsfunktionen die beobachteten Erdrotationsschwankungen um ca. 4 % besser erklären. Die Aussage bezieht sich auf die erklärten Varianzen beider Modellkombinationen und deren Mittelwerte in  $\chi_1$  und  $\chi_2$ . Ein Vergleich der beiden Analysen im NCEP/ECCO-Untersuchungszeitraum von 1993–2006 sowie dem zeitlichen Bezugsrahmen bei ECMWF/OMCT von 1981–2000 deckt eine hohe Variabilität der hier nicht explizit dargestellten Regressionsparameter auf. Bei der Verkleinerung des Untersuchungszeitraumes der

Kombination ECMWF/OMCT auf die Jahre 1993–2000 ergibt sich eine Verbesserung der Koeffizienten für  $\chi_1$  und  $\chi_3$  um durchschnittlich 13 % bzw. 16 %. In den Bewegungstermen der  $\chi_2$ -Komponente zeichnet sich eine 25-prozentige Steigerung der atmosphärisch-ozeanischen Koeffizienten ab. Andererseits nehmen die Regressionskoeffizienten der Massenterme im veränderten Untersuchungszeitraum um 28 % ab. Im Falle der Kombination NCEP/ECCO zeigen sich keine analogen Systematiken in der Variation von  $q^{(l)}$ . Lediglich der Koeffizient des NCEP  $\chi_3$ -Massenterms erfährt nach der Beschneidung des Untersuchungszeitraumes von 1993–2006 auf 1993–2000 eine starke Dezimierung von 0,48 auf 0,17 (Tab. 6.2).

Die Genauigkeit der beobachteten Erdrotationsschwankungen hat im Laufe der letzten Jahrzehnte, nicht zuletzt durch die Anwendung neuer geodätischer Raumverfahren, stark zugenommen. Parallel dazu haben satellitengestützte Atmosphärenbeobachtungen die Voraussetzungen für eine realitätsnahe und im Raum/Zeitbereich hochauflösende Zustandsbeschreibung der Atmosphäre geschaffen. Deshalb wird eine Zunahme der Korrelation zwischen den geodätischen Beobachtungen und den modellierten, d.h. auf atmosphärische Beobachtungen basierenden Drehimpulsfunktionen erwartet. Besonders deutlich ist die Verbesserung an den multiplen Regressionskoeffizienten von ECMWF/OMCT zu sehen, nachdem das Untersuchungsintervall in Tab. 6.2 um die Jahre 1981–1992 beschnitten wurde. Die geringere Genauigkeit in den geodätischen und atmosphärischen Beobachtungen in diesem Zeitabschnitt spiegeln sich offensichtlich direkt in den Koeffizienten  $q^{(l)}$  wider. Eine marginale Variabilität zeigen die Regressionsparameter von NCEP/ECCO im Vergleich der multiplen Regressionsanalysen der Jahre 1993–2000 und 1993–2006.

Die maßgeblichen Genauigkeitssteigerungen in den geodätischen Beobachtungsdaten der Jahre 1980–2006 wurden in den letzten beiden Jahrzehnten des vergangenen Jahrhunderts erbracht. Seit dem Jahre 1996 blieben die Ungenauigkeiten der EOPC04-Reihe (Stand: April 2007) des IERS unverändert. Im Falle der atmosphärischen Beobachtungen und der daraus entwickelten globalen Datenfelder wird davon ausgegangen, dass die Zustandsbeschreibung der Atmosphäre in den Jahren 1984–1995 eine starke Genauigkeitssteigerung aufgrund der Integration der Satellitenbeobachtungen in den Reanalyseprozess erfuhr [Heise, 2007]. Bromwich und Fogt [2004, S. 4608–4616] bestätigen signifikante Verbesserungen in den atmosphärischen Reanalysedaten von NCEP und ECMWF seit dem Einführen von Satellitenbeobachtungen. Der Vergleich von terrestrisch ermittelten Druck- und Temperaturdaten mit den entsprechenden Modellergebnissen bezieht sich u.a. auf die Korrelation an 25 global verteilten Beobachtungsstationen. Jedoch zeichnet sich bei NCEP im Gegensatz zu ECMWF eine leicht höhere Varianz der Korrelationskoeffizienten auch nach 1980 ab. Prinzipiell erfahren die Koeffizienten und damit die Übereinstimmung von Modell und Beobachtung nach 1984 keine nennenswerten Steigerungen. Daraus schlussfolgernd lässt sich auch die Stetigkeit der MRA-Koeffizienten bei NCEP/ECCO nach der Reduzierung des Untersuchungsintervalls um die Jahre 2001–2006 erklären, wobei in Tab. 6.2 nur die Analyseergebnisse der Jahre 1993–2000 dargestellt sind.

## 6.2 Beitrag der kontinentalen Wasserspeicherung

Der Vergleich der modellierten hydrologischen Massenumsätze in Abschnitt 5.4 hat gezeigt, dass in der Jahresschwingung Abweichungen zwischen den Modellamplituden auftreten, die bezogen auf den mittleren hydrologischen Massenumsatz einer Schwankung um bis zu 50 % entsprechen. Beziehen sich die Abschätzungen nur auf die Modelle LaDW, WGHM und GLDAS, variiert die Amplitude des annualen Massenumsatzes um 25 %. Prinzipiell entspricht das mit den GRACE-Beobachtungen (Gaußfilter mit 400 km Filterradius) detektierte hydrologische Jahressignal in seiner Amplitude etwa 65 % des modellierten mittleren Massenumsatzes. Die Phasenverschiebung im Gesamtsignal von  $\Delta M_{W_s}$  (alle Kontinente) zwischen den Modellen und GRACE ist mit einem Monat relativ klein. Ausschließlich in Asien treten größere Unterschiede in den Phasenwinkeln auf. Es ist jedoch davon auszugehen, dass sich die Unterschiede im annualen Massenumsatz sowohl zwischen den einzelnen hydrologischen Modellen als auch im Vergleich der Modelle zu den GRACE-Beobachtungen in den Abweichungen der effektiven Drehimpulsfunktionen widerspiegeln. Die Daten der GRACE-Mission sind mit etwa monatlicher Auflösung seit März 2002 verfügbar. Der Untersuchungszeitraum der hydrologischen Modellierungen erstreckt sich hingegen teilweise vom Beginn des 20. Jahrhunderts bis in die Gegenwart. Die im folgenden Abschnitt untersuchten annualen Drehimpulsfunktionen beziehen sich teilweise auf unterschiedliche Zeitintervalle, die an den entsprechenden Abbildungen und Tabellen ausgewiesen sind.

### 6.2.1 Vergleich annualer Signalanteile und Trends

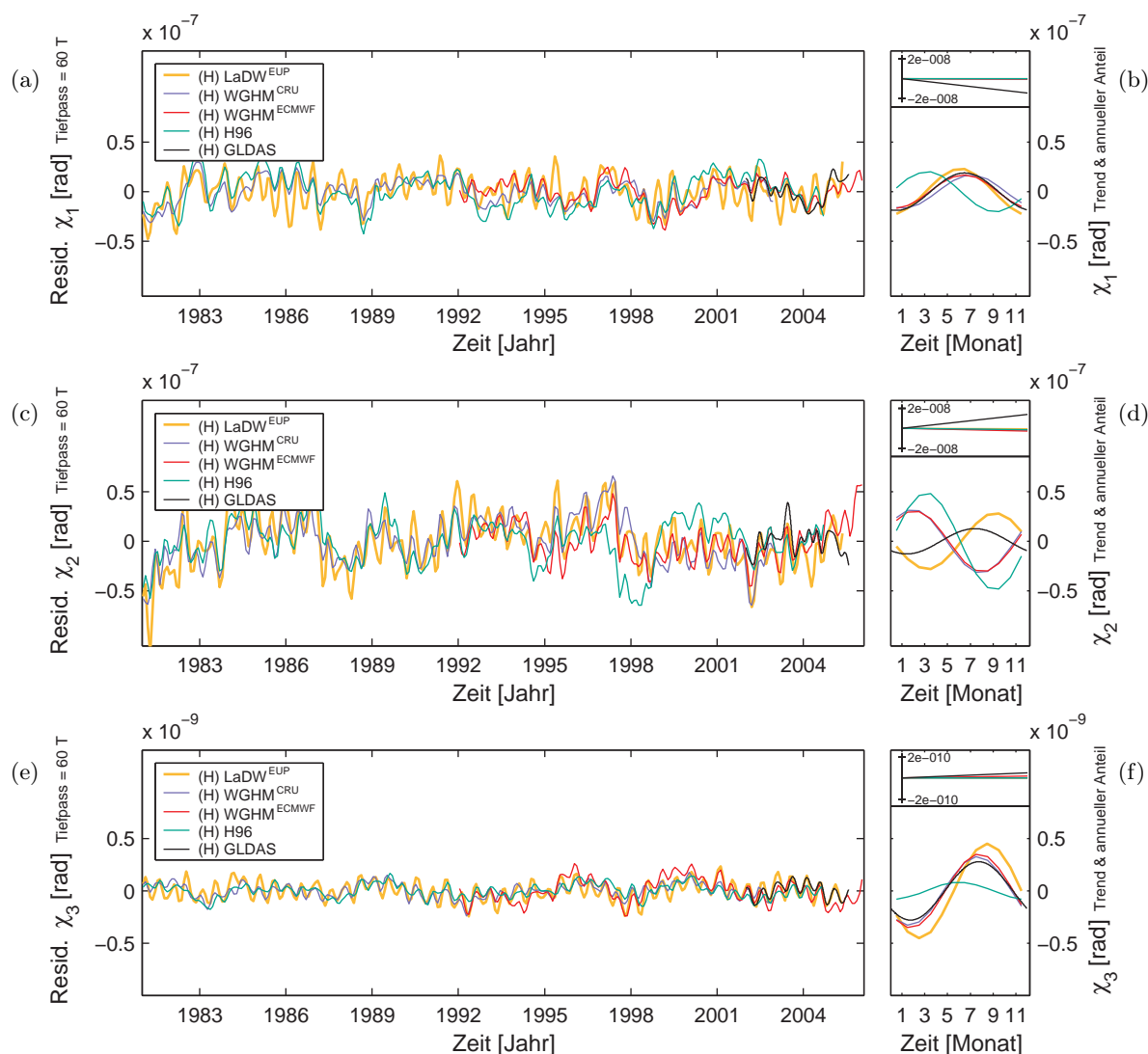
Wie bereits in den Analysen der annualen hydrologischen Massenvariationen zeigt sich auch in den hydrologisch bedingten Drehimpulsfunktionen  $\chi_2$  und  $\chi_3$ , dass H96 große Differenzen zu den anderen hydrologischen Modellen aufweist. Die Untersuchung zielt darauf ab, das Anregungspotenzial der Gebiete zu separieren, die für die Unterschiede zwischen den modellierten Drehimpulsfunktionen hinsichtlich des Gesamtsignals (alle Kontinente) der einzelnen Modelle verantwortlich sind (Abb. 6.3 und Abb. 6.5). Dabei weichen vorwiegend die Jahresamplituden der axialen H96-Drehimpulsfunktionen in Nordamerika, Europa und Asien von den mittleren hydrologischen Signalanteilen ab. Die mittleren hydrologischen  $\chi$ -Funktionen werden aus den Modellen LaDW, WGHM und GLDAS für alle Kontinente separat bestimmt (Abb. 6.5). Zusätzlich zu den genannten Gebieten signalisieren die Analyseergebnisse große Abweichungen in den äquatorialen Drehimpulsfunktionen von H96 in Afrika. Der Großteil der hier aufgeführten Unterschiede zwischen den  $\chi$ -Funktionen von H96 und den  $\chi$ -Funktionen der anderen hydrologischen Modelle sind auf die in H96 nicht implementierten Schneespeicher zurückzuführen. Aufgrund der großen Abweichungen bezieht sich der Modellvergleich hinsichtlich annualer kontinentmaskierter Signalanteile nur auf die Modelle LaDW, WGHM und GLDAS.

		(H) LaDW	(H) WGHM	(H) H96	(H) GLDAS	(H) GRACE GFZ	(H) GRACE CNES	(H) GRACE CSR
Trend [rad/Jahr] $\cdot 10^{-9}$	$\chi_1$	0,02	-0,43	2,00	-14,33	-6,19	-8,22	-12,84
	$\chi_2$	-3,34	-2,55	-1,35	14,15	0,55	-23,98	11,73
	$\chi_3$	0,00	0,02	0,00	0,05	-0,15	-0,07	-0,03
Ampl. [rad] $\cdot 10^{-9}$	$\chi_1$	24,62	17,03	23,96	18,85	41,50	34,55	24,31
	$\chi_2$	24,17	30,19	50,66	12,70	33,02	26,76	31,84
	$\chi_3$	0,45	0,35	0,07	0,28	0,27	0,24	0,23
Phase [°]	$\chi_1$	52	71	-19	104	-29	-19	22
	$\chi_2$	154	-58	-28	131	-132	-85	-102
	$\chi_3$	135	112	59	142	128	115	111

**Tabelle 6.3:** Analyse der Trends und der Jahressignale in den auf die kontinentale Wasserspeicherung zurückzuführenden Drehimpulsfunktionen im Untersuchungsintervall von 1992–2006. Die hydrologischen Variationen in den Gebieten Grönlands und der Antarktis sind sowohl in den einzelnen GRACE-Lösungen (Untersuchungszeitraum 2002–2006) als auch in den Daten der Modelle LaDW, WGHM, H96 und GLDAS ausgeblendet.

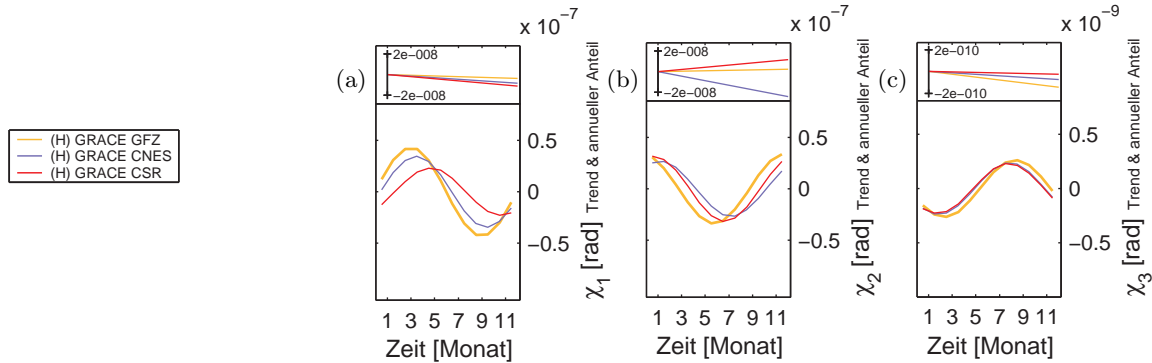
### Äquatoriale $\chi$ -Funktionen

Bei einem Vergleich der Modelle in Bezug auf  $\chi_1$  sind die Unterschiede zwischen den Jahressignalen sehr klein. Dies betrifft sowohl die globalen hydrologischen Drehimpulsfunktionen als auch die Abweichungen zwischen den jeweiligen kontinentmaskierten  $\chi$ -Funktionen, siehe Abb. 6.3 (b) und Abb. 6.5 (a, d). Lediglich LaDW weicht in seiner Amplitude und in seiner Phase in Asien von der mittleren Jahresschwingung der Modelle WGHM und GLDAS ab. Im Unterschied dazu weist die Untersuchung der Schwerfeldbeobachtungen hydrologisch bedingte  $\chi_1$ -Funktionen nach, deren mittlere Jahresamplitude die der hydrologischen Modelle um etwa 50 % übersteigt, siehe Abb. 6.4 (a). Bei den hier genannten mittleren Jahresschwingungen der Schwerfeldbeobachtungen handelt es sich um die gemittelten Daten der GRACE-Analysezentren GFZ, CNES und CSR. Die größten Abweichungen zwischen den mittleren Amplituden der Modelle und den der GRACE-Beobachtungen ergeben sich mit  $\Delta\chi_1 = -2 \cdot 10^{-8}$  rad in Afrika. Der Einfluss der hydrologisch bedingten  $\chi_1$ -Variationen (GRACE) auf den einzelnen Kontinenten ist in diesem Zusammenhang jedoch nicht zusätzlich dargestellt. Das Maximum des modellierten mittleren Jahreszyklus in  $\chi_1$  prägt sich Anfang Juni aus. Dementgegen belegen die aus GRACE extrahierten  $\chi_1$ -Variationen ein Maximum Ende März (Abb. 6.4 (a) und Tab. 6.3). Fokussieren sich die Untersuchungen nur auf die Daten der GRACE-Analysezentren GFZ und CNES, so vergrößert sich die Phasenverschiebung in  $\chi_1$  im Vergleich zu den hydro-



**Abbildung 6.3:** Vergleich der effektiven Drehimpulsfunktionen der einzelnen Hydrologiemodelle LaDW, WGHM, H96 und GLDAS. In (b, d, f) sind die MKQ-geschätzten linearen und annuellen Signalanteile der  $\chi$ -Funktionen dargestellt. Daraus resultierende Restsignale (Residuen) sind in (a, c, e) gegenübergestellt.

logischen Modellierungen auf mehr als drei Monate. Es stellt sich heraus, dass vorwiegend die Schwerevariationen der CSR-Lösung in Europa und Afrika für die Varianz in der annuellen  $\chi_1$ -Amplitude verantwortlich sind. Die hier nicht weiter dargestellten kontinentmaskierten  $\chi$ -Funktionen zeigen zudem im Gebiet der Antarktis eine Phasenverschiebung der CSR-Lösung auf, die zur GFZ- bzw. zur CNES-Lösung um bis zu drei Monaten abweicht. Jedoch haben die Variationen in der Wasserspeicherung des südpolaren Kontinents einen geringen Einfluss auf die globale, hydrologisch bedingte Anregung der Erdrotationsschwankung.

