

Ozeanisch induzierte Erdrotationsschwankungen

Ergebnisse eines Simultanmodells

für Zirkulation und ephemeridische Gezeiten im Weltozean

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften
im Fachbereich Geowissenschaften
der Universität Hamburg

vorgelegt von

Maik Thomas
aus Wilhelmshaven

Hamburg

2002

Als Dissertation angenommen vom Fachbereich Geowissenschaften der
Universität Hamburg

auf Grund der Gutachten von Prof. Dr. J. Sündermann,
Prof. Dr. W. Zahel
und Prof. Dr. H. Schuh

Hamburg, den 14.12.2001

Prof. Dr. U. Bismayer
Dekan
des Fachbereichs Geowissenschaften

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Erdrotationsschwankungen	6
2.1	Ursachen	6
2.1.1	Externe Kräfte	6
2.1.2	Geophysikalische Anregungsmechanismen	7
2.2	Theoretische Beschreibung	8
2.2.1	Drehimpulserhaltung	8
2.2.2	Bewegungen der instantanen Rotationsachse	9
2.2.3	χ -Funktionen	11
2.2.4	Schwankungen des CEP	12
2.2.5	FCN-Resonanz – Erweiterung auf den hochfrequenten Spektralbereich	13
2.3	Beobachtung von Erdrotationsvariationen	15
2.4	Simulation der Erdrotationsparameter	17
3	Ein Simultanmodell für Zirkulation und Gezeiten im Weltozean	21
3.1	Modellgleichungen	21
3.2	Anfangs- und Randbedingungen	22
3.2.1	Atmosphärischer Antrieb	22
3.2.1.1	Klimatologischer Antrieb	22
3.2.1.2	Echtzeitantrieb	23
3.2.2	Auflast der Atmosphäre – Antrieb durch Atmosphärendruck	23
3.2.3	Antrieb durch gezeitenerzeugende Kräfte	25
3.2.4	Auflast und Selbstanziehung der Wassermassen	29
3.3	Sterische Korrektur	30
3.4	Durchgeführte Langzeitsimulationen	32
4	Zur simulierten großskaligen Dynamik	34
4.1	Lunisolare Gezeiten	34
4.2	Die allgemeine Zirkulation	39
4.2.1	Die mittlere thermohaline und windgetriebene Zirkulation	40
4.2.2	Echtzeitzirkulation	45
4.2.2.1	Sterische Anomalien	46
4.2.2.2	Verhält sich der Ozean invers barometrisch?	49
4.2.2.3	Einfluss von Auflast und Selbstanziehung auf die Massenverteilung	51
4.3	Zur instantanen Dynamik des Simultanfeldes	52
5	Simulation ozeanischer Einflüsse auf die Erdrotationsparameter	55
5.1	Methodik	55
5.1.1	Von Strömungen und Massenfeldern zu Rotationsschwankungen	55
5.1.2	Verifikationsebenen	57

5.2	Vergleichsdaten	59
5.2.1	Die Beobachtungszeitreihe EOP C04 [<i>IERS</i> , 1997]	59
5.2.2	Ozeanische Daten	60
5.2.2.1	Gezeitendrehimpulse	60
5.2.2.2	Drehimpulszeitreihen aus Zirkulationsmodellen	62
5.2.3	Atmosphärische Daten	63
5.3	Gezeiteninduzierte Erdrotationsschwankungen	64
5.3.1	Drehimpulskomponenten der Hauptpartialtiden	65
5.3.2	Spektralzerlegung strömungs- und massenbedingter Anregungen χ in den einzelnen Ozeanen	71
5.3.3	Anregungen und Rotationsbewegungen durch langperiodische Tiden	75
5.4	Wirkung der allgemeinen Zirkulation auf die Erdrotation	79
5.4.1	Windgetriebene und thermohaline Effekte: Klimatologische versus Echtzeitzirkulation	80
5.4.2	Sterische Effekte	85
5.4.3	Einfluss atmosphärischer Druckschwankungen	89
5.4.4	Zirkulationsbedingte Auflast- und Selbstanziehungseffekte	93
5.5	Das transiente Simultanfeld	96
5.5.1	Nichtlineare Wechselwirkungen	96
5.5.2	Dekomposition der Integralgrößen - Ein Beispiel	99
5.6	Drehimpulsbilanz des Teilsystems Atmosphäre-Ozean	105
6	Zusammenfassung	109
	Dank	115
	Abkürzungen und Symbole	116
	Literatur	120