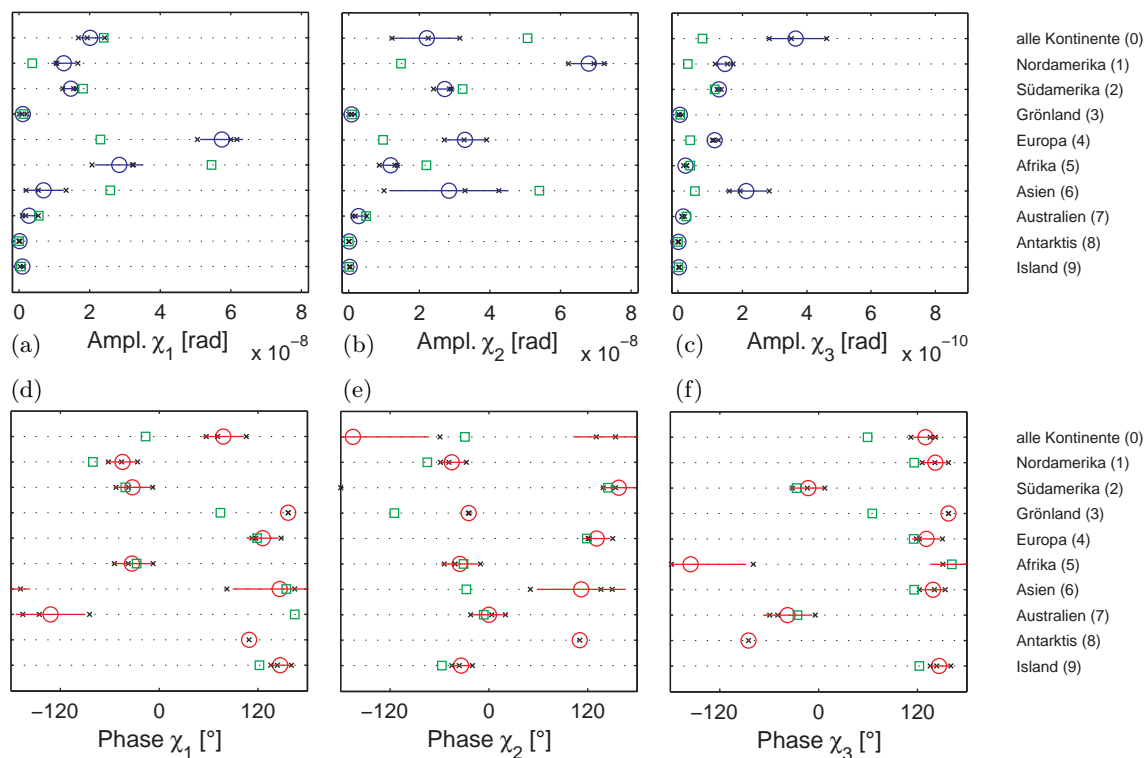


**Abbildung 6.4:** Vergleich der auf die kontinentale Wasserspeicherung zurückzuführenden  $\chi$ -Funktionen. Die beobachteten und hinsichtlich der atmosphärisch-ozeanischen Einflüsse reduzierten Schwerefelddaten der GRACE-Analysezentren GFZ, CNES, CSR wurden im Untersuchungszeitraum von 2002–2006 analysiert. In (a, b) sind die äquatorialen Komponenten und in (c) die axialen Komponenten der annualen  $\chi$ -Funktionen sowie die Trends in  $\chi$  dargestellt.

Die Jahresamplituden der  $\chi_2$ -Funktionen variieren zwischen den Modellen weit stärker als die der  $\chi_1$ -Funktionen. GLDAS zeigt im Unterschied zu LaDW und WGHM eine kleine Amplitude, die zu einer großen Standardabweichung von 39% in Bezug auf das mittlere  $\chi_2$ -Signal führt (Abb. 6.3 (d) und Tab. 6.3). Bezüglich der einzelnen Kontinente sind für die Standardabweichung Unterschiede in der modellierten Wasserspeicherung von Amerika, Europa und Asien verantwortlich. Widersprüche ergeben sich zwischen den drei Modellen in ihrer Aussage zum Phasenwinkel des Jahressignals. Die im Vergleich zu LaDW und GLDAS hohe Abweichung des etwa sechs Monate früher einsetzenden globalen WGHM-Signals, ist auf die unterschiedlichen Phasenwinkel und Amplituden in Asien zurückzuführen. Dieser Widerspruch in  $\chi_2$  tritt bei beiden WGHM-Modellläufen auf, d.h. sowohl mit CRU- als auch mit ECMWF-Antriebsdaten. Die entsprechenden Drehimpulsfunktionen aus den einzelnen GRACE-Lösungen ergeben eine um ca. 40% größere mittlere Amplitude in  $\chi_2$  im Vergleich zum Mittel aus LaDW, WGHM und GLDAS. Allerdings sind die Amplituden der GRACE-Lösungen in Europa und Nordamerika gegenüber denen der hydrologischen Modelle deutlich dezimiert. Zudem unterscheidet sich in Asien der mittlere Phasenwinkel der Modelle ( $\xi_k = 112^\circ$ ) von dem der GRACE-Daten ( $\xi_k = -121^\circ$ ) um  $\Delta\xi_k = 127^\circ$  voneinander, was einer Phasenverschiebung von mehr als vier Monaten entspricht. Detaillierte Ergebnisse des Vergleichs der kontinentmaskierten effektiven Drehimpulsfunktionen sind Abb. 6.5 zu entnehmen.

### Axiale $\chi$ -Funktionen

Prinzipiell induzieren LaDW, WGHM und GLDAS axiale Drehimpulsfunktionen, deren Abweichungen sich in erster Linie auf Differenzen in den einzelnen Jahresamplituden der Modelle begründen. Für die Standardabweichung der mittleren Amplitude mit ca.  $\pm 9 \cdot 10^{-11}$  rad (alle



**Abbildung 6.5:** Einfluss annueller hydrologischer Massenverlagerungen der einzelnen Kontinente auf die  $\chi$ -Funktionen (Markierung: x) im Untersuchungszeitraum 1992–2006. Die mittleren Jahresschwingungen der Modelle LaDW, WGHM und GLDAS sind in (a, b, c) als Amplituden (blaue Kreise) und in (d, e, f) als Phasen (rote Kreise) bezogen auf den 1. Januar 1992 dargestellt. H96 (grüne Quadrate) wurde nicht zur Bestimmung o.g. Parameter herangezogen. Die farbigen Linien symbolisieren die Standardabweichungen der entsprechenden Parameter des annuellen Signalanteils.

Kontinente) ist vorwiegend LaDW verantwortlich, siehe Abb. 6.3 (f) und Abb. 6.5 (c, f). Die stärkere LaDW-Jahresamplitude in Asien führt in Verbindung mit den eher schwächer ausgeprägten Variationen von WGHM und GLDAS zu dieser Standardabweichung. Die Phasenwinkel der Modelle sind nahezu identisch. Lediglich bei GLDAS zeigen sich im Vergleich zu den anderen beiden Modellen in Afrika größere Phasenverschiebungen. Jedoch ist der Einfluss der Wasserspeicherung Afrikas auf das gesamthydrologische Signal eher gering. Die mittlere annuelle Variation der einzelnen GRACE-Lösungen ist wesentlich kleiner als die der hydrologischen Modelle. So entspricht die mittlere Amplitude der GRACE-Beobachtungen in Bezug auf  $\chi_3$  nur 73 % der Amplitude, die sich aus den einzelnen hydrologischen Simulationen ergibt (Tab. 6.3). Hingegen ist das zeitliche Einsetzen der Jahresschwingung bei GRACE und den Modellen nahezu identisch, siehe Abb. 6.3 (f) und Abb. 6.4 (c).

**Fazit zu annuellen Signalanteilen und Trends:** Die hier untersuchten Auswirkungen der kontinentalen Wasserspeicherung auf das Rotationsverhalten der Erde zeigen im Vergleich zu den hydrologischen Modellen LaDW, WGHM und GLDAS in den äquatorialen  $\chi$ -Funktionen der GRACE-Beobachtungen größere Jahresamplituden. Die Abweichungen im Anregungspotenzial sind auf die Unterschiede in den Drehimpulsfunktionen bezüglich einzelner Kontinente zurückzuführen. Dabei ergeben sich in den Schwerefeldbeobachtungen im Vergleich zu den hydrologischen Modellen größere Amplituden in Afrika ( $\chi_1$ ) und in Asien ( $\chi_2$ ). Zudem weichen die annuellen  $\chi_2$ -Funktionen der Modelle in Amplitude und Phase voneinander ab, was teilweise auf die hydrologischen Modellierungen in Asien zurückzuführen ist. In diesem Gebiet tritt zwischen dem mittleren Phasenwinkel des Modellsignals und dem der GRACE-Beobachtungen eine Differenz auf, die einer Phasenverschiebung von vier Monaten entspricht. Die annuellen  $\chi_3$ -Terme der Schwerefeldmission sind im Vergleich zu den Modellen in ihrer Amplitude dezimiert, während in den Phasenwinkeln nur geringe Unterschiede auftreten.

### 6.2.2 Untersuchung episodischer und quasiperiodischer Signalanteile in den effektiven Drehimpulsfunktionen

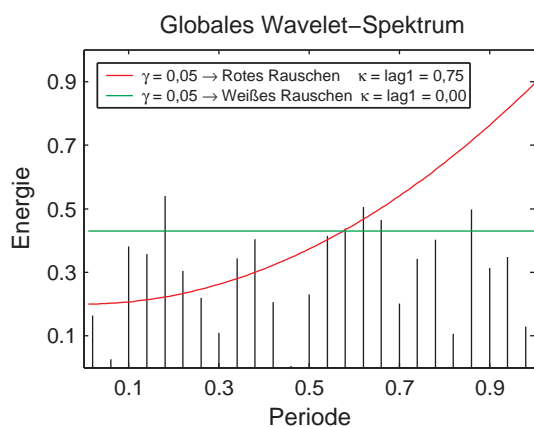
Mit Ausnahme von GLDAS liegen die hydrologischen Modelle und somit auch die Drehimpulsfunktionen in monatlichen Zeitschritten vor. Spektrale Analysen, sowohl mit der Fourier- als auch mit der Wavelet-Transformation, erscheinen daher bei einem Modellvergleich nur mit Perioden von größer als zwei Monaten sinnvoll (Nyquist-Shannonsches Abtasttheorem). Die Residuen der hydrologisch bedingten Drehimpulsfunktionen in Abb. 6.3 zeigen neben den Halbjahresschwingungen eine Vielzahl an zusätzlichen Anomalien, die in nahezu allen hydrologischen Modellen auftreten. Die Residuen sind u.a. von episodischen und quasiperiodischen Signalanteilen geprägt. Deren Detektion, im Sinne der Analyse ihres zeitlichen Auftretens und ihrer charakteristischen Frequenz, soll mit Hilfe der Wavelet-Analyse erfolgen.

Die eben erwähnten Signalcharakteristika treten teilweise auch in den reduzierten EOPC04-Zeitreihen auf. Soweit nicht anders angegeben, wird im Folgenden die Begriffskombination der „reduzierten EOPC04-Beobachtungen“ für die um atmosphärisch-ozeanische Effekte reduzierten EOPC04-Zeitreihen verwendet. Die Reduktion der Beobachtungen findet im Bereich der effektiven Drehimpulsfunktionen statt. Gemäß der in Gleichung (3.28) aufgezeigten Dekonvolution erfolgt der Übergang der Polbewegungsparameter in die Ebene der äquatorialen  $\chi$ -Funktionen. Zusätzlich zu den nach Gleichung (3.29) umgeformten und um atmosphärisch-ozeanische Effekte reduzierten Tageslängenschwankungen werden die axialen  $\chi$ -Terme um die Gezeitenwirkung auf die Feste Erde reduziert [Yoder et al., 1981].

Sofern die Wavelet-Koeffizienten der hydrologischen Modelle das Signifikanzniveau unterschreiten ( $\gamma < 0,05$ ) und mit den Koeffizienten der beobachteten reduzierten Erdrotationsschwankungen Übereinstimmungen aufweisen, werden die entsprechenden Zeit-Perioden-Fenster in den Wavelet-Spektren durch weiße Ellipsen gekennzeichnet. Alle Wavelet-Transformationen dieser Arbeit stützen sich auf das Morlet-Wavelet als Basisfunktion mit dem konstanten



Oszillationsparameter  $k_0=6$ . Vor den CWT wurden die Drehimpulsfunktionen hinsichtlich des Trends und der dominanten periodischen Anteile der Halbjahres- und der Jahresschwingung reduziert. In den Wavelet-Spektren der entsprechenden Zeitreihen ist der quadrierte Absolutbetrag der Wavelet-Koeffizienten  $W_f$  abgebildet. Regionen der Koeffizienten, die in Bezug auf das Signal mit  $\gamma \leq 0,05$  eine hohe Signifikanz aufweisen, sind in den Spektren durch fette Kontourlinien hervorgehoben. Bei der Analyse geophysikalischer Zeitreihen ist davon auszugehen, dass die stochastischen Signalanteile im Spektralbereich nur in Ausnahmefällen ein konstantes Energieniveau besitzen und somit die Zeitreihen einem Prozess des Weißen Rauschens entsprechen. Häufig weisen die niederfrequenten stochastischen Signalkomponenten geophysikalischer Signale eine höhere Varianz als der Durchschnitt auf [Torrence und Compo, 1998]. Üblicherweise wird diese Eigenschaft als Rotes Rauschen bezeichnet.



**Abbildung 6.6:** Das spektrale Signifikanzniveau in Abhängigkeit zum stochastischen Signalanteil.

Wie in Abb. 6.6 zu sehen, ist im Wavelet-Spektrum das Signifikanzniveau bei den Prozessen mit Rotem Rauschen von der Frequenz abhängig. Bei den Abschätzungen zur Signifikanz der Wavelet-Koeffizienten wird der Rauschanteil der entsprechenden Zeitreihen mit Hilfe der Autokorrelation  $\kappa$  identifiziert [Riley und Greenhall, 2004]. Die in dieser Arbeit dargestellten Signifikanzkontouren der Wavelet-Spektren sind auch von der Art des stochastischen Signalanteils abhängig. Für die einzelnen, mit Wavelets untersuchten Zeitreihen, auf die sich die Signifikanzanalysen beziehen, ist das Rauschen mit dem Autokorrelationswert  $\kappa = \text{lag1}$  separat ausgewiesen.

Entgegen den in Abschnitt 6.2.1 dokumentierten Abweichungen in den annualen  $\chi$ -Funktionen zwischen H96 und den Modellen LaDW bzw. WGHM sind mit Hinblick auf die nichtperiodischen Signalanteile Korrelationen zwischen den Drehimpulsfunktionen der drei Modelle zu finden. So zeigen die Wavelet-Spektren in Abb. 6.7 und Abb. 6.8 vergleichbare Texturen, die aus episodischen und quasiperiodischen Signalanteilen der kontinentalen Wasserspeicherung resultieren. Beide Abbildungen decken in Bezug auf die entsprechenden Drehimpulsfunktionen unterschiedliche zeitliche Intervalle ab, die sich aus den jeweiligen Modellläufen ergeben. Artefakte in den niederfrequenten Randbereichen der Wavelet-Koeffizienten sind daher zunächst in den Signalen von H96 und LaDW zu erwarten, deren Zeitreihen nur bis ins Jahr 1980 zurückgehen. Deshalb sind die entsprechenden Wavelet-Spektren der Drehimpulsfunktionen nur bis zu einer Schwingungsperiode von fünf Jahren ausgewiesen. Dagegen wird die Analyse des mit CRU-Daten angetriebenen WGHM auf das Periodenspektrum zwischen zwei Monaten und 16 Jahren ausgedehnt.

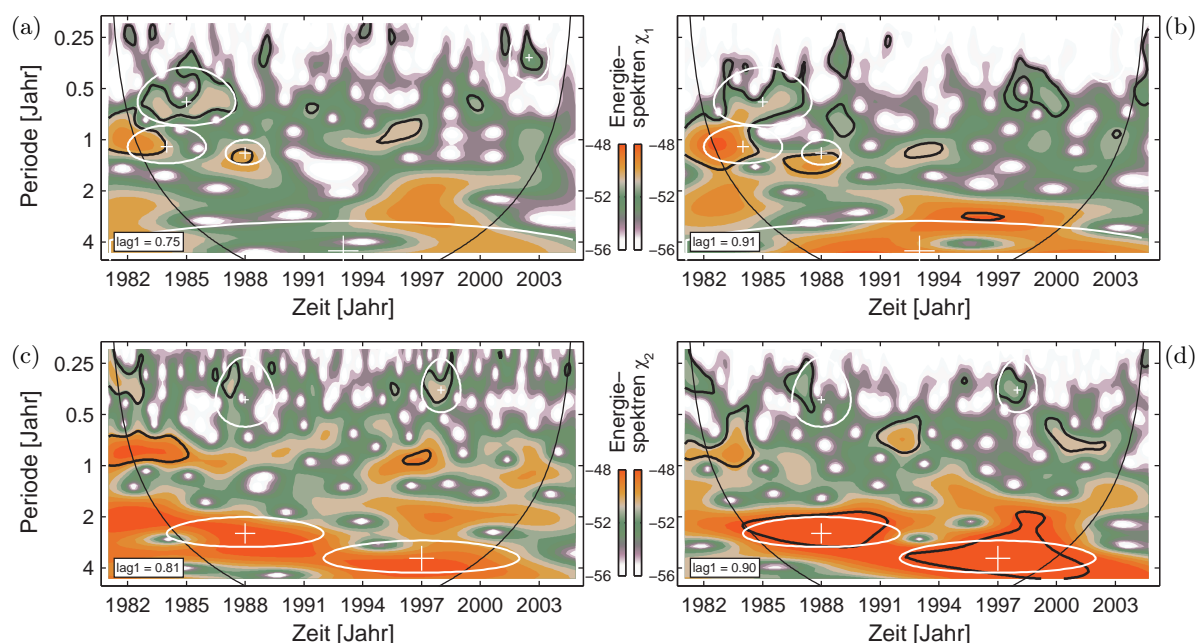
Im Folgenden werden die episodischen und quasiperiodischen Variationen in den  $\chi$ -Funktionen der Modelle LaDW, WGHM und H96 miteinander verglichen (Abb. 6.7 und Abb. 6.8), wobei

auch auf identische Signalstrukturen bei den reduzierten EOPC04-Beobachtungen (Abb. 6.9) Bezug genommen wird. Anschließend erfolgt die Interpretation der Anomalien in den hydrologischen Drehimpulsfunktionen. Die Ansätze zur Erklärung der episodischen und quasiperiodischen Signalstrukturen beziehen sich zum Großteil auf die Wavelet-Spektren der WGHM-Daten des bis ins Jahr 1901 zurückreichenden CRU-Laufs. Es sei angemerkt, dass die Wavelet-Analyse des Modells WGHM zum einen mit den Antriebsdaten von CRU und zum anderen mit den klimatischen Daten des ECMWF durchgeführt wurde. Die Darstellung der Wavelet-Koeffizienten von WGHM beschränkt sich jedoch auf die  $\chi$ -Funktionen des CRU-Laufs.