1 Einleitung

Im Erdaußenraum manifestieren sich Schwankungen des Gesamtsystems Erde in Variationen des Erdschwere- und -magnetfeldes, in Änderungen der Erdfigur sowie in Schwankungen im Rotationsverhalten des Erdkörpers. Von Stationen auf der Erdoberfläche oder mit weltraumgestützten Methoden erlauben moderne geodätische Verfahren mit zunehmender Präzision die Messung aller vier physikalischen Größen. Die gemessenen Zustände repräsentieren stets das Resultat externer, d.h. auf Gravitationswechselwirkung mit anderen Himmelskörpern zurückzuführender, und vielfältiger interner, d.h. geophysikalischer Prozesse, die im allgemeinen sowohl von dreidimensionaler Natur als auch räumlich begrenzt sind. Lassen sich im Falle der Erdfigur, des Schwere- und Magnetfeldes die Schwankungen zumindest noch auf einer kugelschalenähnlichen Fläche darstellen, die zumeist aus einem Netz von punktuellen Messungen resultiert, so ist die Datenkomprimierung im Falle der variablen Erdrotation besonders dramatisch; denn sämtliche für die Bewegungsänderung verantwortlichen externen und geophysikalischen Mechanismen degenerieren zu Zeitreihen eines nur dreidimensionalen Vektors, von denen zwei Komponenten die Orientierung der Erde im Raum und eine die Rotationsgeschwindigkeit beschreiben.

Beobachtet wird folglich stets das Ergebnis einer Summation, wobei die addierten Summanden nicht mehr eindeutig identifizierbar und damit die Messresultate aus sich heraus im Hinblick auf die verursachenden Prozesse nicht interpretierbar sind. Das Verständnis der beobachteten geophysikalischen Aspekte globalen Wandels bedarf deshalb der Heranziehung weiterer Methoden, vornehmlich die der Theorie und Modellbildung.

Die geodätisch beobachteten zeitlichen Änderungen von instantaner Richtung und Betrag des Erdrotationsvektors lassen sich theoretisch und bei geschickter Wahl des Bezugssystems in auf externe Kräfte zurückzuführende und geophysikalisch angeregte Schwankungen separieren. Im Gegensatz zu den durch Gravitationswechselwirkung mit anderen Himmelskörpern entstehenden externen Anregungsmechanismen sind die internen, durch Massenverlagerungen und Bewegungsvorgänge in den einzelnen Teilsystemen angeregten Rotationsvariationen infolge ihrer Komplexität nicht durch rein theoretische Ansätze darstellbar. Eine Quantifizierung der Anregungsbeiträge der als Haupteinflussfaktoren geltenden Teilsysteme Erdkern, Hydrosphäre und Atmosphäre mittels Beobachtung ist nur sehr begrenzt möglich, insbesondere bei ersterem Teilsystem, das sich einem direkten Zugriff weitgehend entzieht. Der Entwicklungsstand der routinemässigen Erfassung der atmosphärischen Zustandsgrößen ist dagegen aufgrund ihrer schon frühzeitig erkannten weitreichenden Bedeutung für alltägliche und wirtschaftliche Belange am weitesten fortgeschritten; operationell wird der Atmosphärenzustand von den jeweiligen Wetterdiensten erfasst, so dass – beispielsweise mit Reanalysemethoden – auch für die integralen Größen relevante konsistente Globalfelder erstellt werden können. Verfahrenstechnisch ist eine äquivalente Bestimmung des dynamischen Zustandes des Ozeans als Teilkomponente der Hydrosphäre zwar denkbar, doch verhindert bereits die räumliche Ausdehnung der Weltmeere eine umfassende dreidimensionale in-situ-Beobachtung. Methoden der Fernerkundung liefern seit einigen Jahrzehnten und mit fortschreitender Genauigkeit nahezu

flächendeckende Informationen über physikalische Größen an der Meeresoberfläche; Aussagen hinsichtlich des physikalischen Zustandes des Ozeans jenseits weniger Zentimeter der Oberfläche sind jedoch bislang aus den mit Satelliten erhobenen Daten nur unter Zuhilfenahme stark vereinfachender Annahmen ableitbar.

Eine alternative Möglichkeit zur Beschreibung der dreidimensionalen transienten ozeanischen Dynamik bietet die Modellbildung auf Basis der hydrodynamisch-numerischen Methode, bei der – vereinfacht ausgedrückt – die physikalischen Prozesse mathematisch in Form von Gleichungen formuliert und nach Diskretisierung auf numerischem Wege approximativ gelöst werden. Der hierzu nötige Rechenaufwand ist maßgeblich bestimmt durch die Auflösung des Modells in Raum und Zeit sowie durch Anzahl und Parametrisierungsart der einbezogenen physikalischen Prozesse. Aus ökonomischen Gründen werden deshalb bei den Modellen des Weltozeans traditionell die Hauptkomponenten ozeanischer Dynamik entsprechend der Hauptantriebsquellen, nämlich Gravitationskräfte von Sonne und Mond sowie Antrieb durch die Atmosphäre, getrennt simuliert, so dass sich bis heute ozeanische Globalmodelle streng in Gezeiten- und Zirkulationsmodelle einteilen lassen. Implizit setzt eine derartige Separation voraus, dass nichtlineare Wechselwirkungen zwischen den beiden Hauptkomponenten des ozeanischen Bewegungsspektrums, Zirkulation und Gezeiten, vernachlässigbar sind. Da auch die theoretische Simulation welt-ozeanischer Gezeitenerscheinungen bislang ausschließlich über Partialtiden, also mittels einer linearen Zerlegung des lunisolaren Gezeitenpotentials erfolgt, ist eine Beschreibung der instantanen Ozeandynamik lediglich bedingt über eine Linearkombination abzählbarer Komponenten des Bewegungsfeldes möglich. Doch auch diese lineare Approximation ist infolge der zumeist sehr unterschiedlichen Variationszeitskalen von Zirkulation und Gezeiten begrenzt; denn während die Gezeitenerscheinungen dominiert sind von halb-, ganz- und vierzehntägigen Perioden, liegen die charakteristischen Variationen der großskaligen Zirkulation im Periodenbereich von einigen Monaten bis Dekaden. Infolgedessen sind globale Gezeiten- und Zirkulationsmodelle auf voneinander abweichenden Zeitskalen ausgerichtet. Zu erwarten ist allerdings, dass insbesondere im Bereich benachbarter Perioden, wie es beispielsweise bei saisonalen Variationen und ganzjährigen Tiden der Fall ist, nichtlineare Wechselwirkungen signifikant sind.

Mit einem gegenüber der traditionellen Vorgehensweise konzeptionell erweiterten Modell, das eine simultane Modellierung der welt-ozeanischen Zirkulations- und Gezeitendynamik erlaubt, werden nachfolgend die von unterschiedlichen Komponenten der instantanen ozeanischen Dynamik ausgehenden Einflüsse auf das Rotationsverhalten der Erde untersucht. Die Gezeitenkräfte werden hierbei aus Ephemeriden ohne Zerlegung in Fourierkomponenten (Partialtiden) ermittelt und in die hydrodynamischen Bewegungsgleichungen eingesetzt. Neben thermohalinen und windgetriebenen Komponenten der allgemeinen Zirkulation finden ferner sowohl die statischen und dynamischen Wirkungen des Atmosphärendruckes auf die Meeresoberfläche als auch sekundäre Effekte Berücksichtigung, die bislang noch nicht beziehungsweise nur eingeschränkt auf der globalen Skala modelliert wurden. Hierzu gehören die mit Dichteanomalien einhergehenden Ausdehnungs- und Kontraktionsprozesse der Wassersäule ebenso wie das durch Auflast und Selbstanziehung der Wassermassen in einem baroklinen Ozean verursachte Sekundärpotential. Die Zulässigkeit der bislang in numerischen Modellen des Weltozeans

vollzogenen Trennung von Zirkulation und Gezeiten wird zudem durch Schätzung der während der Simultansimulation auftretenden nichtlinearen Wechselwirkungen beider Bewegungskomponenten im Hinblick auf die für die Erdrotation relevanten integralen Größen geprüft.

Nach anschaulichen Betrachtungen und Darstellung grundsätzlicher Zusammenhänge bei der theoretischen Beschreibung von Rotationsschwankungen in Kapitel 2 werden in Kapitel 3 Grundlagen des verwendeten numerischen Simultanmodells einschließlich der Antriebsbedingungen skizziert, die bei den für den Zeitraum von 1949 bis 1994 durchgeführten transienten Langzeitsimulationen Verwendung fanden. Da nur dann eine realistische Reproduktion ozeanischer Integralgrößen zu erwarten ist, wenn auch die großskalige Dynamik zufriedenstellend simuliert wird, erfolgt eine Prüfung der Plausibilität letzterer großskaliger Phänomene in Kapitel 4, wobei insbesondere die oben genannten neu einbezogenen physikalischen Aspekte hinsichtlich ihrer Einflussnahme auf die weltozeanische Massenverteilung beleuchtet werden. Auf eine Identifikation der für die Anregung von Erdrotationsschwankungen wesentlichen ozeanischen Mechanismen zielt die anschließende Analyse der von den unterschiedlichen einbezogenen physikalischen Effekten verursachten Anregungsbeiträge in Kapitel 5, dem eine knappe Beschreibung der herangezogenen Vergleichsdaten vorangestellt ist.

Als Konsequenz des eingangs betonten integralen Charakters der geodätischen Beobachtungsgrößen sind zur Interpretation der Messdaten Methoden der Theorie und Modellbildung nötig, mit denen potentielle geophysikalische Einflussmechanismen geschätzt werden. Umgekehrt ist eine Qualitätsprüfung der Modellapproximationen durch Vergleich mit den Beobachtungsdaten erst aussagekräftig, wenn die für die gemessene Variation maßgeblich verantwortlichen Teilsysteme überlagert werden. Anhand der gemeinsamen Behandlung der atmosphärisch-ozeanisch induzierten Beiträge zur Anregung von Rotationsschwankungen wird in Abschnitt 5.6 exemplarisch die Notwendigkeit einer hinsichtlich des dynamischen Zustandes der Teilsysteme konsistenten Bilanzierung aufgezeigt.