### **Vergleich der hydrologischen Modelle hinsichtlich episodischer und quasiperiodischer Signalanteile**

Neben der Vielzahl an episodischen und quasiperiodischen Variationen in der  $\chi_1$ -Komponente treten sowohl in den hydrologischen Modellen als auch in den reduzierten EOPC04-Beobachtungen signifikante Anomalien hervor, die sich zum einen um das Jahr 1985 mit einer Schwingungsdauer von sechs Monaten ausprägen. Zum anderen werden Signalanteile mit einer Periode von 14 Monaten in den Jahren 1983–1989 detektiert. Die Signalanteile im Zeitraum von 1983–1987 sind dabei ausschließlich der Variation der Bodenfeuchte zuzuschreiben. Zudem verursachen die hydrologischen Modelle LaDW und WGHM (Lauf: ECMWF) um das Jahr 2002 ein episodisches Signal, das im Spektralbereich zwischen drei und vier Monaten auftritt. Diese signifikante Variation schlägt sich ebenso im Wavelet-Spektrum der reduzierten EOPC04-Beobachtung ( $\chi_1$ ) nieder, siehe Abb. 6.9 (a). Auf eine Darstellung der Wavelet-Koeffizienten des hydrologischen Teilsignals Bodenfeuchte wird an dieser Stelle verzichtet. Eine differenzierte Untersuchung der einzelnen hydrologischen Parameter gemäß Gleichung (4.2) kann im Rahmen dieser Arbeit nur mit LaDW erfolgen, da nur für dieses Modell entsprechende Daten zur Verfügung stehen.

Im Bereich zwischen zwei und vier Jahren weisen LaDW, WGHM, H96 und die reduzierten EOPC04-Beobachtungen in  $\chi_2$  in gleichem Maße quasiperiodische Anteile um die Jahre 1988 bzw. 1997 auf. Jedoch werden im Falle von LaDW diese Variationen in Abb. 6.7 (c) als nicht signifikant klassifiziert. Bei der ebenfalls nicht signifikanten WGHM-Anomalie im Jahre 1988 mit einer Periode zwischen zwei und drei Jahren scheint es sich zunächst um Rauschen zu handeln, siehe Abb. 6.8 (b). Nach einer Beschränkung des Untersuchungsintervalls auf die Jahre 1981–2001 manifestiert sich die  $\chi_2$ -Anomalie auch in WGHM als signifikant. Ein Grund für die Abhängigkeit der CWT-Ergebnisse vom gewählten Untersuchungszeitraum ist in den zeitlich veränderlichen Signalstärken pro Schwingungsperiode zu sehen. Treten energiereiche Signale nur in einer begrenzten Zeitepoche auf, so beeinflusst dies die Signifikanz der Analyseergebnisse. Dies bedeutet, das zeitlich begrenzte Auftreten energiereicher Variationen verschiebt die in Abb. 6.6 dargestellten Signifikanzniveaus des globalen Wavelet-Spektrums in Bereiche höherer Signalenergie. Folglich werden, trotz konstanter Irrtumswahrscheinlichkeit  $\gamma$ , die unterhalb dieser Grenze liegenden Signalanteile im Wavelet-Spektrum als nicht signifikant angesehen.

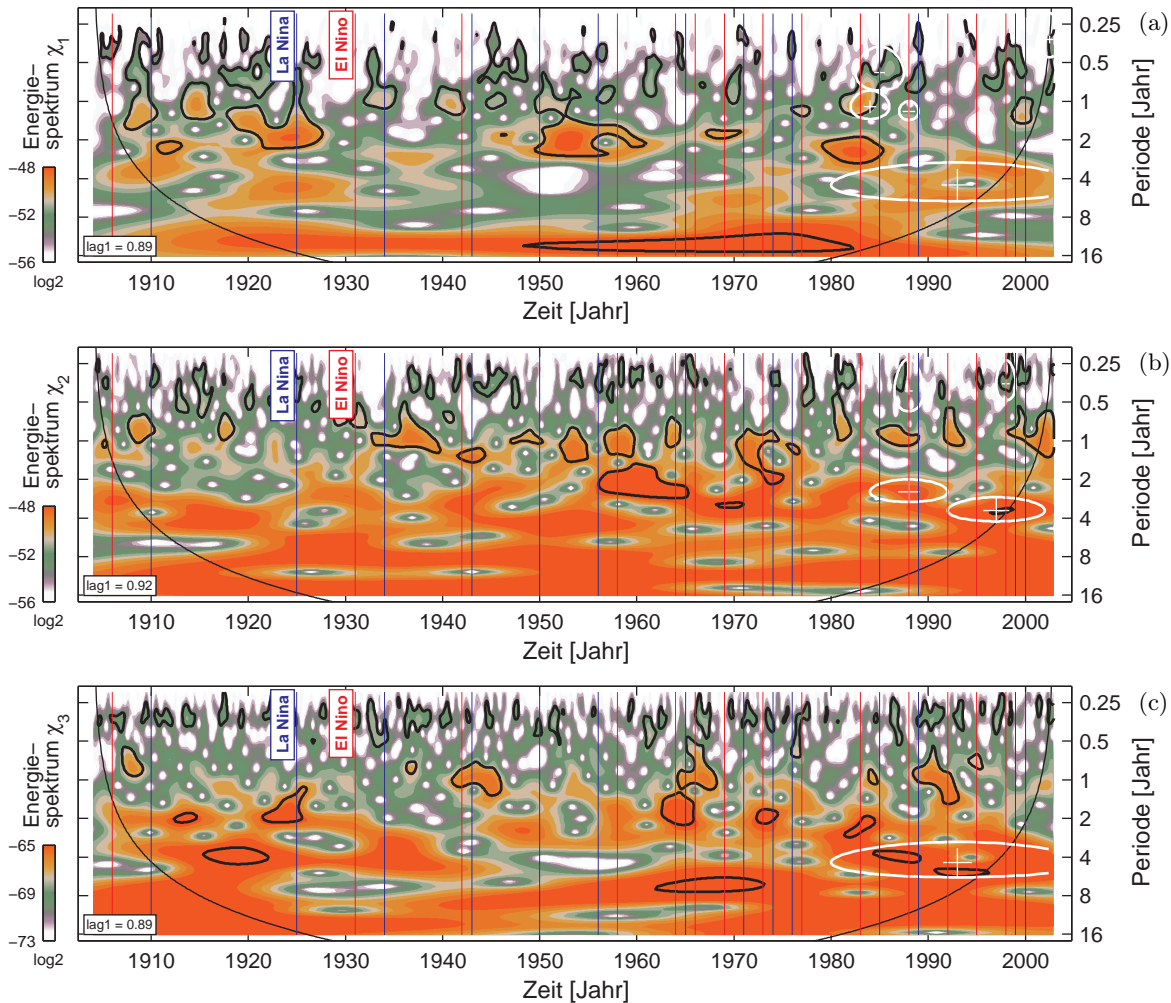


**Abbildung 6.7:** Wavelet-Analysen der aus den hydrologischen Modellen LaDW (a, c) und H96 (b, d) abgeleiteten äquatorialen  $\chi$ -Funktionen mit den entsprechenden Einflusskegeln der Transformationen (schwarz). Vor der Analyse wurden die Halbjahres- und Jahres-signale sowie die Trends aus den Daten entfernt. Die schwarzen Isolinien kennzeichnen das Signifikanzniveau  $\gamma = 0,05$ . Die geschlossenen weißen Linien zeigen die episodischen und quasiperiodischen Signalanteile, die signifikant in den hydrologisch bedingten  $\chi$ -Funktionen sowie in den um atmosphärische und ozeanische Einflüsse reduzierten Beobachtungen (EOPC04) auftreten.

Im Gegensatz zu den äquatorialen Drehimpulsfunktionen sind in den axialen  $\chi$ -Funktionen zwischen den einzelnen Modellen nur geringe Korrelationen bei den episodischen und quasiperiodischen Variationen vorhanden. Signifikante und korrelierte quasiperiodische Signalanteile treten bei den Modellen H96 und WGHM ausschließlich zwischen drei und sechs Jahren auf. Im Unterschied zu den Modellen sind im entsprechenden Zeit-Frequenz-Raum der reduzierten Beobachtungen keine signifikanten Variationen mit Perioden von  $T < 3$  Jahre vorhanden. Vereinzelt signalisieren die Wavelet-Spektren der hydrologisch bedingten  $\chi$ -Funktionen quasiperiodische Signalanteile. Jedoch sind diese mit den Spektren der reduzierten EOPC04-Beobachtungen nicht korreliert. Daher wird auf eine Darstellung der CWT-Ergebnisse für die  $\chi_3$ -Terme der reduzierten EOPC04-Beobachtungen verzichtet.

### Ansätze zur Erklärung der episodischen und quasiperiodischen Variationen

Die Ursachen der quasiperiodischen Signalanteile sind nicht vollständig bekannt. Es wird vermutet, dass Temperatur-, Niederschlags-, Luftzirkulations- und Luftdruckanomalien zu einem Großteil dafür verantwortlich sind. Entsprechende Schwankungen in den Hauptantriebsda-



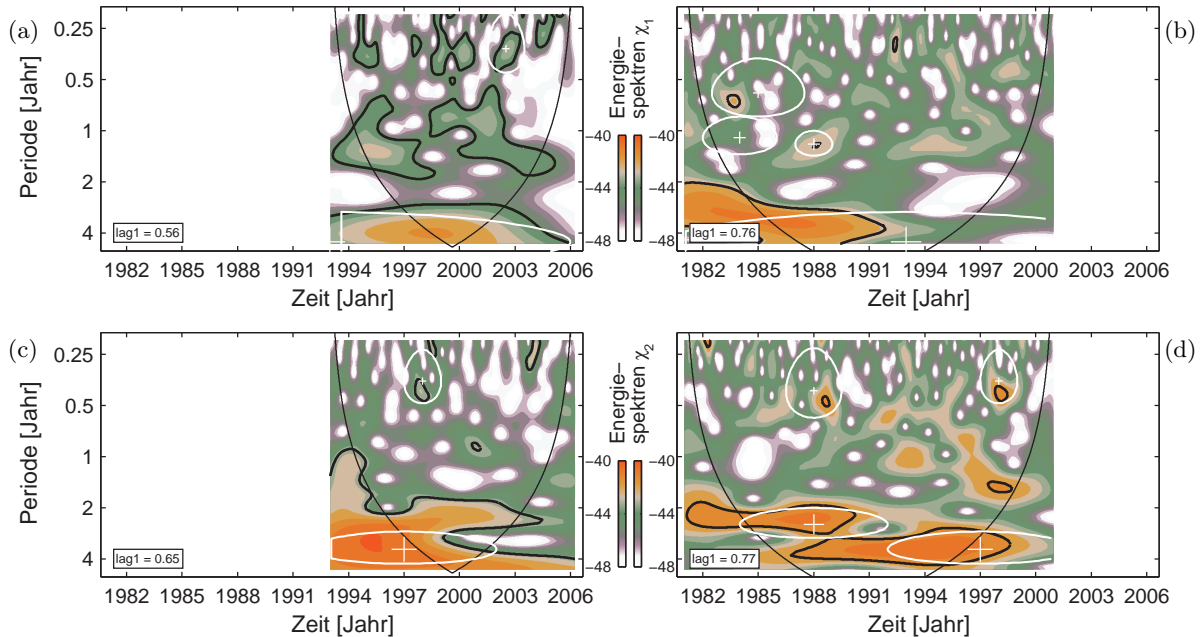
**Abbildung 6.8:** Wavelet-Analysen der aus dem hydrologischen Modell WGHM (Antrieb: CRU) abgeleiteten effektiven Drehimpulsfunktionen mit den entsprechenden Einflusskegeln der Transformationen (schwarz). Vor der Transformation wurden die Halbjahres- und Jahressignale sowie die Trends aus den Daten entfernt. In (a, b) sind die Wavelet-Koeffizienten der äquatorialen und in (c) die der axialen  $\chi$ -Funktionen dargestellt. Die schwarzen Isolinien kennzeichnen das Signifikanzniveau  $\gamma = 0,05$ . Die vertikalen Linien markieren die Zeitpunkte der La Niña und der El Niño Ereignisse.

ten der hydrologischen Modelle bewirken folglich Variationen in der modellierten Wasserspeicherung. Beispielsweise zeigen Stuck et al. [2006] in ihrer Untersuchung, dass zwischen den Anomalien der kontinentalen Wasserspeicherung in Südamerika (Modelle: WGHM und ECHAM4) und dem ENSO-Phänomen (El Niño Southern Oscillation) ein enger Zusammenhang besteht. So kommt es während eines El Niño- bzw. während eines La Niña-Ereignisses im äquatorialen Pazifik, zwischen Südostasien und Südamerika, zu einer Störung der Oszillation im gekoppelten Atmosphäre-Ozean-System. Extremereignisse in der Umkehr der atmosphä-

risch-ozeanischen Zirkulation zeichnen sich in diesen Regionen durch starke Variationen des Luftdrucks und der Meerestemperatur ab. Dabei wird El Niño auch als Warm- und La Niña als Kaltereignis des ENSO-Phänomens bezeichnet. Die Anomalien treten aller drei bis sieben Jahre auf [McPhaden, 2002]. Auf dem Festland der angrenzenden Regionen kommt es während dieser Extremereignisse zu Änderungen im Niederschlag, im Abfluss und in der Bodenfeuchte, die nach den Untersuchungen von Riegger und Güntner [2005] und Stuck et al. [2006] zeitlich kohärent zu den ENSO-Ereignissen auftreten. Nicht nur in äquatornahen Regionen des pazifischen Atmosphäre-Ozean-Systems sind diese charakteristischen Anomalien zu beobachten. Die Fernwirkungen des ENSO-Phänomens (Teleconnections) führen selbst in großen Entfernungen von ihrem Quellgebiet zu Abweichungen vom mittleren Zustand der Teilsysteme Atmosphäre und Ozean. Prinzipiell werden die Teleconnections durch eine Störung mittlerer Zirkulationsprozesse verursacht, die einen Massentransfer respektiv einen Energieaustausch in Atmosphäre und Ozean anregen. Chase et al. [2005] zeigen, dass die Fernwirkungen in ihrem räumlichen Auftreten und in der Amplitude zwischen den einzelnen ENSO-Ereignissen stark variieren. Die genauen Ursachen und Zusammenhänge, die zur Entstehung des ENSO-Phänomens beitragen, sind nicht geklärt und derzeit Gegenstand einer Vielzahl von Forschungsarbeiten. Nach den Untersuchungen von Gray et al. [1992] begünstigt die in Abschnitt 6.1 näher erläuterte QBO die Initialisierung der El Niño-Ereignisse, abhängig vom thermalen Zustand des äquatorialen Pazifik.

Üblicherweise wird zur Beurteilung der Intensität von ENSO-Ereignissen der SOI (Southern Oscillation Index) verwendet, der sich, nach Abzug des langjährigen Mittelwertes, aus der Luftdruckdifferenz zwischen den Stationen Tahiti und Darwin bestimmen lässt. Weitere Indizes sind der Niño3- bzw. der Niño3.4-Index, die sich auf gemessene Meeresoberflächentemperaturen im tropischen Zentralpazifik stützen. Der Vorteil des SOI liegt in der Verfügbarkeit der Beobachtungsdaten, die bei der von der CRU bereitgestellten SOI-Zeitreihe bis ins Jahr 1890 zurückreicht. Jedoch bezieht sich der SOI nur auf zwei punktuelle Luftdruckbeobachtungen pro Zeitschritt, während in die Niño-Indizes eine Vielzahl von Meeresoberflächentemperaturen einfließen, die auf einer Fläche von mehr als 7 Mio km<sup>2</sup> im Pazifik beobachtet werden. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit tragen sowohl der SOI als auch die beiden Niño-Indizes dazu bei, starke ENSO-Ereignisse zu identifizieren. Entsprechende Zeitpunkte sind in den Wavelet-Spektren der Abb. 6.8 ausgewiesen. Signifikante episodische und quasiperiodische Variationen in den hydrologisch bedingten  $\chi$ -Funktionen können anhand dieser kombinierten Darstellung mit den Anomalien des ENSO-Phänomens in Zusammenhang gebracht werden. Sofern nicht anders angegeben, beziehen sich die folgenden Interpretationen der Wavelet-Spektren auf die effektiven Drehimpulsfunktionen des Modells WGHM mit dem Antrieb CRU.

**Hochfrequente Variationen:** Im Wavelet-Spektralbereich der hydrologisch bedingten Drehimpulsfunktionen treten eine Vielzahl signifikanter episodischer Signalanteile (Abb. 6.7 und Abb. 6.8) zwischen drei und sieben Monaten auf, die teilweise auch in den reduzierten EOPC04-Beobachtungen analysiert werden können (Abb. 6.9). Entsprechende Signalcharakteristika sind sowohl in den äquatorialen als auch in den axialen  $\chi$ -Funktio-



**Abbildung 6.9:** Wavelet-Analyse der hinsichtlich atmosphärischer und ozeanischer Anteile reduzierten Beobachtungen der EOPC04-Reihe mit den entsprechenden Einflusskegeln der Transformationen (schwarz). In (a) und (c) sind die äquatorialen  $\chi$ -Funktionen der Modellkombination EOPC04/NCEP/ECCO den kombinierten Residuen aus EOPC04/ECMWF/OMCT in (b) und (d) gegenübergestellt. Vor der Analyse wurden die Halbjahres- und Jahressignale sowie die Trends aus den Daten entfernt. Die schwarzen Isolinien kennzeichnen das Signifikanzniveau  $\gamma = 0,05$ . Die geschlossenen weißen Linien zeigen die episodischen und quasiperiodischen Signalanteile auf, die signifikant in den hydrologisch bedingten  $\chi$ -Funktionen sowie in den um atmosphärische und ozeanische Einflüsse reduzierten Erdrotationsschwankungen auftreten.

nen vorhanden. Ein direkter Zusammenhang zwischen den hochfrequenten Signalanomalien in den hydrologisch bedingten Drehimpulsfunktionen und den Phänomenen ENSO und QBO ist nicht nachweisbar. Der Großteil der signifikanten  $\chi$ -Variationen tritt auf nahezu allen Kontinenten auf und lässt sich daher nicht mit den einzelnen ENSO-Ereignissen in Verbindung bringen. Es ist davon auszugehen, dass ein Teil dieser Variationen den stochastischen Signalanteilen zuzuordnen ist.