2 Erdrotationsschwankungen

Es hat die Wissenschaft viel Mühe gekostet, überzeugend darzulegen, dass die Erde nicht ein ruhender, flacher Körper ist, um den die anderen Himmelskörper kreisen, sondern nur eine winzige Kugel im Universum, die - ähnlich wie die meisten anderen Gestirne - sich auf einer festen Bahn um einen Zentralkörper, nämlich die Sonne, bewegt und dabei um die eigene Achse rotiert. Bereits der Astronom Halley (1656-1742) postulierte, dass die Rotationsrate der Erde - und damit die Tageslänge - nicht konstant ist. Aber das war erst die Spitze des Eisberges; denn die Erde ist kein kugelförmiger Körper, und ihre Orientierung im Raum unterliegt einer Vielzahl von periodischen und aperiodischen Schwankungen. Warum ist das so?

2.1 Ursachen

Die für die Rotationsschwankungen verantwortlichen Mechanismen lassen sich einteilen in sogenannte externe, d.h. infolge der Wechselwirkung mit anderen Himmelskörpern auftretende Kräfte und interne, d.h. geophysikalisch bedingte Prozesse.

2.1.1 Externe Kräfte

Eine wesentliche Ursache für die Abweichung von einer streng geometrischen Form liegt darin, dass die Erde keineswegs ein fester Körper ist, sondern ein nahezu viskoelastisches Verhalten zeigt; ferner ist der Aufbau der Erde nicht radialsymmetrisch, sondern äußerst heterogen. Dies hat zur Folge, dass der Erdkörper sowohl infolge seiner Eigenrotation als auch infolge interner und externer Gravitationskräfte deformiert ist. Der wesentliche Anteil dieser Deformation äußert sich in einer Differenz des polaren und äquatorialen Erdradius von etwa 21,4 km, weshalb die Erdfigur mehr einem abgeplatteten Rotationsellipsoid entspricht als einer Kugel. In erster Näherung könnte man die Erdform also besser als einen Fußball darstellen, auf den man leicht von oben mit dem Fuß tritt. Inzwischen gibt es ganze Wissenschaftszweige, die einer möglichst exakten Beschreibung der Form des Erdkörpers gewidmet sind und insbesondere im Zusammenhang mit den aktuellen Satellitenmissionen sowie modernen Navigationssystemen in jüngerer Zeit zunehmend an Bedeutung gewinnen. Derartige Untersuchungen zeigen beispielsweise, dass - stark überhöht - die Geometrie der Erde sogar Charakteristiken einer Birne hat (s. z.B. *Kertz* [1969]). Letzteres ist im wesentlichen als Konsequenz der bezüglich des Erdäquators asymmetrischen Land-See-Verteilung zu deuten, die eine äquivalente Asymmetrie des Massen- und damit des Gravitationsfeldes nach sich zieht, was den engen Zusammenhang von Massenverteilung und geometrischer Form widerspiegelt.

Ebenso wie Gravitation und Geometrie stehen auch Rotationsverhalten und Massenaufbau der Erde in enger Wechselbeziehung. Betrachtet man anfänglich unser Sonnensystem als isoliert, und bewegen sich alle Gestirne in diesem System in einer Ebene, der sogenannten Ekliptikebene, wäre die Orientierung der Erdrotationsachse im Raum konstant, selbst wenn die Gestirne von rotationsellipsoider, aber äquatorsymmetrischer Gestalt wären. Lediglich die Rotationsgeschwindigkeit der Erde erführe dann infolge (lunisola-

rer) Gezeitenwechselwirkung periodische und säkulare Schwankungen.

Die Bahnebenen von Sonne, Erde und Mond sind jedoch einander geneigt, was zur Folge hat, dass Sonne und Mond (und zu einem kleinen Teil die anderen Planeten) auf den Äquatorwulst der Erde eine Anziehungskraft ausüben. Gegenwärtig ist die Äquatorebene etwa $23,5^\circ$ bezüglich der Ekliptik geneigt, was den nördlichen und südlichen Wendekreis markiert. Die Neigung (genauer: Inklination) zur Mondebene ist von ähnlicher Größe. Rotierte die Erde nicht, so hätten die gravitativen Kräfte von Sonne und Mond auf den Äquatorwulst der Erde den Trend, die Neigungen der drei Bahnebenen zueinander zu verringern. Infolge der Eigenrotation der Erde versucht die Erde jedoch - ähnlich wie ein Spielkreisel, der mit einer Schnur getrieben wird - senkrecht auszuweichen, was man den „gyroskopischen Effekt“ nennt. Während die Neigung der Ekliptik nahezu konstant bleibt, vollführt die Spitze der Rotationsachse also eine Kreisbewegung; mit anderen Worten: der Himmelspol beschreibt einen Kreis um den Pol der Ekliptik in etwa 25800 Jahren, was als „Präzession des Äquinoktiums“ bezeichnet wird. Die komplizierte Wechselwirkung zwischen Mond- und Sonnenbahn zieht eine Vielzahl weiterer periodischer Bewegungen der Erdrotationsachse nach sich, die der Präzession überlagert sind und unter dem Begriff Nutationen zusammengefasst werden. Exemplarisch sei die rückwärtige Drehung der Knotenlinie der Mondbahn genannt, die einen vollen Umlauf in 18,6 Jahren vollführt. Während dieser Periode beschreibt der Himmelspol eine kleine Ellipse um seine mittlere Position auf der Präzessionsbahn; das ist der bedeutendste Anteil der Nutation. Folglich ist die Präzessionsbahn unregelmäßig, d.h. weder exakt zirkular noch von gleicher Gestalt für aufeinanderfolgende Zyklen.

Die bis hierhin genannten durch gravitative Wechselwirkungen der Erde mit anderen Himmelskörpern (Sonne, Mond, Planeten) verursachten periodischen Bewegungen sind allgemein bekannt als lunisolare bzw. allgemeine Präzession und Nutation.

2.1.2 Geophysikalische Anregungsmechanismen

Neben den auf externe Kräfte zurückzuführenden Schwankungen wird das Rotationsverhalten der Erde ebenso von internen, d.h. geophysikalischen Prozessen beeinflusst. Infolge der „Deformierbarkeit“ des Gesamtsystems Erde können die einzelnen Teilsysteme – wie Erdkern, Atmosphäre, Kryosphäre und Ozean – Drehimpuls austauschen. Jede Relativbewegung von Massen innerhalb wie auch jeder Massentransfer zwischen den Teilsystemen führt zu entsprechenden Änderungen des Drehimpulses in den jeweiligen Teilsystemen. Das Prinzip der Drehimpulserhaltung im Gesamtsystem fordert (s. Abschnitt 2.2.1), dass bei Abwesenheit äußerer Drehmomente jede Drehimpulsänderung innerhalb eines Teilsystems eine entsprechende, kompensierende Variation des über die übrigen Teilsysteme summierten Drehimpulses nach sich zieht.

Mögliche Anregungsmechanismen und Zeitskalen geophysikalisch bedingter Drehimpulsvariationen sind damit ebenso vielfältig wie denkbare Massenumverteilungen im System Erde, die naturgemäß von linearem, periodischem oder auch aperiodischem Charakter sein können. So spielen auf Zeitskalen von Jahrhunderten bis mehreren Jahrtausenden beispielsweise Orogenese und Epirogenese eine bedeutende Rolle, die zu fast linearen Schwankungen der Erdrotation führen und damit sehr einer Drift ähneln. Typische Bei-

spiele für periodische Anregungen liefern sowohl die durch Wirkung externer Gravitationskräfte im Ozean auftretenden Gezeitenströmungen und -amplituden als auch der saisonale Zyklus, der stets begleitet ist von vegetations-, niederschlags- und eisbedingten Massenumverteilungen, aber ebenso von Luftdruckvariationen in der Atmosphäre und Dichteänderungen im Ozean. Episodische Anregungen können dagegen sowohl durch streng geophysikalische Prozesse wie Vulkanausbrüche aber auch durch einen gleichzeitigen Kollektivschritt der Menschheit nach Norden erfolgen.

Zeitskalen, Mechanismen und Einflussnahmen derartiger Anregungsszenarien sind demnach prinzipiell sehr weit gefächert. In Anbetracht eines mittleren Drehimpulses der Erde von etwa $5,9 \cdot 10^{33} \text{ kgm}^2\text{s}^{-1}$ wird jedoch deutlich, dass beträchtliche Massen in Bewegung gebracht werden müssen, damit Drehimpulsänderungen zu detektierbaren Rotationsschwankungen führen; denn die Größe des aus einem Massentransport resultierenden geodynamischen Effektes ist – wie den nachfolgenden Ausführungen des Abschnittes 2.2.2 zu entnehmen – proportional zum Quotienten von bewegter Masse und Erdmasse sowie zum Verhältnis von der Strecke, die diese Masse transportiert wurde, zum Erdradius. Als primäre Einflussfaktoren kommen daher vorzugsweise die Teilsysteme Atmosphäre, Hydrosphäre, Erdkern und -mantel in Betracht, deren Relativbedeutung hinsichtlich der Anregung von Rotationsschwankungen insbesondere von der betrachteten Zeitskala der Variation abhängt. Dominieren auf kurzen Zeitskalen von Stunden bis mehreren Jahren atmosphärisch-ozeanische Prozesse, so steigt im sehr niederfrequenten Bereich die Bedeutung von rezenten Landhebungen, Plattentektonik, Mantelkonvektion und Austauschprozessen von Drehimpuls mit dem flüssigen Erdkern. Da die erdinneren Medien sich weitgehend einer direkten Beobachtung entziehen, gilt es, zunächst die oberflächennahen, d.h. vornehmlich atmosphärischen und ozeanischen Prozesse im Hinblick auf ihren Einfluss auf die Erdrotationsparameter möglichst präzise zu quantifizieren. Aus den um diese Beiträge reduzierten integralen Messgrößen können dann Informationen hinsichtlich erdinterner physikalischer Größen und Vorgänge abgeleitet werden.

Der theoretischen Beschreibung der intern bedingten geophysikalischen Schwankungen, die sich manifestieren in Polbewegungen („wobble“) und Tageslängenvariationen, sind die Ausführungen des folgenden Abschnittes gewidmet.