**Variationen mit einer Periode zwischen  $1\frac{1}{2}$  und 4 Jahren:** Bei den vereinzelt auftretenden energiereichen Variationen im Bereich der Jahresschwingungen ist davon auszugehen, dass die annualen Amplituden der hydrologischen  $\chi$ -Funktionen zeitweise vom mittleren Zustand, der vor der CWT aus den Daten entfernt wurde, abweichen. Besonders interessant sind die Anomalien der  $\chi$ -Funktionen, die im Spektralbereich zwischen  $1\frac{1}{2}$  und 3 Jahren eine hohe Signifikanz aufweisen. In  $\chi_3$  treten diese Abweichungen mit quasiperiodischen Eigenschaften um die Jahre 1965, 1974 und 1982/1983 auf. Dabei konzentrieren sich die globalen hydrologischen Variationen auf die Gebiete Südameri-

kas und Asiens. Lediglich um das Jahr 1974 zeichnet sich zusätzlich eine entsprechende Anomalie in der Wasserspeicherung Australiens ab. Die quasiperiodischen Signalanteile in Südamerika und Australien lassen sich direkt mit dem ENSO-Phänomen in Verbindung bringen, da in den Jahren 1973/1974 starke El Niño/La Niña-Ereignisse auftraten (Abb. 6.8 c). Dagegen wird ein unmittelbarer Zusammenhang zwischen ENSO und den Variationen in Asien ausgeschlossen. In der vorliegenden Arbeit sind die von ENSO stark beeinflussten Gebiete Indonesiens dem asiatischen Kontinent zugeordnet. Trotz der hydrologischen Variationen auf dieser Inselgruppe dürfte der Einfluss von ENSO auf den hydrologischen Massenumsatz in Asien und damit auf  $\chi_3$  marginal sein, zumal die Fläche Indonesiens nur vier Prozent der Fläche des asiatischen Kontinents entspricht. Da die quasiperiodischen Variationen um die Jahre 1965, 1974 und 1982/1983 ausschließlich in Asien auftreten, ist es sehr wahrscheinlich, dass hier ein direkter Zusammenhang zur atmosphärischen QBO besteht. Die quasibiennale Oszillation in der Stratosphäre wird als Vorbote des indischen Monsuns angesehen [Garnett et al., 2006], wobei genaue Interaktionsmechanismen noch unklar sind. Monsunwinde mit hoher Luftfeuchte streben zur Regenzeit in Richtung tibetische Hochebene und bewirken am Rande des Himalaya-Gebirges hohe Niederschläge, die folglich starke annuelle Signale in der kontinentalen Wasserspeicherung Asiens verursachen. Zudem weist Meehl [1997] auf mögliche Wechselbeziehungen zwischen der TBO (Tropospheric Biennial Oscillation) und dem asiatischen Monsun hin. Diese troposphärische Oszillation mit einer zweijährigen Periode wirkt im Unterschied zur QBO in tieferen Atmosphärenschichten, in denen eine starke vertikale Durchmischung stattfindet. Deshalb propagiert Meehl [1997], dass aufgrund der Interaktionen im System Atmosphäre-Ozean die TBO möglicherweise einen bedingenden Faktor für die ENSO-Zyklen darstellt. Somit lassen sich möglicherweise die signifikanten hydrologischen  $\chi_3$ -Variationen in Asien durch den von den atmosphärischen Oszillationen QBO und TBO beeinflussten indischen Monsun erklären.

Quasiperiodische Signalanteile zwischen  $1\frac{1}{2}$  und 4 Jahren ergeben sich in  $\chi_2$  um die Jahre 1960, 1970 und 1997. Im Falle des Jahres 1960 resultieren die Variationen aus dem dominanten Signal, das in Südamerika auftritt und eine Verknüpfung zu den ENSO-Zyklen zulässt. Jedoch treten im Zeitraum von 1956–1965 lediglich zwei markante El Niño- bzw. La Niña-Ereignisse auf. Für die  $\chi_2$ -Anomalien um die Jahre 1970 und 1997 sind vorwiegend monsunbedingte Schwankungen und damit die QBO bzw. die TBO verantwortlich, da entsprechende Signalstrukturen hauptsächlich in den Wavelet-Koeffizienten Asiens zu finden sind. Dessen ungeachtet ist die Anomalie um das Jahr 1970 ebenso in Australien präsent (ENSO).

Die signifikanten und in Abb. 6.8 (a) abgebildeten  $\chi_1$ -Variationen um die Jahre 1956–1965 bzw. 1982/1983 haben möglicherweise verschiedene Ursachen. Neben dem geringen Einfluss der hydrologischen Signale Südamerikas tragen in den Jahren 1956–1965 hauptsächlich Wassermassenverlagerungen in Europa zu den Variationen des kontinentalhydrologischen Anregungspotenzials bei. Der hohe Energiegehalt des Signalanteils be-

stärkt die Annahme, dass es sich hierbei nicht um Fernwirkungen des ENSO-Phänomens handelt. Zumal traten in diesem relativ großen Zeitintervall nur ein La Niña- und zwei El Niño-Ereignisse auf. Die Ursache des quasiperiodischen Signals in den Jahren 1956–1965 ist demzufolge nicht geklärt. Im Gegensatz dazu scheint die  $\chi_1$ -Variation um die Jahre 1982/1983 von den atmosphärischen Oszillationen TBO und QBO sowie von ENSO ausgelöst worden zu sein. Grund zu dieser Annahme geben die in Asien und Australien detektierten Signalstrukturen der Wavelet-Spektren, die zu dem in Abb. 6.8 (a) aufgezeigten Spektrum eine hohe Korrelation aufweisen. Die im Kontext mit ENSO und dem quasiperiodischen Signal um die Jahre 1982/1983 erwartete Auswirkung auf die Wasserspeicherung Südamerikas kann durch die Ergebnisse der Wavelet-Analyse nicht bestätigt werden. Das ENSO-Phänomen reflektiert sich möglicherweise deshalb nicht so deutlich in  $\chi_2$ , da sich die Anregungspotenziale aufgrund der hydrologischen Massenvariationen in den Gebieten Südostasiens, Südafrikas und Australiens nahezu aufheben, siehe Gleichung (3.21) und (5.4). Jedoch besteht mit hoher Wahrscheinlichkeit ein Zusammenhang zwischen den Anomalien in  $\chi_1$  und  $\chi_3$ . Wie bereits aufgeführt entstammt die  $\chi_3$ -Variation den Gebieten Asiens und Südamerikas. Demzufolge scheinen sich die Oszillation ENSO, TBO und QBO in den hydrologischen Drehimpulsfunktionen dieses Zeitraum widerzuspiegeln, jedoch mit unterschiedlichen Ausprägungen in  $\chi_1$  und  $\chi_3$ .

**Niederfrequente Variationen:** Interannuelle quasiperiodische Anomalien, hier im Bereich zwischen 11 und 15 Jahren, manifestieren sich in der  $\chi_1$ -Komponente von WGHM im Zeitintervall von 1948–1982. Diese Signalanteile lassen sich räumlich den hydrologischen Anomalien in den Gebieten Nordamerikas und Europas zuordnen. Die Ursache dieser Variation kann jedoch nicht erklärt werden. Die  $\chi_3$ -Komponente weist, zusätzlich zu den bereits auf Seite 83 beschriebenen Variationen, quasiperiodische Anomalien zwischen vier und sieben Jahren auf. Die in den Jahren 1961–1972 auftretenden Signale manifestieren sich in Europa und Afrika. Die Schwingungsdauer dieser Anomalie sowie die Vielzahl an El Niño- und La Niña-Ereignissen in diesem Zeitraum deuten zunächst auf den Einfluss des ENSO-Phänomens hin. Jedoch spricht das Auftreten ähnlicher Signalstrukturen in den Spektren Europas und Afrikas gegen diese Annahme.

**Fazit zu den episodischen und quasiperiodischen Variationen:** Die Untersuchungen der hydrologisch bedingten Drehimpulsfunktionen belegen, dass niederfrequente quasiperiodische Variationen mit einer Schwingungsdauer von  $T > 4$  Jahren signifikant nur in  $\chi_1$  und  $\chi_3$  auftreten. Im Sinne einer möglichen Interpretation sind die Anomalien der äquatorialen und axialen Drehimpulsfunktionen hervorzuheben, die im Spektralbereich zwischen  $11/2$  und 4 Jahren das Signifikanzniveau von  $\gamma < 0,05$  unterschreiten. Obwohl nicht alle Ursachen der einzelnen Signalanteile geklärt sind, zeigen sich zum Großteil die atmosphärischen Oszillationsmechanismen TBO, QBO, der indischen Monsun und das ENSO-Phänomen für die Anomalien verantwortlich. An dieser Stelle sei auf die Notwendigkeit einer weiterführenden Interpretation der hydrologischen Variationen hingewiesen, um diese mit den nur ansatzweise bekannten Interaktionen zwischen TBO, QBO und ENSO erklären zu können.



Eine Zusammenstellung der identifizierten episodischen und quasiperiodischen Signalanteile bezüglich des kontinentalhydrologischen Anregungspotenzials ist in Tab. 6.4 zu finden, in der die Ergebnisse aus den Wavelet-Analysen der modellierten hydrologischen  $\chi$ -Funktionen und der reduzierten EOPC04-Beobachtungsdaten dargestellt sind.

	Periode [Jahr]	Zeit [Jahr]	(H) Hydrologische Modelle			(OBS-A-O) Reduzierte EOP	
			H96	LaDW	WGHM (CRU & ECMWF)	NCEP/ ECCO	ECMWF/ OMCT
$\chi_1$	0,35	um 2002	–	Europa, Afrika, Nordamerika	Europa, Afrika, Asien	+	?
	0,60	um 1985	Amerika, Europa	Südamerika, Europa	Amerika, Europa	?	+
	1,10	um 1984	Afrika	Nordamerika, Europa	Nordamerika, Afrika	?	–
	1,20	um 1988	Europa, Afrika, Austral.	Europa, Afrika, Austral.	Europa, Afrika, Austral.	?	+
	3...5	1980– 2005	Asien, Europa, Afrika	Asien	Europa, Afrika	+	+
$\chi_2$	0,40	um 1988	Amerika, Afrika, Asien	Amerika, Afrika, Asien, Europa	Amerika, Afrika, Asien, Europa	?	+
	0,40	um 1998	Asien, Austral., Nordamerika	Asien, Austral., Europa	Asien, Austral., Europa, Nordamerika	+	+
	2...3	um 1988	Asien, Austral.	Asien	Austral.	?	+
	3...4	um 1997	Europa, Afrika	–	–	+	+
$\chi_3$	3...6	1981– 2003	Südamerika, Asien, Afrika	Südamerika	Südamerika, Asien	+	+

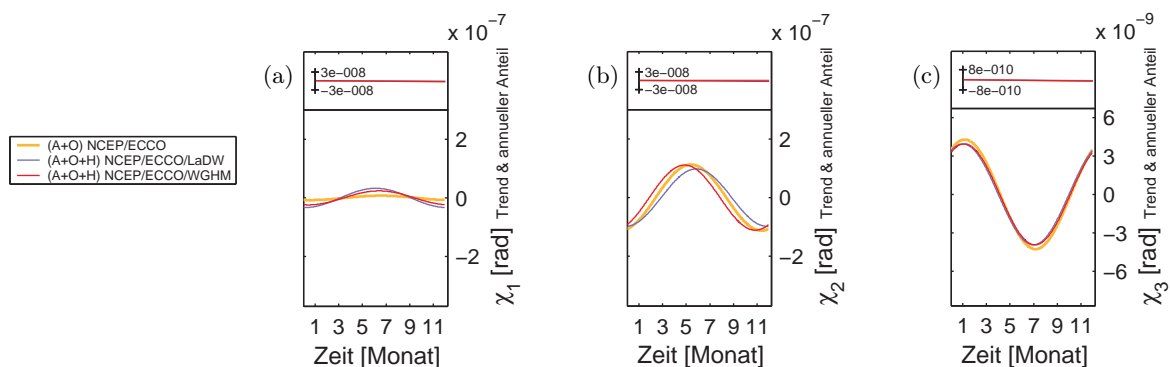
**Tabelle 6.4:** Ergebnisse der Wavelet-Analysen der hydrologisch bedingten  $\chi$ -Funktionen im Vergleich zu den um atmosphärische und ozeanische Anteile reduzierten Beobachtungen der EOPC04-Reihe. Zusammengestellt sind alle signifikanten episodischen und quasiperiodischen Signalanteile mit einem Signifikanzniveau von  $\gamma \leq 0,05$ . Für die hydrologischen Modelle sind die Kontinente ausgewiesen, aus denen die signifikanten Signalkomponenten resultieren. Die Markierung „+“ (versus „–“) symbolisiert, dass das entsprechende Signal sowohl in den hydrologischen  $\chi$ -Funktionen als auch in den reduzierten EOPC04-Beobachtungen vorhanden ist. Mit „?“ gekennzeichnete Felder geben an, dass die Daten aufgrund des begrenzten Untersuchungsintervalls keine Aussage zulassen.

### 6.3 Beobachtete Erdrotationsschwankungen versus modellierte Drehimpulsfunktionen

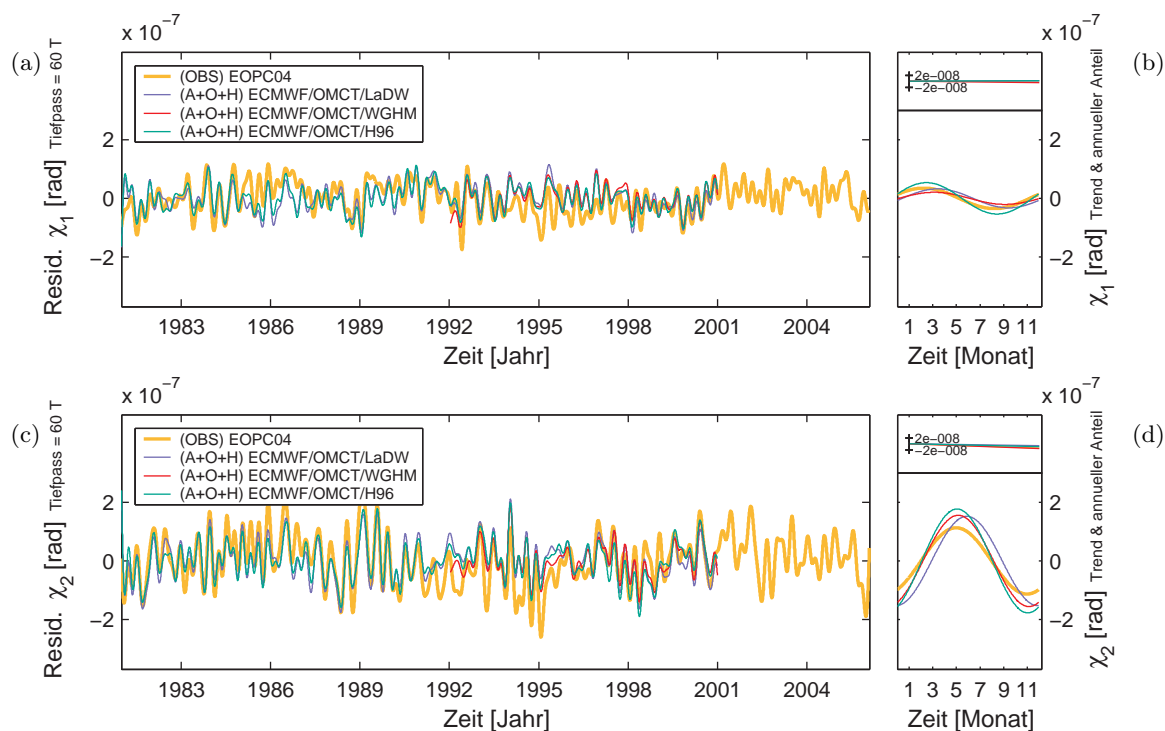
In den vorausgegangenen Abschnitten wurden die atmosphärisch-ozeanisch bedingten und die hydrologisch bedingten Drehimpulsfunktionen getrennt voneinander betrachtet. Die in diesem Abschnitt untersuchten kombinierten Drehimpulsfunktionen, bestehend aus den Massen- und Bewegungstermen der Atmosphäre, des Ozeans und der kontinentalen Wasserspeicherung werden mit den beobachteten Erdrotationsschwankungen der EOPC04-Reihe in Beziehung gesetzt. Die kombinierten Modelle und die Beobachtungen werden zunächst im Zeitbereich miteinander verglichen. Eine sich daran anschließende Modellbewertung erfolgt mit Hilfe der spektralen multiplen Regressionsanalyse.

#### 6.3.1 Vergleich der Modellkombinationen

Die beobachteten Erdrotationsschwankungen werden auf der hier untersuchten Zeitskala von einem Monat bis hin zu mehreren Dekaden zum Großteil durch die geophysikalischen Prozesse in der Atmosphäre und im Ozean induziert. Wie bereits in Abschnitt 6.2 aufgeführt, sind die durch hydrologische Massenvariationen hervorgerufenen annualen Variationen in den  $\chi$ -Funktionen eher gering. Die Ergebnisse in Abb. 6.10 dokumentieren, dass die kontinentale Wasserspeicherung in den äquatorialen  $\chi$ -Funktionen Einfluss auf die Jahresamplitude und den Phasenwinkel der modellierten Polbewegung nimmt. In Abhängigkeit von der betrachteten Modellkombination kommt es sowohl in  $\chi_1$  als auch in  $\chi_2$  zu einer unterschiedlichen Ausprägung der modellierten annualen Signalanteile. Der Einfluss der atmosphärischen Bewegungsterme ist hauptsächlich für die Anregung der Tageslängenschwankung verantwortlich. Hydrologische Massenverlagerungen bewirken weit kleinere Variationen in  $\chi_3$ . Die Kor-



**Abbildung 6.10:** Einfluss der kontinentalen Wasserspeicherung auf die annualen  $\chi$ -Funktionen im Untersuchungszeitraum 1993–2006. Zum Vergleich sind die summierten geophysikalischen Anregungen (AAM, OAM und HAM) den atmosphärisch-ozeanischen  $\chi$ -Funktionen am Beispiel der Modellkombination NCEP/ECCO gegenübergestellt. In (a, b) sind die äquatorialen  $\chi$ -Funktionen und in (c) ist  $\chi_3$  abgebildet.