2.2 Theoretische Beschreibung

2.2.1 Drehimpulserhaltung

Gemäß des Prinzips der Drehimpulserhaltung ist die Änderung des Gesamtdrehimpulses \vec{M} eines rotierenden Körpers im Inertialsystem gleich der Summe der extern angreifenden Drehmomente \vec{L} , also

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \vec{L}. \quad (1)$$

Obige Relation ergibt sich direkt aus der Newtonschen Bewegungsgleichung und ist im Falle eines Festkörpers bekannt als *Eulersche Gleichung*. Der Übergang zu einem körper-

festen (hier: terrestrischen), mit der Winkelgeschwindigkeit $\vec{\omega}$ rotierenden System liefert

$$\frac{d\vec{M}}{dt} + \vec{\omega} \times \vec{M} = \vec{L}, \quad (2)$$

wobei sich der Gesamtdrehimpuls eines deformierbaren Körpers aus zwei Anteilen zusammensetzt:

$$\vec{M} = \vec{I}\vec{\omega} + \vec{M}^r. \quad (3)$$

Hierin ist \vec{I} der die Massenverteilung repräsentierende zeitabhängige Trägheitstensor, und \vec{M}^r beschreibt den Drehimpuls infolge von Relativbewegungen zum rotierenden körperfesten Referenzsystem. Für einen starren Körper verschwindet \vec{M}^r und damit auch die Zeitabhängigkeit von \vec{I} , da sich alle Massenelemente mit gleicher Winkelgeschwindigkeit bewegen. Einsetzen von (3) in (2) führt unmittelbar auf die als Liouville-Gleichung [Routh, 1905; Munk and MacDonald, 1960] bekannte Beziehung

$$\frac{d}{dt} [\vec{I}\vec{\omega} + \vec{M}^r] + \vec{\omega} \times [\vec{I}\vec{\omega} + \vec{M}^r] = \vec{L}. \quad (4)$$

2.2.2 Bewegungen der instantanen Rotationsachse

Da die Bewegung des Vektors der Winkelgeschwindigkeit $\vec{\omega}$ für einen deformierbaren Körper nicht eindeutig ist, muss $\vec{\omega}$ als Rotation eines Referenzsystems definiert werden, das mit dem deformierbaren Körper in einzigartigem Zusammenhang steht. Im zunächst beliebig orientierten mitrotierenden kartesischen System $[x_1, x_2, x_3]$ lässt sich der Gesamtdrehimpuls (3) und damit die Relation zwischen \vec{M} und $\vec{\omega}$ ausdrücken als (vgl. z.B. Zharkov et al. [1996])

$$M_i = \sum_{k=1}^3 I_{ik}\omega_k + \int \int \int_V \rho(\vec{r} \times \vec{v})_i dV, \quad i = 1, 2, 3, \quad (5)$$

wobei \vec{r} der Radiusvektor und $\vec{v} = (u, v, w)^T$ die Geschwindigkeit des Volumenelementes dV der Dichte ρ ist. Die Komponenten des Trägheitstensors berechnen sich aus

$$\begin{aligned} I_{ik} &= - \int \int \int_V \rho x_i x_k dV && \text{für } i \neq k, \\ I_{ii} &= \int \int \int_V \rho (x_{i+1}^2 + x_{i+2}^2) dV && \text{für } i = 1, 2, 3. \end{aligned} \quad (6)$$

Anfänglich werde eine gleichförmige Rotation mit der Winkelgeschwindigkeit Ω angenommen, wobei weder externe Drehmomente \vec{L} noch Relativedrehimpulse \vec{M}^r auftreten. Wird das rotierende Referenzsystem so gewählt, dass die Rotationsachse mit der x_3 -Achse des Koordinatensystems zusammenfällt und die horizontalen Koordinatenachsen derart orientiert sind, dass sich der Trägheitstensor des rotierenden Körpers in Diagonalform darstellen lässt, so gilt:

$$\vec{M}_0^r = 0, \quad \vec{\omega}_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \Omega \end{pmatrix}, \quad \vec{I}_0 = \begin{pmatrix} A & 0 & 0 \\ 0 & A & 0 \\ 0 & 0 & C \end{pmatrix} \quad (7)$$

mit den als rotationssymmetrisch angenommenen mittleren Hauptträgheitsmomenten $A \equiv I_{11} = I_{22}$ und $C \equiv I_{33}$. Wird die gleichförmige Rotationsbewegung durch einen internen (geophysikalischen) Prozess gestört, der Abweichungen $\Delta \vec{I}$ und $\Delta \vec{M}^r$ hervorruft, so zieht diese Störung infolge der Drehimpulserhaltung entsprechende Änderungen

$$\Delta \vec{\omega} = \Omega \begin{pmatrix} m_1 \\ m_2 \\ m_3 \end{pmatrix} \quad (8)$$

nach sich, wobei die Größen m_i , $i = 1, 2, 3$, dimensionslos sind. Bei Voraussetzung kleiner Störungen, d.h.