**Abbildung 6.11:** Vergleich der beobachteten Erdrotationsschwankungen EOPC04 mit den modellierten Drehimpulsfunktionen aus Atmosphäre, Ozean und kontinentaler Wasserspeicherung. Die aus den hydrologischen Modellen LaDW, WGHM und H96 berechneten  $\chi$ -Funktionen sind jeweils mit der atmosphärisch-ozeanischen Modellkombination ECMWF/OMCT verknüpft. In (b, d) sind die Trends sowie die MKQ-geschätzten annuellen Signalanteile von  $\chi_1$  und  $\chi_2$  wiedergegeben. Aus den in (a, c) dargestellten Residuen sind diese Signalanteile eliminiert.

relationen zwischen den einzelnen Modellen sind in der axialen Komponente deutlich höher im Vergleich zu den Korrelationen in den äquatorialen Komponenten. Im Gegensatz zum Jahreszyklus bewirken episodische und quasiperiodische Schwankungen in der kontinentalen Wasserspeicherung entsprechend signifikante Variationen in den Drehimpulsfunktionen, die durch die Analyse der reduzierten EOPC04-Beobachtungen bestätigt werden können (Abschnitt 6.2.2). Der Vergleich zwischen den beobachteten Erdrotationsschwankungen und den Modellkombinationen, bestehend aus dem atmosphärisch-ozeanischen Term ECMWF/OMCT in Verbindung mit den hydrologischen Modellen LaDW, WGHM und H96, zeigt, dass die beobachteten Variationen zu einem Großteil aus den geophysikalischen Prozessen in der Atmosphäre und im Ozean entstammen (Abb. 6.2 und Abb. 6.11). So ergibt sich im  $\chi_1$ -Jahressignal eine Phasenverschiebung von fast einem halben Jahr, wenn anstatt der kombinierten Massen- und Bewegungsterme von ECMWF/OMCT die Terme der Kombination NCEP/ECCO neben den Drehimpulsfunktionen der genannten Hydrologiemodelle in die gesamte Modellierung der Erdrotationsschwankungen eingehen, siehe Abb. 6.10 (a) und Abb. 6.11 (b). Angesichts des

aufgezeigten Widerspruchs zwischen den Drehimpulsfunktionen beider atmosphärisch-ozeanischer Modellkombinationen ergibt sich die Notwendigkeit, eine Modellbewertung mittels MRA zwischen den kombinierten  $\chi$ -Funktionen (AAM + OAM + HAM) und den beobachteten Erdrotationsschwankungen durchzuführen.

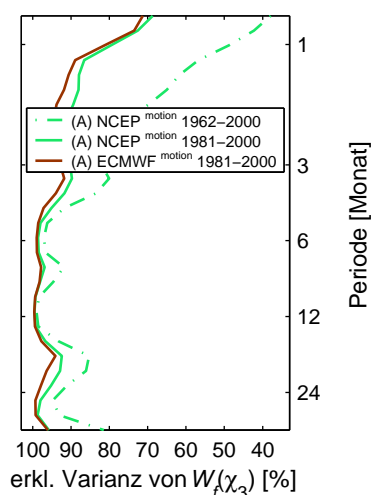
### 6.3.2 Spektrale multiple Regressionsanalyse

Die bereits in Abschnitt 6.1 gegenübergestellten effektiven Drehimpulsfunktionen der beiden atmosphärisch-ozeanischen Modellkombinationen weisen im  $\chi_1$ -Jahressignal nur eine bedingte Übereinstimmung auf. Dagegen reflektiert die MRA gemäß Tab. 6.2 vorwiegend bei ECMWF/OMCT eine Überschätzung der atmosphärisch-ozeanischen Massen- und Bewegungsterme. Es ist anzunehmen, dass die Modelle in den verschiedenen Spektralbereichen die Varianz der beobachteten Erdrotationsschwankungen unterschiedlich gut erklären. Die MRA ermöglicht es zunächst nicht, nur einzelne spektrale Anteile zwischen der Modellsignalen und den geodätischen Beobachtungen zu untersuchen. Deshalb bezieht sich die Abschätzung der multiplen Regressionskoeffizienten  $q^{(l)}$  auf das gesamte Fourier-Spektrum der modellierten Anregungen  $U^{(l)}$  und der geodätischen Beobachtungen  $G$ .

Die im Folgenden angewandte Methode der spektralen MRA soll den Modellvektoren frequenzabhängige multiple Regressionskoeffizienten zuordnen. Dazu werden die zeitabhängigen Beobachtungen sowie die Modellvektoren mit Hilfe der Wavelet-Transformation in Zeit-Frequenz-Räume zerlegt. Daran schließt sich, für jeden Frequenzbereich separat, eine MRA der transformierten Beobachtungs- und Modellvektoren an. Für die spektrale MRA wurden die Modelle LaDW, H96 und WGHM (Lauf: CRU und ECMWF) jeweils mit den atmosphärisch-ozeanischen Modellkombinationen NCEP/ECCO bzw. ECMWF/OMCT verknüpft. Angesichts der vielfältigen Kombinationsmöglichkeiten sollen nur die Ergebnisse der spektralen MRA einiger ausgewählter Modellkombinationen aufgezeigt werden. Die zeitliche Auflösung der hier untersuchten Drehimpulszeitreihen ist nicht identisch. Aufgrund der nur in monatlichen Zeitschritten aufgelösten Wasserspeicherung ist eine Interpretation der spektralen MRA hinsichtlich des hydrologischen Einflusses auf die Erdrotationsschwankungen erst ab Perioden von  $T > 3$  Monate sinnvoll. Zudem ist die Interpretation der niederfrequenten Anteile auf  $T < 30$  Monate beschränkt. Der Grund dieser Begrenzung ist der mit der Schwingungsdauer zunehmende Einfluss von Randeffekten in den Wavelet-Koeffizienten, siehe Seite 34. Alle Modellkombinationen, in denen die Atmosphäre durch NCEP und der Ozean durch ECCO beschrieben wird, besitzen ein gemeinsames Untersuchungsintervall von lediglich zwölf Jahren. Die in Abb. 6.9 (a, c) dargestellten Einflusskegel bestätigen, dass bei einem entsprechend kurzen Zeitraum von 1993–2006 die Wavelet-Koeffizienten mit einer Periode von  $T > 30$  Monaten zu 50 % von den Randeffekten beeinflusst werden.

Die spektrale MRA zeigt deutlich, inwieweit die modellierten Drehimpulsfunktionen aus den geophysikalischen Prozessen der Atmosphäre, des Ozeans und der kontinentalen Wasserspeicherung die beobachteten Erdrotationsschwankungen beschreiben. In den Untersuchungser-

gebnissen ergeben sich starke Wechselbeziehungen zwischen den spektralen Regressionskoeffizienten der atmosphärischen bzw. ozeanischen Massen- und Bewegungsterme und den Koeffizienten des verknüpften Hydrologiemodells. Beim Austausch eines hydrologischen Modells im Regressionsansatz durch eine andere Simulation variieren neben dem hydrologischen Regressionskoeffizienten ausschließlich die atmosphärischen bzw. ozeanischen Regressionskoeffizienten, deren Massen- oder Bewegungsterme nur in geringem Umfang zur Variation der betrachteten  $\chi$ -Komponente beitragen. Exemplarisch sei an dieser Stelle der ozeanische Bewegungsterm in  $\chi_2$  und  $\chi_3$  genannt. Bei der Modellkombination ECMWF/OMCT zeigen diese Koeffizienten der ozeanischen Bewegungsterme starke Abweichungen, unabhängig davon ob die hydrologische Komponente mit LaDW oder mit WGHM beschrieben wird, siehe Abb. 6.13 (e, f) und Abb. 6.15 (b, c). Ähnliche Abhängigkeiten sind bei der Modellkombination NCEP/ECCO zu finden. Prozesse mit einem großen Einfluss auf die Beobachtungen, wie beispielsweise atmosphärische Relativbewegungen auf  $\Delta\text{LOD}$ , ergeben weniger starke frequenzabhängige Variationen der multiplen Regressionskoeffizienten  $q^{(l)}$ . Zudem wird der entsprechende Koeffizient der  $\chi_3$ -Funktion nur in geringem Maße von der hydrologischen Komponente beeinflusst.

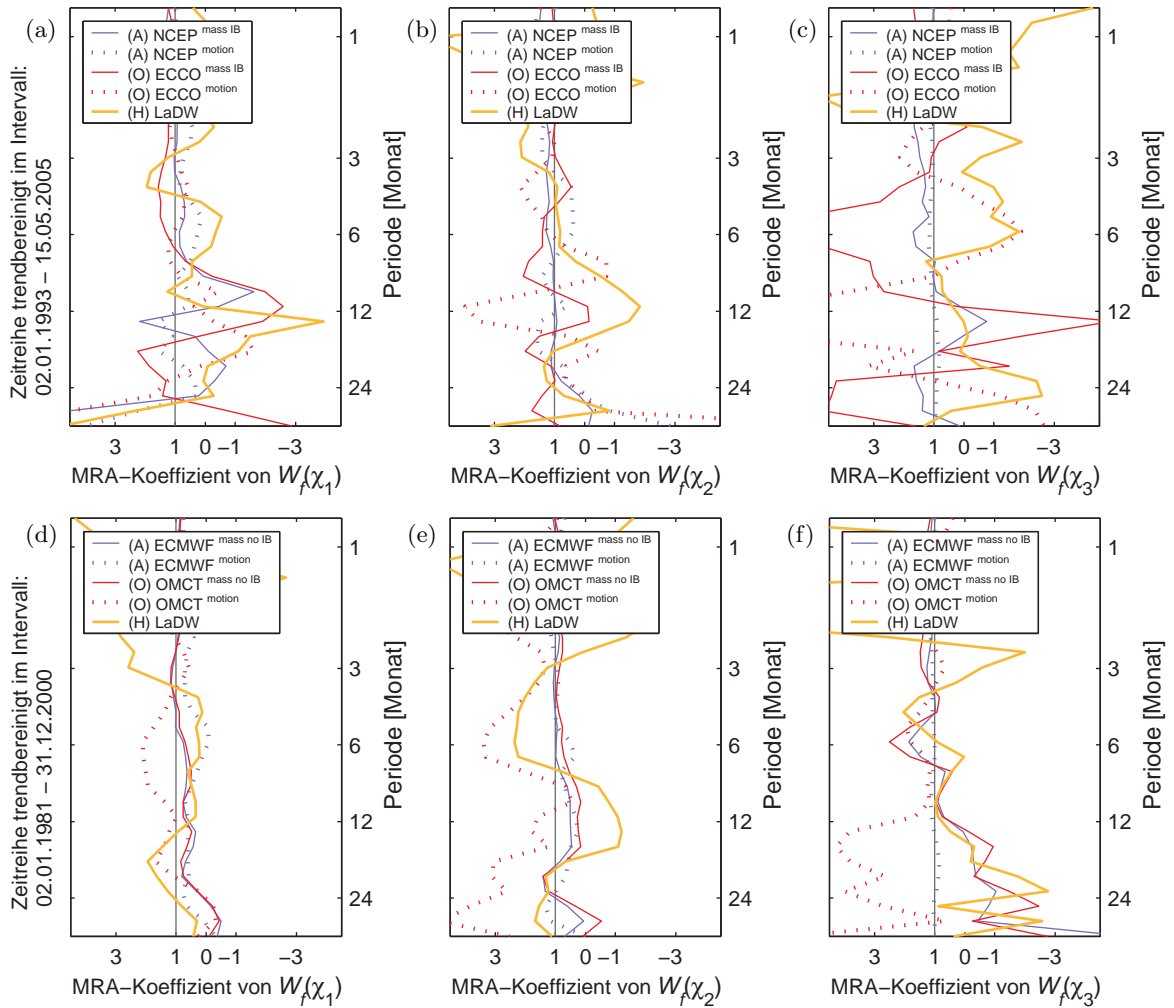


**Abbildung 6.12:** Erklärte Varianzen der spektralen MRA bezüglich der beobachteten Tageslängenschwankungen und der atmosphärischen  $\chi_3$ -Bewegungsterme (NCEP und ECMWF).

Auf die Darstellung des in Abschnitt 3.5.4 eingeführten normierten Regressionskoeffizienten  $q^{*(l)}$  wird in den folgenden Abbildungen verzichtet. Die multiplen Regressionskoeffizienten  $q^{(l)}$  der hydrologischen Massenterme sind stark vom betrachteten Spektralbereich abhängig. Jedoch trägt die kontinentale Wasserspeicherung im Vergleich zu den atmosphärisch-ozeanischen Prozessen weniger stark zu den beobachteten Erdrotationsschwankungen bei, was sich im Normierungsfaktor niederschlägt und somit zu einem vom Betrag her sehr kleinen normierten Regressionskoeffizienten  $q^{*(l)}$  führt. Durch diese Gewichtung sind jedoch Spektralbereiche mit hohen Absolutbeträgen von  $q^{(l)}$  und damit Probleme in den Modellierungen schwieriger zu registrieren. Deshalb sei zum besseren Verständnis der in diesem Abschnitt dargestellten Koeffizienten  $q^{(l)}$  darauf hingewiesen, dass jeder in den Regressionsansatz integrierte geophysikalische Prozess separat interpretiert werden muss. Bei der Interpretation der MRA-Ergebnisse sollte in jedem Fall der Einfluss der betrachteten geophysikalischen Prozesse auf die beobachteten Erdrotationsschwankungen beachtet werden. Um die Modellkombinationen auch hinsichtlich niederfrequenter Variationen untersuchen und vergleichen zu können, werden die modellierten Drehimpulszeitreihen jeweils im größtmöglichen Zeitintervall analysiert. Deshalb beziehen sich die multiplen Regressionsanalysen der einzelner Modellkombinationen gelegentlich auf verschiedene Intervalle, was wiederum zu Fehlinterpretationen der MRA führen kann. Exemplarisch sei hierfür ein Beispiel aufgeführt, in dem nur der axiale

atmosphärische Bewegungsterm gegen die beobachtete Tageslängenschwankung spektral regressiert wurde (Abb. 6.12). Dies bedeutet, dass die übrigen Massen- und Bewegungsterme von Atmosphäre, Ozean und kontinentaler Wasserspeicherung in diesem Regressionsansatz nicht integriert sind. Die spektrale MRA mit NCEP deckt den Zeitraum von 1962–2000 ab. Die Analyse der ECMWF-Daten umfasst die Jahre 1981–2000. Bei beiden atmosphärischen Modellen ergeben sich im gesamten Spektrum nahezu identische Regressionskoeffizienten  $q^{(l)} \simeq 1$ . Eine Diskrepanz tritt jedoch zwischen den erklärten Varianzen  $k_b$  von NCEP und ECMWF im Spektralbereich von  $T = 1$ –5 Monaten auf. Analog zum Untersuchungsergebnis von Stuck und Hense [2002, S. 121] ist im  $\chi_3$ -Bewegungsterm von NCEP mit steigender Frequenz eine starke Abnahme von  $k_b$  zu beobachten. Bei einer Periode von fünf Monaten erklären die atmosphärischen Relativbewegungen von NCEP etwa 93 % der beobachteten Variabilität der Tageslänge, wohingegen bei einer Periode von einem Monat  $k_b$  auf 50 % sinkt. Die erklärte Varianz ist im Falle von ECMWF im hochfrequenten Bereich deutlich höher. Diese beträgt bei einer Periode von fünf Monaten 97 % und bei einer Periode von einem Monat 80 %. Nach der Verkleinerung des Untersuchungsintervalls der NCEP-Daten auf die Jahre 1981–2000 zeichnen sich zwischen den erklärten Varianzen von NCEP und ECMWF nur noch sehr geringe Unterschiede ab. Dieses Phänomen lässt sich möglicherweise mit den bereits in Abschnitt 6.1 auf Seite 74 angesprochenen Genauigkeitssteigerungen in den Beobachtungen der Erdrotationsschwankungen und in den Zustandsbeschreibungen der Atmosphäre erklären. Zwischen den Jahren 1967 und 1984 hat sich die Beobachtungsgenauigkeit in  $\Delta\text{LOD}$  um das 50-fache erhöht. Ferner sind in die atmosphärischen Reanalysen ab 1984 zusätzlich Satellitendaten eingeflossen, was zu signifikanten Verbesserungen in der Zustandsbeschreibung der Atmosphäre führte. Folglich ist ab den 80-er Jahren des vergangenen Jahrhunderts damit zu rechnen, dass die atmosphärischen Bewegungsterme die Varianz der beobachteten  $\Delta\text{LOD}$  in weit höherem Maße erklären als davor. Aus den Ergebnisse der spektralen MRA der atmosphärischen  $\chi_3$ -Bewegungsterme (Abb. 6.12) lässt sich folglich ableiten, dass diese Genauigkeitssteigerungen vorwiegend das Spektrum der erklärten Varianz bei  $T < 5$  Monate beeinflussen.