$$|m_i| \ll 1, \quad |\Delta I_{ij}| \ll C, \quad |\Delta M_i^r| \ll \Omega C, \quad (9)$$

können Produkte der Störungen vernachlässigt werden. Angewandt auf die mit $\Omega = 7,292 \cdot 10^{-5} \text{ rads}^{-1}$ rotierende Erde lassen sich dann die linearisierten Liouville-Gleichungen in die Form

$$m_1 - \frac{1}{\sigma_{CW}} \dot{m}_2 = \psi_1, \quad (10)$$

$$m_2 + \frac{1}{\sigma_{CW}} \dot{m}_1 = \psi_2, \quad (11)$$

$$\dot{m}_3 = \dot{\psi}_3, \quad (12)$$

bringen [Munk and MacDonald, 1960], wobei $\dot{m}_i = \frac{dm_i}{dt}$ und $\sigma_{CW} = \frac{2\pi}{T_{CW}}(1 + \frac{i}{2Q})$, $i = \sqrt{-1}$, die komplexwertige Winkelgeschwindigkeit der Chandlerschen Bewegung mit einer beobachteten Periode T_{CW} nahe 433 Tagen ist. Q ist eine dimensionslose Dämpfungskonstante, die nach Wilson and Vicente [1980] im folgenden gleich 170 gesetzt wird. Die ψ_i kennzeichnen die sogenannten Anregungsfunktionen, die, wenn keine äußeren Drehmomente auftreten, abhängen vom Trägheitstensor, dem relativen Drehimpuls sowie deren zeitlichen Änderungen [Wahr, 1982; Zharkov et al., 1996]:

$$\psi_1 = \frac{1}{\Omega^2(C - A)} \left[\alpha_1 \left(\Omega^2 \Delta I_{13} + \Omega \frac{d\Delta I_{23}}{dt} \right) + \alpha_2 \left(\Omega \Delta M_1^r + \frac{d\Delta M_2^r}{dt} \right) \right], \quad (13)$$

$$\psi_2 = \frac{1}{\Omega^2(C - A)} \left[\alpha_1 \left(\Omega^2 \Delta I_{23} - \Omega \frac{d\Delta I_{13}}{dt} \right) + \alpha_2 \left(\Omega \Delta M_2^r - \frac{d\Delta M_1^r}{dt} \right) \right], \quad (14)$$

$$\psi_3 = -\frac{\alpha_3}{\Omega^2 C} \left[\alpha_4 \Omega^2 \Delta I_{33} + \Omega \Delta M_3^r \right]. \quad (15)$$

Mit den dimensionslosen Funktionen ψ_i können grundsätzlich alle die Erdrotation beeinflussenden geophysikalischen Effekte beschrieben werden. Die numerischen Koeffizienten α_i hängen dabei vom Anregungsprozess sowie vom rheologischen Verhalten des zugrunde gelegten Erdmodells ab. Wahr [1982, 1983] behandelt den speziellen Fall einer elastischen Erde mit einem vom Mantel entkoppelten äußeren Kern sowie Voraussetzung eines Gleichgewichtsozeans und gibt für atmosphärisch und ozeanisch bedingte Auflastprozesse die Werte

$$\alpha_1 = 1,12, \quad \alpha_2 = 1,61, \quad \alpha_3 = C/C_m = 1,129 \quad \text{und} \quad \alpha_4 = 0,756 \quad (16)$$

an, wobei C_m das axiale Hauptträgheitsmoment des Erdmantels ist. Bei der Berechnung der Faktoren wurde implizit angenommen, dass die „feste“ Erde wie auch der Ozean linear auf Rotationsschwankungen reagieren. Unter Verwendung der komplexen Notation¹

$$\begin{aligned} \mathbf{m} &= m_1 + i m_2, & \boldsymbol{\psi} &= \psi_1 + i \psi_2, \\ \Delta \mathbf{M}^r &= \Delta M_1^r + i \Delta M_2^r, & \Delta \mathbf{I} &= \Delta I_{13} + i \Delta I_{23}, \end{aligned} \quad (17)$$

lassen sich die Horizontalkomponenten zusammenfassen zu

$$\mathbf{m} + \frac{i}{\sigma_{CW}} \dot{\mathbf{m}} = \boldsymbol{\psi} \quad (18)$$

mit

$$\boldsymbol{\psi} = \frac{1}{\Omega^2(C - A)} \left[\alpha_1 \left(\Omega^2 \Delta \mathbf{I} - i \Omega \frac{d\Delta \mathbf{I}}{dt} \right) + \alpha_2 \left(\Omega \Delta \mathbf{M}^r - i \frac{d\Delta \mathbf{M}^r}{dt} \right) \right]. \quad (19)$$