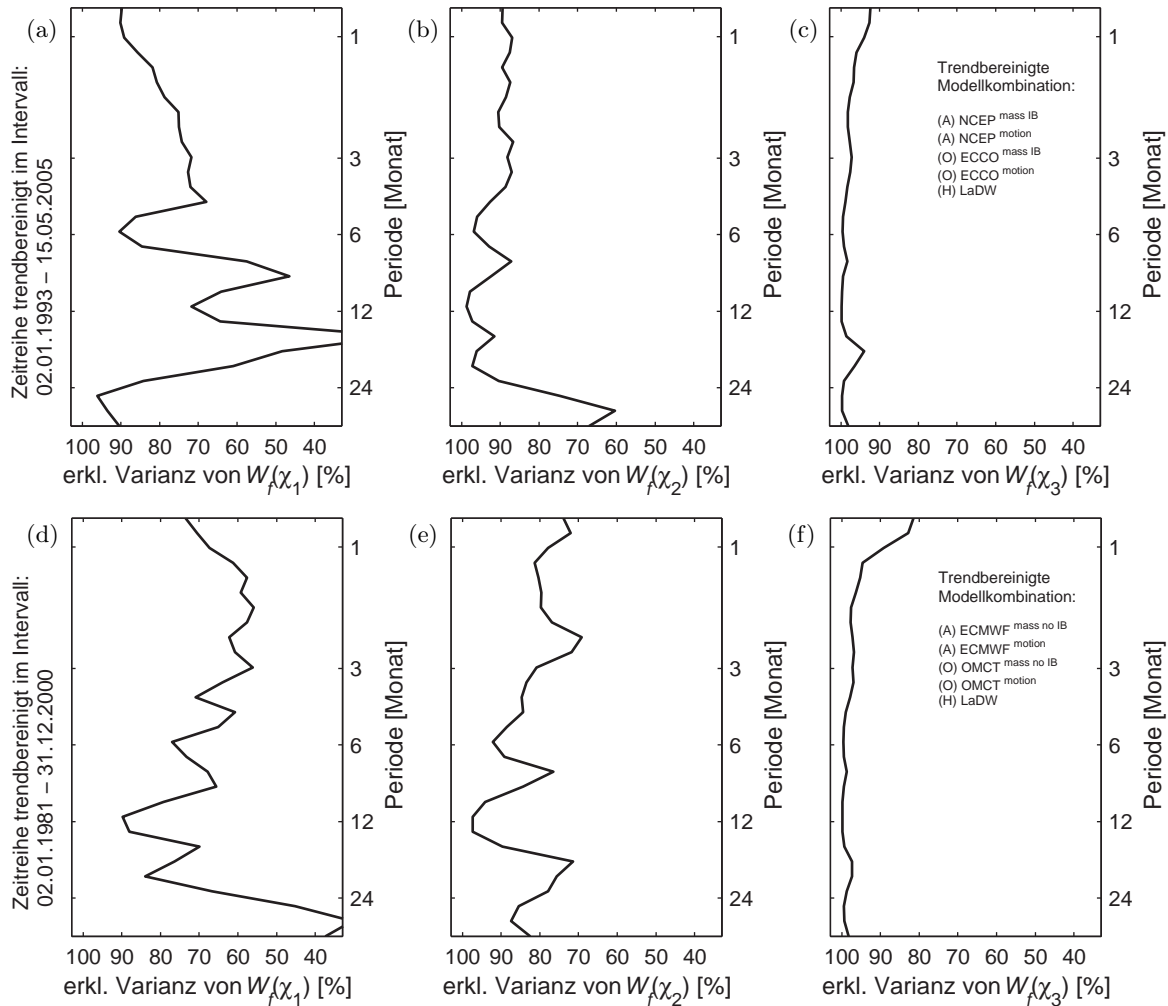
**Ergebnisse der spektralen MRA:** Die Modellkombination NCEP/ECCO weist in  $\chi_1$  zwischen 10 und 13 Monaten stark dezimierte und z.T. sogar negative Regressionskoeffizienten der ozeanischen Massenterme auf. Dieses Verhalten ist unabhängig davon, welches Hydrologiemodell in den Regressionsansatz einbezogen wird. Hingegen sind diese Systematiken bei den Modellkombinationen, bestehend aus den einzelnen hydrologischen Modellen und ECMWF/OMCT nicht zu beobachten, siehe Abb. 6.13 (a, d) und Abb. 6.15 (a). Da ein Widerspruch im Jahreszyklus beider atmosphärisch-ozeanischer Modelle bereits in Abschnitt 6.1 festgestellt werden konnte, ist aufgrund der Ergebnisse der spektralen MRA zu schließen, dass ECCO die annuellen ozeanischen Massenterme nicht in vollem Umfang wiedergibt. Die Systematik im ozeanischen Massenterm von ECCO ist auch in der axialen Komponente zu beobachten. Jedoch ist dessen Einfluss auf die Tageslängenänderung sehr klein. In den hochfrequenten Bereichen von  $T < 3$  Monate zeigen die atmosphärisch-ozeanischen Regressionskoeffizienten in Abb. 6.13 (c, f) geringere Variationen, d.h.  $q^{(l)} \approx 1,0 \pm 0,5$ . Jedoch erklären die hochfrequenten



**Abbildung 6.13:** Spektrale multiple Regressionskoeffizienten hinsichtlich der modellierten Drehimpulsfunktionen (AAM, OAM, HAM) und der beobachteten Erdrotationschwankungen. Die Regressionskoeffizienten (optimale Übereinstimmung bei  $q^{(l)} = 1$ ) der Modellkombination NCEP/ECCO/LaDW sind in (a, b, c) und die der Modellkombination ECMWF/OMCT/LaDW in (d, e, f) dargestellt.

Schwingungen der hier untersuchten geophysikalischen Prozesse je nach Modellkombination nur etwa 77% der beobachteten Polbewegung und ca. 93% der beobachteten Tageslängenschwankung (Abb. 6.14).

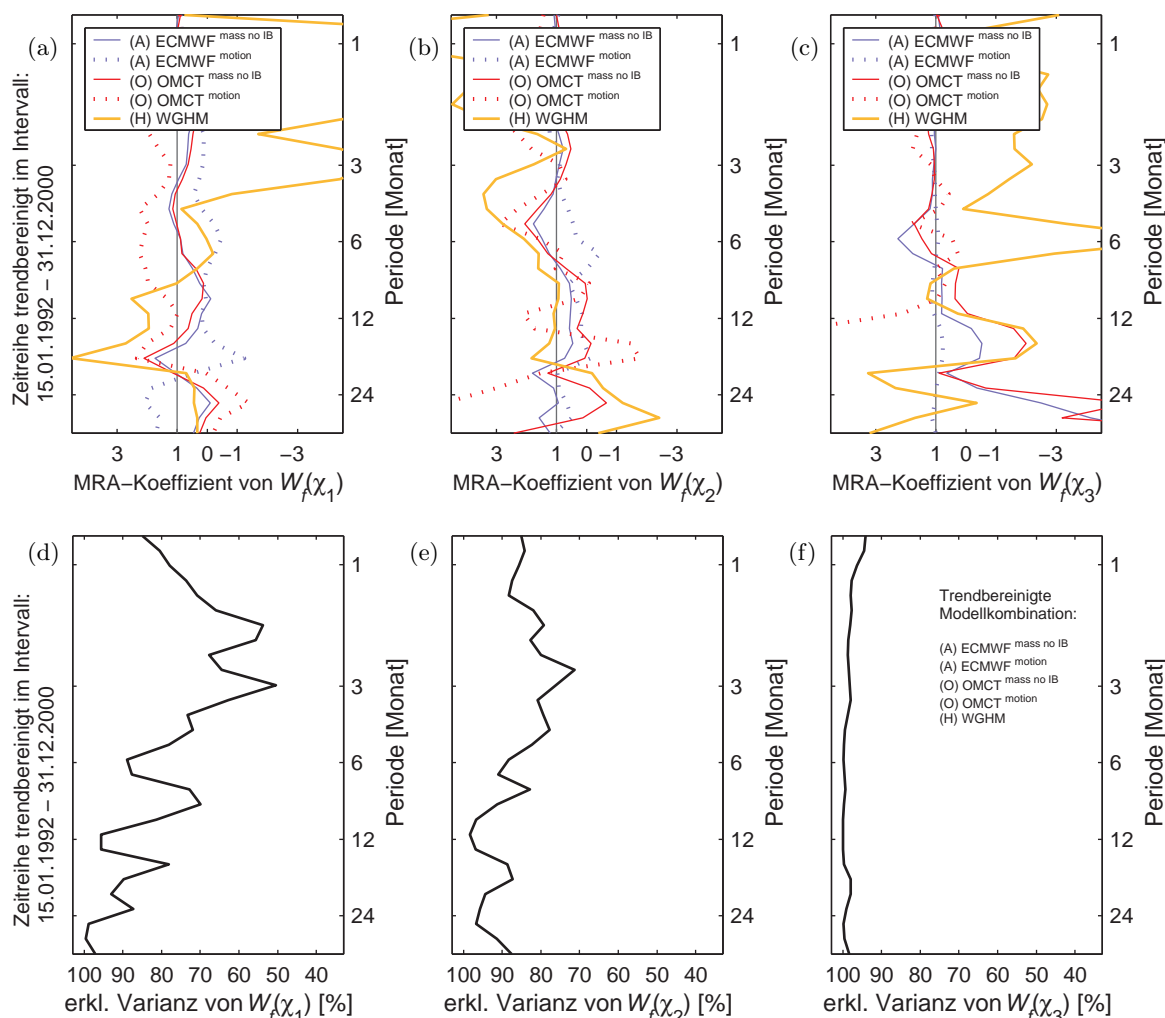
Die maßgeblich zur Variation der  $\chi_2$ -Komponente beitragenden atmosphärischen und ozeanischen Massenterme werden durch die Modelle offensichtlich gut beschrieben. Selbst die bei ECCO in  $\chi_1$  auftretenden Systematiken im Jahreszyklus zeigen keine adäquaten Effekte in  $\chi_2$ . Der Einfluss der ozeanischen  $\chi_2$ -Massenterme für  $T > 6$  Monate wird in ECCO leicht unter- und in OMCT leicht überschätzt. Die Koeffizienten der Massenterme von Atmosphäre und Ozean werden zudem bei ECMWF/OMCT marginal von der hydrologischen Kompo-



**Abbildung 6.14:** Erklärte Varianzen der spektralen MRA bezüglich der in Abb. 6.13 dargestellten Modellkombinationen.

nente beeinflusst. Entsprechend geringe Variationen der Regressionskoeffizienten sind bei der Kombination von ECMWF/OMCT mit LaDW bzw. WGHM im Bereich der halbjährlichen Signalanteile zu beobachten, siehe Abb. 6.13 (e) und Abb. 6.15 (b). Die betragsmäßig größten Koeffizienten  $q^{(l)}$  für  $T > 6$  Monate sind in den jeweiligen ozeanischen Bewegungstermen präsent. Deren Anregungspotenzial hinsichtlich der Polbewegung ist jedoch gering. Generell erklären die mit NCEP/ECCO kombinierten Modelle die Varianz der Beobachtungen in  $\chi_2$  besser als die Kombinationen mit ECMWF/OMCT. Sofern WGHM in die MRA eingebunden ist, sind im Vergleich zu den anderen hydrologischen Modellen die erklärten Varianzen in nahezu allen Spektralbereichen der äquatorialen Terme  $\chi_1$  und  $\chi_2$  maximal. Diese Erscheinung tritt unabhängig davon auf, welche der beiden atmosphärisch-ozeanischen Modellkombinationen in die Analyse einbezogen wird, siehe Abb. 6.15 (d, e). In diesem Zusammenhang sei auch





**Abbildung 6.15:** In (a, b, c) spektrale multiple Regressionskoeffizienten und in (d, e, f) erklärte Varianzen der spektralen MRA bezüglich der Modelle ECMWF, OMCT, WGHM (Lauf: ECMWF) und der beobachteten Erdrotationsschwankungen.

auf die in Abb. 6.14 dargestellten erklärten Varianzen der atmosphärisch-ozeanischen Modellkombinationen mit LaDW verwiesen.

Die Regressionskoeffizienten der axialen atmosphärischen Bewegungsterme von NCEP und ECMWF sind mit  $q^{(l)} \simeq 1$  im Spektralbereich zwischen 1 und 30 Monaten nahezu konstant, siehe Abb. 6.13 (c, f) und Abb. 6.15 (c). Grund hierfür ist die maßgebliche Beeinflussung der beobachteten Tageslängenschwankungen durch die atmosphärischen Relativbewegungen, die mit Hilfe der Atmosphärenmodelle sehr gut abgeschätzt werden. Eine gewisser Zusammenhang ist zwischen den Koeffizienten der ozeanischen Massen- und Bewegungsterme zu erkennen, die in beiden Ozeanmodellen teilweise große Beträge von  $q^{(l)} \approx |3,5|$  annehmen. Die Regressionskoeffizienten der ozeanischen Massen- und Bewegungsterme sind nahezu antikorreliert.

Es kann nicht davon ausgegangen werden, dass es sich hierbei um einen Einfluss des atmosphärischen Druckantriebes im Ozeanmodell handelt, da dieser Effekt in beiden ozeanischen Simulationen auftritt, obwohl sich ECCO und OMCT hinsichtlich des invers-barometrischen Ansatzes prinzipiell voneinander unterscheiden. Jedoch trägt der Ozean im hier untersuchten Spektralbereich nur marginal zu den beobachteten  $\chi_3$ -Variationen bei, sodass an dieser Stelle von einer Suche nach möglichen Interpretationansätzen für dieses Phänomen abgesehen wird. Neben den Schwankungen der ozeanischen Regressionskoeffizienten treten auch in den Koeffizienten der jeweiligen atmosphärischen Massenterme frequenzabhängige Variationen auf. Letztendlich erklären jedoch die dominanten atmosphärischen Relativbewegungen und damit die Modellierungen von NCEP bzw. ECMWF die beobachtete Tageslängenschwankung zu mehr als 92 %, siehe Abb. 6.14 (c, f) und Abb. 6.15 (f).

**Fazit:** Die spektrale MRA ermöglicht es, Drehimpulsfunktionen verschiedener Modellkombinationen miteinander vergleichen und hinsichtlich beobachteter Erdrotationsschwankungen bewerten zu können. Mit dieser Analysemethode können potenzielle Schwachstellen in den Modellierungen einem entsprechenden Spektralbereich sowie einem geophysikalischen Prozess zugeordnet werden. Eine Interpretation der spektralen Regressionskoeffizienten ist jedoch nur sinnvoll, wenn Kenntnisse über maßgebliche geophysikalische Ursachen der Polbewegung und der Tageslängenschwankung vorliegen. Diese Information ist notwendig, um die Variationen der spektralen Koeffizienten, in Verbindung mit dem Anteil des verursachenden geophysikalischen Prozesses am beobachteten Gesamteffekt der Erdrotationsschwankungen, korrekt interpretieren zu können. Die Modellkombinationen NCEP/ECCO und ECMWF/OMCT zeigen hauptsächlich in den äquatorialen  $\chi$ -Funktionen Unterschiede auf, wobei die Regressionskoeffizienten auch von den hydrologischen Massentermen beeinflusst werden. Wenngleich die spektralen Koeffizienten der Massenterme bei ECMWF/OMCT nur kleine Schwankungen aufweisen, spiegelt sich doch in den entsprechenden Koeffizienten von NCEP/ECCO eine hohe Variabilität wider. Dies bedeutet, dass diese Signale stark zu wichten sind bzw. mit den Regressionskoeffizienten multipliziert werden müssen, um die Verbesserungen gemäß des Regressionsansatzes zu minimieren. Allerdings erklären alle hydrologischen Modelle in Kombination mit NCEP/ECCO die Varianz der beobachteten Erdrotationsschwankungen um einige Prozentpunkte besser als ECMWF/OMCT. Als mögliche Ursache werden zunächst episodische oder nicht stationäre Signalanteile vermutet, die entweder in den geodätischen Beobachtungen oder in den atmosphärischen/ozeanischen Modellen vorhanden sind. Diese im Regressionsansatz einseitig, d.h. in den Modellvektoren oder im Beobachtungsvektor auftretenden Signalanteile führen zu deutlichen Verbesserungen und somit zu einer Reduzierung der erklärten Varianz. Aufgrund der massiven Probleme von NCEP/ECCO im annualen  $\chi_1$ -Signal sollte letztendlich die Kombination ECMWF/OMCT bevorzugt zur Modellierung der Erdrotationsschwankungen verwendet werden. Zudem stellt sich heraus, dass diese Kombination mit der modellierten Wasserspeicherung von WGHM (Lauf: ECMWF) die Beobachtungen der EOPC04-Reihe am besten beschreiben. Ferner ist die Modellkombination ECMWF/OMCT/WGHM hinsichtlich der genutzten Antriebsfelder konsistent.

## 7 Zusammenfassung

Das Ziel dieser Arbeit bestand darin, hydrologische Massenverlagerungen auf den Kontinenten hinsichtlich ihrer Auswirkungen auf die beobachteten Erdrotationsschwankungen abzuschätzen. Die Untersuchungen dazu basieren auf verschiedenen hydrologischen Modellen und auf den um atmosphärische und ozeanische Einflüsse reduzierten Schwerefeldbeobachtungen der GRACE-Mission. Dabei konnten zwischen den hydrologischen Modellen LaDW, H96, WGHM und GLDAS große Abweichungen in der räumlichen und zeitlichen Variabilität der kontinentalen Wasserspeicherung aufgezeigt werden. Die erheblichen Differenzen im integralen Massenumsatz von H96 gegenüber den anderen Simulationen ergeben sich aus dem Umstand, dass H96 keine Schneespeicher modelliert. Der kontinentale Wasserkreislauf ist hauptsächlich vom Jahreszyklus geprägt. Bezüglich H96 weicht dessen Amplitude in Europa und Nordamerika von denen der anderen Modelle ab. Der Phasenwinkel in Asien ist nahezu um ein halbes Jahr verschoben. Die Differenzen im hydrologischen Massenumsatz zwischen LaDW, WGHM und GLDAS beruhen auf Phasenunterschieden in Afrika und Asien sowie auf Abweichungen der annuellen Amplitude auf dem asiatischen Kontinent. Im Vergleich zwischen den hydrologischen Modellen und den GRACE-Beobachtungen wurde in Asien eine Phasendifferenz von fünf Monaten detektiert. Aufgrund der Filterung der Schwerefelddaten muss von einer Interpretation der um 40% größeren mittleren Jahresamplitude der Modelle versus GRACE abgesehen werden, da die GRACE-Amplitude in Abhängigkeit vom Filterradius dezimiert wird. Die teilweise erheblichen Diskrepanzen in den Modellierungen der kontinentalen Wasserspeicherung erfordern in naher Zukunft eine Weiterentwicklung der hydrologischen Modelle voranzutreiben und diese anhand von Schwerefeldbeobachtungen iterativ zu evaluieren.

Die Unterschiede in der simulierten Wasserspeicherung führen notwendigerweise zu Differenzen in den hydrologisch bedingten Drehimpulsfunktionen. Angesichts der starken Abweichungen in der modellierten Wasserspeicherung von H96 wurde auf eine Bilanzierung der annuellen, durch die Massenverlagerungen von H96 ausgelösten Drehimpulsfunktionen verzichtet. Grundsätzlich ergeben sich bei den aus Schwerefeldbeobachtungen abgeleiteten äquatorialen  $\chi$ -Funktionen größere und in der axialen  $\chi$ -Funktion kleinere Jahresamplituden im Vergleich zu den hydrologischen Modellen. Eine hohe Übereinstimmung zeichnete sich bezüglich der einzelnen Modelle im Jahressignal von  $\chi_1$  ab. Der aus den Schwerefeldbeobachtungen bestimmte Phasenwinkel von  $\chi_1$  weicht hingegen um drei Monate von dem mittleren Phasenwinkel der Simulationen ab. Die effektiven Drehimpulsfunktionen der hydrologischen Modelle weisen in der Jahresschwingung von  $\chi_2$  deutlich größere Abweichungen im Vergleich zu  $\chi_1$  auf. Die Unterschiede im annuellen  $\chi_2$ -Signal zwischen den Modellen lassen sich bei den nahezu identischen

Amplituden ausschließlich auf die großen Abweichungen in den Phasenwinkeln zurückführen. Die Untersuchungsergebnisse belegen, dass sich das  $\chi_2$ -Maximum von GRACE Anfang Januar, und das aus den Modellen bestimmte mittlere  $\chi_2$ -Maximum Mitte Oktober ausprägt. Die Unterschiede zwischen den modellierten  $\chi_3$ -Funktionen belaufen sich weitestgehend auf Amplitudenvariationen, wobei insbesondere die von LaDW simulierte Wasserspeicherung in Asien eine große  $\chi_3$ -Amplitude bewirkt. Die Phasenwinkel zwischen den hydrologischen Modellen und den Schwerfeldbeobachtungen sind bezüglich des axialen Anregungspotenzials nahezu identisch.

In der kontinentalen Wasserspeicherung konnten neben dem Jahreszyklus Signalanteile nachgewiesen werden, die episodische und quasiperiodische Charakteristika in den effektiven Drehimpulsfunktionen hervorrufen. Mit den Wavelet-Analysen der hydrologisch bedingten  $\chi$ -Funktionen und der reduzierten EOPC04-Beobachtungen ergaben sich vorwiegend in den äquatorialen  $\chi$ -Funktionen episodische und quasiperiodische Signalcharakteristika. Zudem weisen die Wavelet-Spektren der hydrologischen Modelle und die der reduzierten EOPC04-Daten hohe Korrelationen auf. Die im Spektralbereich zwischen 1 $\frac{1}{2}$  und 4 Jahren analysierten hydrologisch bedingten Variationen konnten mit dem ENSO-Phänomen, dem indischen Monsun und den atmosphärischen Oszillationen QBO und TBO in Zusammenhang gebracht werden. Exemplarisch seien hierfür Signalanomalien genannt, die sowohl in  $\chi_1$  als auch in  $\chi_3$  um die Jahre 1982/1983 parallel zu dem starken El Niño-Ereignis auftreten. Zudem wurden für die Jahre 1970 und 1997 signifikante Variationen in  $\chi_2$  nachgewiesen. Als mögliche Ursachen konnten atmosphärische Oszillationen und der indische Monsun identifiziert werden, da entsprechende  $\chi_2$ -Variationen vorwiegend aus der Wasserspeicherung des asiatischen Kontinents resultieren.

Auf den hier untersuchten Zeitskalen von einem Monat bis hin zu mehreren Dekaden verursachen die geophysikalischen Prozesse in Atmosphäre und Ozean maßgeblich die beobachteten Erdrotationsschwankungen. Für beide Teilsysteme wurden jeweils zwei Modelle untersucht und die effektiven Drehimpulsfunktionen der jeweils konsistenten atmosphärisch-ozeanischen Modellkombinationen NCEP/ECCO und ECMWF/OMCT analysiert. Dabei konnten in den annualen Signalanteilen der beiden Kombinationen große Unterschiede in  $\chi_1$  dokumentiert werden. Um das Schließen der Drehimpulsbilanz und damit die Übereinstimmung der beobachteten Erdrotationsschwankungen und der modellierten  $\chi$ -Funktionen aus den relevanten Teilsystemen Atmosphäre, Ozean und kontinentale Wasserspeicherung abzuschätzen, wurde das Verfahren der spektralen multiplen Regression zur Analyse verwendet. Je nachdem welche Modelle bei der spektralen MRA miteinander kombiniert werden, erklären diese die Varianz der Tageslängenschwankung im Mittel zu 93 % und die Varianz der beobachteten Polbewegung zu durchschnittlich 77 %. Die Analyse und deren Ergebnisse beziehen sich auf die gemeinsame Vergleichsebene der effektiven Drehimpulsfunktionen, wobei die Prozentangaben das Mittel der erklärten Varianz im Spektralbereich zwischen 2 und 30 Monaten darstellen. Die aus der spektralen MRA resultierenden Regressionskoeffizienten zeigen bei NCEP/ECCO in der Kombination mit jeder der hier untersuchten hydrologischen Modellierungen einen Widerspruch zu den geodätischen Beobachtungen in der Jahresschwingung von  $\chi_1$ . Dieser Unter-

schied konnte auf die atmosphärisch-ozeanischen Massenterme zurückgeführt werden, die im spektralen Bereich von etwa zwölf Monaten vermutlich Probleme auf der Modellierungsseite signalisieren. Aufgrund der Ergebnisse der spektralen MRA hat sich herausgestellt, dass die Modellkombination ECMWF/OMCT/WGHM die Variabilität hinsichtlich der beobachteten Erdrotationsschwankungen am besten wiedergibt.

Die Möglichkeit, Auswirkungen einzelner atmosphärischer Phänomene in der kontinentalen Wasserspeicherung zu identifizieren, ist bereits seit einigen Jahren bekannt. Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit belegen, dass sich mit der Bestimmung des kontinentalhydrologischen Anregungspotenzials der Erdrotationsschwankungen eine Vielzahl weiterer Signalcharakteristika im Wasserkreislauf quantifizieren lassen, deren Ursache sich auf Abweichungen vom mittleren dynamischen Zustand in den Teilsystemen Atmosphäre und Ozean zurückführen lassen. Ferner konnte eine Vielzahl dieser episodischen und quasiperiodischen Signalanteile auch in den um atmosphärische und ozeanische Einflüsse reduzierten Erdrotationsschwankungen nachgewiesen werden. Die Wavelet-Analysen der voneinander unabhängigen Drehimpulsfunktionen evaluieren einerseits die modellierten hydrologischen Anregungen mit den geodätischen Beobachtungsdaten. Zum anderen wurden die Auswirkungen von ENSO und die der atmosphärischen Oszillationen QBO und TBO auf die durch kontinentale Massenverlagerungen hervorgerufenen Erdrotationsschwankungen bestätigt. Die Untersuchungen haben gezeigt, dass die Modelle der Teilsysteme Atmosphäre, Ozean und kontinentale Wasserspeicherung einen großen Teil der Polbewegung und der Tageslängenschwankung zu erklären vermögen. Darüber hinaus treten zwischen den effektiven Drehimpulsfunktionen der untersuchten Modellkombinationen Unterschiede auf, deren Ursachen nicht vollständig geklärt werden konnten. Um die Drehimpulsbilanzierung weiter zu verbessern, sollten zukünftig Sekundäreffekte, wie beispielsweise der kontinentale Frischwassereintrag in den Ozean, beachtet und in die Simulation integriert werden. Durch die modellierte Kopplung von ozeanischen und hydrologischen Prozessen sind einerseits infolge des Masseneintrages küstennahe Dichteveränderungen im Ozean zu erwarten, die andererseits damit verbundene Variationen in den ozeanischen Strömungen verursachen und die in ihrer Summe gegebenenfalls eine verbesserte Drehimpulsbilanz nach sich ziehen. Neben den in dieser Arbeit untersuchten Einflüssen der genannten Teilsysteme tragen Prozesse in weiteren, hier vernachlässigten, Teilsystemen zur Variabilität der beobachteten Erdrotationsschwankungen bei. Sofern die Modellierung des Anregungspotenzials im Zeitbereich mehrere Dekaden abdeckt, sollten die Effekte der Festen Erde beachtet werden. Um das Anregungspotenzial der modellierten hydrologischen Massenverlagerungen auf die Erdrotationsschwankungen künftig mit weniger Unsicherheiten behaftet abschätzen zu können, erscheint eine iterative wechselseitige Evaluierung der hydrologischen Modelle mit den GRACE-Beobachtungen als sinnvoll, was Interaktionen zwischen den daran beteiligten Wissenschaftsdisziplinen voraussetzt. Es wird erwartet, dass ein detailliertes Monitoring von physikalischen Größen in den einzelnen Teilsystemen, in Verbindung mit einer verbesserten Modellierung der geophysikalischen Prozesse, bereits in den nächsten Jahren zu einem besseren Verständnis hinsichtlich der beobachteten Erdrotationsschwankungen führt.



# Literaturverzeichnis

- Barnes, R.T.H.; R. Hide und A.A. White (1983): Atmospheric angular momentum fluctuations, length-of-day changes and polar motion. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A*, 387:31–73. 28
- Bartsch, H.-J. (1997): *Taschenbuch mathematischer Formeln*. Fachbuchverlag Leipzig. 32
- Béranger, K.; B. Barnier; S. Gulev und M. Crépon (2006): Comparing 20 years of precipitation estimates from different sources over the world ocean. *Ocean Dynamics*, 56(2):104–138. 22
- Berg, A.; J.S. Famiglietti; M. Rodell; U. Jambor; S.L. Holl; R.H. Reichle und P.R. Houser (2005): Development of a hydrometeorological forcing data set for global soil moisture estimation. *International Journal of Climatology*, 25(13):1697–1714. 49
- Bromwich, D.H. und R.L. Fogt (2004): Strong Trends in the Skill of the ERA-40 and NCEP NCAR Reanalyses in the High and Midlatitudes of the Southern Hemisphere, 1958–2001. *Journal of Climate*, 17:4603–4619. 74
- Chao, B.F. (1995): Anthropogenic impact on global geodynamics due to water impoundment in major reservoirs. *Geophysical Research Letters*, 22(24):3529–3532. 19
- Chao, B.F. und R.S. Gross (2000): Coseismic Excitation of the Earth's Polar Motion. *Polar Motion: Historical and Scientific Problems, ASP Conference Series*, 208, also IAU Colloquium 178, ed. S. Dick:355–367. 17
- Chase, T.N.; R.A. Pielke Sr. und R. Avissar (2005): Teleconnections in the Earth system. In: *Encyclopedia of Hydrological Sciences*, Hg. M.G. Anderson und J.J. McDonnell. John Wiley & Sons Ltd., Chichester, West Sussex, England, S. 2849–2861. 85
- Chen, J.L. und C.R. Wilson (2003): Low degree gravitational changes from earth rotation and geophysical models. *Geophysical Research Letters*, 30(24). doi: 10.1029/2003GL018688. 54
- Chen, J.L.; C.R. Wilson; J.S. Famiglietti und M. Rodell (2005): Spatial sensitivity of the Gravity Recovery and Climate Experiment (GRACE) time-variable gravity observations. *Journal of Geophysical Research*, 110(B08408). doi: 10.1029/2004JB003536. 54
- Chen, M.; P. Xie und J.E. Janowiak (2002): Global Land Precipitation: A 50-yr Monthly Analysis Based on Gauge Observations. *Journal of Hydrometeorology*, 3(3):249–266. 45
- Chen, T.-C.; J.J. Tribbia und M.-C. Yen (1996): Interannual Variation of Global Atmospheric Angular Momentum. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 53(19):2852–2857. 40

- Dill, R. (2002): *Der Einfluss von Sekundäreffekten auf die Rotation der Erde*. Reihe C, Dissertation, Heft Nr. 550, Bayerische Akademie der Wissenschaften, München. 18, 19
- Dirmeyer, P.A.; Z. Guo und Z. Gao (2004): *Validation and forecast applicability of multi-year global soil wetness products*. Techn. Ber., COLA Technical Report. 45, 46
- Dobslaw, H. und M. Thomas (2007): Impact of river run-off on global ocean mass redistribution. *Geophysical Journal International*, 168(2):527–532. 41
- Döll, P.; F. Kaspar und B. Lehner (2003): A global hydrological model for deriving water availability indicators: model tuning and validation. *Journal of Hydrology*, 270 (1-2):105–134. 44, 47, 48, 49, 50
- van den Dool, H.; J. Huang und Y. Fan (2003): Performance and analysis of the constructed analogue method applied to U.S. soil moisture over 1981-2001. *Journal of Geophysical Research*, 108(D16):8617. 45
- Eubanks, T.M. (1998): The Biological Excitation of the Polar Motion. AGU Fall Meeting, San Francisco. 19
- Fan, Y. und H. van den Dool (2004): Climate Prediction Center global monthly soil moisture data set at 0.5° resolution for 1948 to present. *Journal of Geophysical Research*, 109(D10102). doi: 10.1029/2003JD004345. 45, 47
- Garnett, R.; N. Nirupama; C.E. Haque und T.S. Murty (2006): Correlates of Canadian Prairie summer rainfall: implications for crop yields. *Journal of Climate*, 32(1):25–33. 87
- Gilman, D.L.; F.J. Fuglister und J.M. Mitchell (1963): On the power spectrum of "red noise". *Journal of the Atmospheric Sciences*, 20(2):182–184. 36
- Gray, W.M.; J.D. Sheaffer und J.A. Knaff (1992): Influence of the stratospheric QBO on ENSO variability. *Journal Meteorological Society of Japan*, 70(5):975–995. 85
- Greatbatch, R.J. (1994): A note on the representation of steric sea level in models that conserve volume rather than mass. *Journal of Geophysical Research*, 99(C6):12767–12771. 57
- Greiner-Mai, H.; L. Ballani; D. Strohmeyer und R. Hengst (2006): Poloidal electromagnetic torques for different conductivity models in the core-mantle transition zone. *Geophysical Research Abstract*, 8(02780). 17
- Greiner-Mai, H.; H. Jochmann; F. Barthelmes und L. Ballani (2003): Possible influences of core processes on the Earth's rotation and the gravity field. *Journal of Geodynamics*, 36:343–358. 17, 26
- Gross, R.S. (1992): Correspondence between theory and observations of polar motion. *Geophysical Journal International*, 109:162–170. 30
- Gross, R.S. (2002): Angular momentum in the Earth system. In: *Proceedings of the V Hotine-Marussi Symposium on Mathematical Geodesy*, Hg. F. Sanso. Springer Verlag, New-York, S. 274–284. 39, 40



- Gross, R.S. (2003): The GGFC Special Bureau for the Oceans: past progress and future plans. In: *Proceedings of the IERS Workshop on Combination Research and Global Geophysical Fluids*, Hg. B. Richter; W. Schwegmann und W.R. Dick. Verlag des Bundesamtes für Kartographie und Geodäsie, Frankfurt am Main, IERS Technical Note 30, S. 131–138. 57
- Gross, R.S. und B.F. Chao (2006): The rotational and gravitational signature of the December 26, 2004 Sumatra. *Surveys in Geophysics*, 27(6):615–632. 18
- Gross, R.S.; I. Fukumori und M. Menemenlis (2005): Atmospheric and oceanic excitation of decadal-scale Earth orientation variations. *Journal of Geophysical Research*, 110(B09405). doi: 10.1029/2004JB003565. 42
- Guentner, A. (2006): priv. Mitteilung: Antriebsfelder des hydrologischen Modells WGHM. 25. Apr. 2006. guentner|@|gfz-potsdam.de. 47
- Hase, H. (1999): *Theorie und Praxis globaler Bezugssysteme*. Dissertation, Technischen Universität München, München. 15
- Hastings, D.A. und K.D. Paula (1999): *Global Land One-kilometer Base Elevation (GLOBE) Digital Elevation Model, Documentation*. Key to Geophysical Records Documentation 34, National Oceanic and Atmospheric Administration. 56
- Heise, S. (2007): priv. Mitteilung: Verminderung der Unsicherheiten in atmosphärischen Feldern durch die Integration von Satellitenbeobachtungen in die Reanalyseprozessierung. 11. Apr. 2007. heise|@|gfz-potsdam.de. 74
- Hengst, R. (2003): *Wavelet-Analysen ozeanischer Drehimpulszeitreihen*. Scientific Technical Report STR03/08, GeoForschungsZentrum Potsdam. 34
- Höpfner, J. (2000): Seasonal length-of-day changes and atmospheric angular momentum oscillations in their temporal variability. *Journal of Geodynamics*, 74(3-4):335–358. 41
- Huang, J.; H.M. van den Dool und K.P. Georgarakos (1996): Analysis of Model-Calculated Soil Moisture over the United States (1931-1993) and Applications to Long-Range Temperature Forecasts. *Journal of Climate*, 9(6):1350–1362. 5, 43, 45
- Jenkins, G.M. und D.G. Watts (1968): *Spectral Analysis and Its Applications*. Holden Day, San Francisco, USA. 36
- Jochmann, H. (1981): *Die Analyse der Polbewegung mit Hilfe meteorologischer Erregerfunktionen*. Techn. Ber. 67, Veröffentlichung des Zentralinstituts für Physik der Erde. 18
- Jochmann, H. (2006): Grundlegende Beziehungen zur Untersuchung des Einflusses geophysikalischer Prozesse auf die Erdrotation. *Allgemeine Vermessungs-Nachrichten*, D 1103(08-09):282–304. 26
- Johnson, T.J.; C.R. Wilson und B.F. Chao (1999): Oceanic angular momentum variability estimated from the Parallel Ocean Climate Model, 1988-1998. *Journal of Geophysical Research*, 104(11):25183–25195. 42
- Jones, T.A. (2006): MATLAB functions to analyze directional (azimuthal) data—I: Single-sample inference. *Computers & Geosciences*, 32(2):166–175. 62

- Kalnay, E.; M. Kanamitsu; R. Kistler; W. Collins; D. Deaven; L. Gandin; M. Iredelland; S. Saha; G. Whiteand; J. Woollenand; Y. Zhu; A. Leetmaa; B. Reynolds; M. Chelliah; W. Ebisuzaki; W. Higgins; J. Janowiak; K.C. Mo; C. Ropelewski; J. Wang; R. Jenne und D. Joseph (1996): The NCEP/NCAR 40-Year Reanalysis Project. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 77(3):437–471. 41
- Kistler, R.; W. Collins; S. Saha; G. White; J. Woollen; M. Chelliah; W. Ebisuzaki; M. Kanamitsu; V. Kousky; H. van den Dool; R. Jenne und M. Fiorino (2001): The NCEP-NCAR 50-Year Reanalysis: Monthly Means CD-ROM and Documentation. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 82(2):247–267. 45
- Lambeck, K. (1988): *Geophysical Geodesy: The Slow Deformation of the Earth*. Oxford University Press, Oxford. 31
- Liao, D.; X. Liao und Y. Zhou (2003): Oceanic and atmospheric excitation of the Chandler wobble. *Geophysical Journal International*, 152(1):215–227. 26
- Manabe, S. (1969): Climate and the ocean circulation I. The atmospheric circulation and the hydrology of the Earth's surface. *Monthly Weather Review*, 97(11):739–774. 45, 46
- Mardia, K.V. und P.E. Jupp (2000): *Directional Statistics*. John Wiley & Sons Ltd., Chincester, England. 62
- Masaki, Y. und Y. Aoyama (2005): Seasonal and non-seasonal AAM Functions from different reanalysis sets. In: *Forcing of polar motion in the Chandler frequency band: a contribution to understanding interannual climate variation*, Hg. H.-P. Plag; B.F. Chao; R. Gross und T. van Dam. Luxembourg, Cahiers du Centre Européen de Géodynamique et de Séismologie, 24, S. 103–108. 41
- Mathews, P.M. und I.I. Shapiro (1992): Nutations of the Earth. *Annual review of earth and planetary sciences*, 20(A93-45370 18-46):469–500. 30
- Mayer, M. und B. Heck (2005): Verwendung des Globalen Positionierungssystems als Bodenfeuchte-sensor. *Geoätische Woche*, Düsseldorf. 43
- McCarthy, D.D. und G. Petit (2004): *IERS Conventions (2003)*. IERS Technical Note 32, International Earth Rotation and Reference Systems Service (IERS), Central Bureau, Bundesamt für Kartographie und Geodäsie, Richard-Strauss-Allee 11, 60598 Frankfurt am Main, Germany. 30
- McPhaden, M.J. (2002): *El Nio and La Nia: Causes and Global Consequences*, Chichester, UK, Bd. Volume 1, The Earth system: physical and chemical dimensions of global environmental change von *Encyclopedia of Global Environmental Change*, S. 353–370. 85
- Meehl, G.A. (1997): The South Asian Monsoon and the Tropospheric Biennial Oscillation. *Journal of Climate*, 10(8):1921–1943. 87
- Melchior, P. (1986): *The Physics of the Earth's Core*. Pergamon Press, Oxford OX3 0BW, England. 16
- Milly, P.C.D. (2006): LaDWorld Model-Output Data Sets. letzter Aufruf: 20. Apr. 2006. 46

- Milly, P.C.D.; A. Cazenave und C. Gennero (2003): Contribution of climate-driven change in continental water storage to recent sea-level rise. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 100(23):13158–13161. 47, 57, 58
- Milly, P.C.D. und K.A. Dunne (2002): Macroscale water fluxes 2. Water and energy supply control of their interannual variability. *Water Resource Research*, 38(10). doi: 10.1029/2001WR000760. 47
- Milly, P.C.D. und A.B. Shmakin (2002a): Global Modeling of Land Water and Energy Balances. Part I: The Land Dynamics (LaD) Model. *Journal of Hydrometeorology*, 3(3):283–299. 45, 46, 47
- Milly, P.C.D. und A.B. Shmakin (2002b): Global Modeling of Land Water and Energy Balances. Part II: Land-Characteristic Contributions to Spatial Variability. *Journal of Hydrometeorology*, 3(3):301–310. 47
- Mittelbach, F. und M. Goossens (2005): *Der L<sup>A</sup>T<sub>E</sub>X-Begleiter*. Pearson Education Deutschland, München, 2. Aufl. 113
- Moritz, H. und I.I. Mueller (1987): *Earth Rotation, Theory and Observation*. The Ungar Publishing Company, New York. 29
- Mound, J.E. (2005): Electromagnetic torques in the core and resonant excitation of decadal polar motion. *Geophysical Journal International*, 160(2):721–728. 17
- Munk, W.H. und G.J.F. MacDonald (1960): *The rotation of the Earth; A geophysical discussion*. Cambridge monographs on mechanics and applied mathematics. Cambridge University Press, Cambridge, England. 23, 25, 26
- Naujokat, B. (2005): Variabilität in der Stratosphäre: Die QBO. In: *Promet: Mittlere und obere Atmosphäre*, 31, Hg. C. Jacobi und J. Neisser. Deutscher Wetterdienst, Offenbach, S. 30–32. 67
- New, M.; M. Hulme und P. Jones (2000): Representing Twentieth-Century Space-Time Climate Variability. Part II: Development of 1901–96 Monthly Grids of Terrestrial Surface Climate. *Journal of Climate*, 13(13):2217–2238. 47, 48
- Polzer, G. (1997): *Analysis of earth tide observations for the determination of core resonance parameters*. Dissertation, Universität Karlsruhe, Geophysikalisches Institut, Karlsruhe. 32
- Press, W.H.; S.A. Teukolsky; W.T. Vetterling und B.P. Flannery (1992): *Numerical Recipes in FORTRAN. The Art of Scientific Computing*. Cambridge University Press, Chincester, England. 33
- Prokoph, A. und F. Barthelmes (1996): Detection of nonstationarities in geological time series: Wavelet transform of chaotic and cyclic sequences. *Computers & Geosciences*, 22(10):1097–1108. 34
- Richter, B. (1995): Die Parametrisierung der Erdorientierung. *Zeitschrift für Vermessungswesen*, 102(3):109–119. 15
- Riegger, J. und A. Güntner (2005): Time Variation In Hydrology and Gravity. *Earth, Moon and Planets*, 94(1-2):41–55. 85
- Riley, W.J. und C.A. Greenhall (2004): Power law noise identification using the LAG 1 autocorrelation. 81

- Rodell, M.; P.R. Houser; U. Jambor; J. Gottschalck; K. Mitchell; C.-J. Meng; K. Arsenault; B. Cosgrove; J. Radakovich; J.K. Entin M. Bosilovich; J.P. Walker; D. Lohmann und D. Toll (2004): The Global Land Data Assimilation System. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 85(3):381–394. 47, 49
- Sasao, T.; I. Okamoto und S. Sakai (1977): Dissipative Core-Mantle Coupling and Nutational Motion of the Earth. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 29:83–106. 26
- Sasgen, I.; Z. Martinec und K. Fleming (2007): Wiener optimal filtering of GRACE data. *Studia Geophysica et Geodaetica*, 50(4):499–508. 54
- Schmidt, M. und H. Schuh (1999): Wavelet-Analyse der mit VLBI beobachteten Nutationsreihen. *Zeitschrift für Vermessungswesen*, 124:24–30. 34
- Schödlbauer, A. (1999): *Geodätische Astronomie: Grundlagen und Konzepte*. de Gruyter, Berlin, New York. 15, 29
- Schuh, H.; R. Dill; H. Greiner-Mai; H. Kutterer; J. Müller; A. Notnagel; B. Richter; M. Rothacher; U. Schreiber und M. Soffel (2003): *Erdrotation und globale dynamische Prozesse*. erarbeitet innerhalb des DFG-Forschungsvorhabens "Rotation der Erde" Band 32, Mitteilungen des Bundesamtes für Kartographie und Geodäsie, Frankfurt am Main. 14, 17, 29
- Seidelmann, P.K. und J. Kovalevsky (2002): Application of the new concepts and definitions (ICRS, CIP and CEO) in fundamental astronomy. *Astronomy & Astrophysics*, 392:341–351. 30
- Seitz, F. (2004): *Atmosphärische und ozeanische Einflüsse auf die Rotation der Erde - Numerische Untersuchungen mit einem dynamischen Erdsystemmodell*. Dissertation, Deutsche Geodätische Kommission, Reihe C, Nr. 578, München. 18, 40
- Seitz, F.; J. Stuck und M. Thomas (2004): Consistent atmospheric and oceanic excitation of the Earth's free polar motion. *Geophysical Journal International*, 157(1):25–35. 14, 26
- Stephenson, F.R. (2003): Historical eclipses and Earth's rotation. *Astronomy and Geophysics*, 44(2):2.22–2.27. 39
- Storch, H.v. und F.W. Zwiers (1999): *Statistical Analysis in Climate Research*. Cambridge University Press, Cambridge CB2 1RP, United Kingdom. 36, 37
- Stuck, J. (2002): *Die simulierte axiale atmosphärische Drehimpulsbilanz des ECHAM3-T21 GCM*. Dissertation, Bonner meteorologische Abhandlungen, H. 56, Bonn. 38
- Stuck, J.; A. Güntner und B. Merz (2006): ENSO impact on simulated South American hydroclimatology. *Advances in Geosciences*, 6:227–236. 84, 85
- Stuck, J. und A. Hense (2002): Die simulierte dreidimensionale atmosphärische Drehimpulsvariabilität. In: *Vorträge beim 4. DFG-Rundgespräch im Rahmen des Forschungsvorhabens Rotation der Erde zum Thema 'Wechselwirkungen im System Erde'*, Höllenstein/Wetzell, Hg. H. Schuh; M. Soffel und H. Hornik. Deutsche Geodätische Kommission, Verlag der Bayerischen Akademie der Wissenschaften, München, Reihe A, S. 117–124. 94

- Stuck, J.; F. Seitz und M. Thomas (2005): Atmospheric forcing mechanisms of polar motion. In: *Forcing of polar motion in the Chandler frequency band: a contribution to understanding interannual climate variation*, Hg. H.-P. Plag; B.F. Chao; R. Gross und T. van Dam. Luxembourg, Cahiers du Centre Européen de Géodynamique et de Séismologie, 24, S. 127–133. 69
- Swenson, S. und J. Wahr (2002): Methods for inferring regional surface-mass anomalies from Gravity Recovery and Climate Experiment (GRACE) measurements of time-variable gravity. *Journal of Geophysical Research*, 107(B9, 2193). doi: 10.1029/2001JB000576. 66
- Swenson, S. und J. Wahr (2006): Post-processing removal of correlated errors in GRACE data. *Geophysical Research Letters*, 33(L08402). doi: 10.1029/2005GL025285. 54
- Tapley, B.D.; S. Bettadpur; M. Watkins und C. Reigber (2004): The gravity recovery and climate experiment: Mission overview and early results. *Geophysical Research Letters*, 31(9). 54
- Thomas, M. (2002): *Ozeanisch induzierte Erdrotationsschwankungen: Ergebnisse eines Simultanmodells für Zirkulation und ephemeridische Gezeiten im Weltozean*. Dissertation, Band Nr. 283, Examensarbeiten am IfM-H, Hamburg. 28, 41, 71
- Thornwaite, C.W. (1948): An approach toward a rational classification of climate. *Geographical Review*, 38(1):55–94. 43
- Torrence, C. und G.P. Compo (1998): A Practical Guide to Wavelet Analysis. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 79(1):61–78. 34, 35, 81
- Urschl, C.; R. Dach; U. Hugentobler; S. Schaer und G. Beutler (2005): Validating ocean tide loading models using GPS. *Journal of Geodynamics*, 78(10):616–625. 21
- Wagner, W.; G. Lemoine und H. Rott (1999): A Method for Estimating Soil Moisture from ERS Scatterometer and Soil Data. *Remote Sensing of Environment*, 70(2):191–207. 43
- Wahr, J.M. (1982): The effects of the atmosphere and oceans on the Earth’s wobble: I. Theory. *Geophysical Journal Of The Royal Astronomical Society*, 70:349–372. 27
- Wahr, J.M. (1983): The effects of the atmosphere and oceans on the Earth’s wobble and on the seasonal variations in the length of day: II. Results. *Geophysical Journal Of The Royal Astronomical Society*, 74:451–487. 27
- Walter, C. (2005): priv. Mitteilung: Einfluss von Relativbewegungen kontinentaler Wassermassen auf die beobachteten Erdrotationsschwankungen. 9. Nov. 2005. claudia.walter|@|tu-dresden.de. 21, 24
- Wilson, C.R. und R.O. Vicente (1980): An Analysis Of The Homogeneous ILS Polar Motion Series. *Geophysical Journal Of The Royal Astronomical Society*, 62(3):605–616. 14, 26
- Wünsch, J. (2002): Oceanic and soil moisture contributions to seasonal polar motion. *Journal of Geodynamics*, 33:269–280. 18
- Xu, S. und A.M.K. Szeto (1996): Gravitational coupling within the Earth: comparison and reconciliation. *Physics of The Earth and Planetary Interiors*, 97(1-4):95–107. 17
- Yoder, C.F.; J.G. Williams und M.E. Parke (1981): Tidal Variations of Earth Rotation. *Journal of Geophysical Research*, 86(B2):881–891. 80

Zharkov, V.N.; S.M. Molodensky; A. Brzezinski; E. Groten und P. Varga (1996): *The Earth and its Rotation. Low Frequency Geodynamics*. Herbert Wichmann Verlag, Heidelberg. 27, 28, 30, 31

Zürn, W. und R. Widmer-Schnidrig (2002): Globale Eigenschwingungen der Erde. *Physik Journal*, 10(1):49–55. 26

# Abbildungs- und Tabellenverzeichnis

## Abbildungsverzeichnis

2.1	Schematische Darstellung des Präzessions- und Nutationseinflusses. . . . .	16
4.1	Schematische Darstellung des kontinentalen Wasserkreislaufs. . . . .	44
5.1	Verteilung der modellierten hydrologischen Jahresamplituden. . . . .	51
5.2	Phasenwinkel des hydrologischen Jahressignals. . . . .	52
5.3	Hydrologische Schwankungen in Bezug auf die Parameter Schnee, Bodenfeuchte und Grundwasser. . . . .	53
5.4	Auf die Hydrologie zurückzuführende annuelle Variationen im beobachteten Schweresignal. . . . .	55
5.5	Aus den hydrologischen Variationen abgeleitete Meeresspiegelschwankungen. .	58
5.6	Abweichungen zwischen der modellierten und der beobachteten Hydrologie in der Antarktis. . . . .	59
5.7	Der globaler hydrologische Massenumsatz, hydrologische Modelle versus GRACE.	61
5.8	Prinzipskizze zur Berechnung des mittleren Phasenwinkels. . . . .	63
5.9	Analyse des annuellen hydrologischen Massenumsatzes und der Einfluss der einzelnen Kontinente auf die Gesamtvariation von $\Delta M_{W_S}$ . . . . .	65
6.1	Der Einfluss der Druckvariationen und der Relativbewegungen in Atmosphäre und Ozean auf die effektiven Drehimpulsfunktionen. . . . .	68
6.2	Vergleich der annuellen $\chi$ -Funktionen der der atmosphärisch-ozeanischen Modellkombinationen NCEP/ECCO und ECMWF/OMCT. . . . .	69
6.3	Die modellierte Wasserspeicherung und deren Anregungen zu Erdrotationschwankungen. . . . .	77
6.4	Der Einfluss der kontinentalen Massenvariationen (GRACE) auf die Erdrotationsschwankungen. . . . .	78
6.5	Einfluss annueller hydrologischer Massenverlagerungen der einzelnen Kontinente auf die $\chi$ -Funktionen. . . . .	79
6.6	Das spektrale Signifikanzniveau in Abhängigkeit zum stochastischen Signalanteil.	81
6.7	Wavelet-Analysen der äquatorialen $\chi$ -Funktionen (LaDW, H96). . . . .	83

6.8	Wavelet-Analysen der $\chi$ -Funktionen aus WGHM. . . . .	84
6.9	Wavelet-Analyse der hinsichtlich atmosphärischer und ozeanischer Anteile reduzierten Beobachtungen der EOPC04-Reihe . . . . .	86
6.10	Vergleich der modellierten annuellen Drehimpulsfunktionen aus Atmosphäre und Ozean (NCEP/ECCO) mit dem zusätzlichen Einfluss der Wasserspeicherung. . . . .	90
6.11	Vergleich der beobachteten Erdrotationsschwankungen mit den modellierten Drehimpulsvariationen aus Atmosphäre, Ozean und der kontinentalen Wasserspeicherung (ECMWF/OMCT). . . . .	91
6.12	Erklärte Varianzen der spektralen MRA bezüglich atmosphärischer Relativbewegungen . . . . .	93
6.13	Spektrale multiple Regressionskoeffizienten der $\chi$ -Funktionen einzelner Modellkombinationen. . . . .	95
6.14	Erklärte Varianzen der spektralen MRA. . . . .	96
6.15	Spektrale multiple Regressionskoeffizienten und erklärte Varianzen der Modellkombination ECMWF/OMCT/WGHM. . . . .	97

## Tabellenverzeichnis

4.1	Zusammenstellung der untersuchten hydrologischen Modelle. . . . .	46
4.2	Antriebsdaten (Temperatur und Niederschlag) der hydrologischen Modelle. . . . .	47
6.1	Analyse der Trends und der annuellen Signalanteile in den $\chi$ -Funktionen der atmosphärisch-ozeanischen Modellkombinationen. . . . .	70
6.2	Multiple Regressionsanalyse zwischen den beobachteten Erdrotationsschwankungen und den Anregungen der atmosphärisch-ozeanischen Modellkombinationen. . . . .	73
6.3	Analyse der Trends und der hydrologischen Jahressignale in $\chi$ : GRACE versus hydrologische Modelle. . . . .	76
6.4	Ergebnisse der Wavelet-Analysen der hydrologisch bedingten $\chi$ -Funktionen im Vergleich zu den um atmosphärische und ozeanische Anteile reduzierten Beobachtungen der EOPC04-Reihe. . . . .	89



## Danksagung

Mein Dank gilt an erster Stelle meiner Frau Antje. Ohne ihre Unterstützung und ihre Kompromissfähigkeit und mit den, in den letzten beiden Jahren ihrerseits tolerierten Beschränkungen in unserem Leben, wäre diese Arbeit nicht zustande gekommen. Danken möchte ich meinen Eltern, die mir neben meiner Studienzeit auch während meiner Zeit am GeoForschungsZentrum große Unterstützung gaben. Besonders sei hier auf die Hilfe meines Vaters verwiesen, ohne dessen orthografischen Spürsinn so manche Satzgebilde noch deutlich undurchsichtiger geblieben wären.

Für den fachlichen Beistand danke ich ganz herzlich meinem Betreuer Hans Greiner-Mai und Herrn Jochmann, dessen anhaltenden Forschergeist ich sehr bewundere. Einen bedeutenden Einfluss auf diese Arbeit nahmen die Diskussionen mit Jochen, die einige klimatologischen Prozesse hinsichtlich der Erdrotationsschwankungen näher beleuchteten.

Neben dem mehr als eintausend Seiten umfassenden Werk von Mittelbach und Goossens, das eine bedeutende Hilfe in der Anwendung des in dieser Arbeit benutzten professionellen Satzsystems  $\LaTeX$  war, danke ich vor allem Jan und Volker für die schnelle Hilfe und die Geduld bei den Fragen bezüglich  $\LaTeX$ . Mein Dank gilt weiterhin den an dieser Stelle noch nicht benannten Kollegen/innen des Department 1 des GFZ Potsdam, insbesondere Veronika für die Hilfe bei administrativen Fragen, Zdeněk und Ingo für die zahlreichen sportlichen Auseinandersetzungen, Nicola für die Unterstützung bei METAPOST sowie Sylvia Magnussen und Hans Kühn für den Rundumservice an den ig-Maschinen.

Für Wohlbehagen und Entspannung sorgten die Schwingungen und Töne, die in den Notenbüchern von Tom Yorke, Tori Amos, Archive, The Knife, den Rainbirds und in denen der Herren Kruder & Dorfmeister bzw. Strauss & Bargeld ihren Ursprung haben. Somit konnte die Zeit, die für die Berechnungen und für das Generieren der Grafiken mit Hilfe der Software MATLAB und METAPOST notwendig war, kurzweilig überbrückt werden.

Potsdam, 5. Juli 2007