Die Beziehungen (18) und (12) in Verbindung mit (19) und (15) beschreiben Position und Geschwindigkeit der instantanen Rotationsachse bezüglich der x_3 -Achse des gleichförmig mit $\vec{\omega}_0$ rotierenden Systems. Ohne Beschränkung der Allgemeinheit sei das System so gewählt, dass m_1 in Richtung des Greenwich-Meridians, m_2 in Richtung 90° E zeigt. Die totale Rotation ist $\vec{\omega} = \vec{\omega}_0 + \Delta \vec{\omega}$, wobei infolge der linearen Approximation die Polbewegung (18) unabhängig von Änderungen der Rotationsgeschwindigkeit (12) ist. Die horizontalen Komponenten m_1, m_2 geben dabei in erster Näherung die Winkeldifferenzen des Rotationsvektors bezüglich der x_3 -Achse des Referenzsystems an. Zur Darstellung von Variationen der Rotationsgeschwindigkeit ist es üblich, nicht m_3 , sondern Änderungen der Tageslänge ΔLOD („Length Of Day“) zu wählen. Aus der x_3 -Komponente des Rotationsvektors, $\omega_3 = \Omega + m_3 \Omega$, ergibt sich für den Zusammenhang von m_3 und ΔLOD mit der Voraussetzung kleiner Störungen (9) (s.a. *Lambeck* [1980], S. 63)

$$m_3 = \frac{\omega_3 - \Omega}{\Omega} = -\frac{\Delta LOD}{LOD_0} = \frac{d}{dt}(UT1 - TAI), \quad (20)$$

wobei $LOD_0 = 24 \cdot 3600 \text{ s} = 86400 \text{ s}$ die als formale Referenztageslänge gewählte mittlere Dauer des Sonnentages, *UT1* („Universal Time“) die um die Polbewegung korrigierte mittlere Sonnenzeit und *TAI* („Temps Atomique International“) das Referenzzeitmaß beschreibt, das mittels Atomuhren realisiert wird.

2.2.3 χ -Funktionen

Zur Vermeidung der in den horizontalen ψ -Funktionen auftretenden, für praktische Berechnungen auf der Grundlage von (z.B. meteorologischen) Beobachtungsdaten wenig geeigneten Beschleunigungsterme $d\Delta \mathbf{I}/dt$ und $d\Delta \mathbf{M}^r/dt$, führten *Barnes et al.* [1983] die als χ -Funktionen bekannten „effective angular momentum (EAM) functions“ ein.

¹Komplexe Größen werden hier und nachfolgend fett gedruckt.

Mit $\boldsymbol{\chi} \equiv \chi_1 + i \chi_2$ lassen sich nach *Barnes et al.* [1983] die Relationen (18) und (12) zur Beschreibung von Schwankungen der instantanen Rotationsachse ausdrücken als

$$\boldsymbol{m} + \frac{i}{\sigma_{CW}} \dot{\boldsymbol{m}} = \boldsymbol{\chi} - \frac{i}{\Omega} \dot{\boldsymbol{\chi}}, \quad (21)$$

$$\dot{m}_3 = -\dot{\chi}_3, \quad (22)$$

wobei implizit infolge obiger Definition von σ_{CW} die Verallgemeinerung von *Zharkov et al.* [1996] Verwendung findet, nach der keine Beschränkung mehr auf den reibungsfreien Fall besteht, der $Q \rightarrow \infty$ forderte. Aus dem Vergleich von (21) mit (18) resultiert unmittelbar die Relation

$$\boldsymbol{\psi} = \boldsymbol{\chi} - i \frac{\dot{\boldsymbol{\chi}}}{\Omega}, \quad (23)$$

(vgl. *Zharkov et al.* [1996]), so dass mit (12) und (22) unter Beibehaltung der hier benutzten Schreibweise für die dimensionslosen Drehimpulsfunktionen die Darstellung

$$\boldsymbol{\chi} = \frac{1}{\Omega(C - A)} (\alpha_1 \Omega \Delta \boldsymbol{I} + \alpha_2 \Delta \boldsymbol{M}^r), \quad (24)$$

$$\chi_3 = -\psi_3 = \frac{1}{\Omega C_m} (\alpha_4 \Omega \Delta I_{33} + \Delta M_3^r) \quad (25)$$

folgt.

2.2.4 Schwankungen des CEP

Da die Bewegung der Erdoberfläche im Raum infolge der Deformierbarkeit des Erdkörpers nicht die Orientierung der instantanen Rotationsachse widerspiegelt, sondern an die Bewegung der Figurenachse gebunden ist [*Atkinson*, 1973], können die durch die Beziehung (21) beschriebenen Horizontalschwankungen nicht von erdfesten Stationen beobachtet werden. Mit den modernen geodätischen Raumverfahren wird statt der momentanen Rotationsachse deshalb die Bewegung bezüglich einer als „Celestial Ephemeris Pole“ (CEP) bezeichneten Referenzachse gemessen. Diese ist definiert als der Pol, der weder in Bezug auf ein terrestrisch festes noch auf ein (welt)raumfestes Koordinatensystem tägliche oder quasi-tägliche Bewegungen zeigt [*Seidelmann*, 1982]; damit entspricht der CEP der Figurenachse der mittleren Oberfläche einer Erde, wenn die „freien“, d.h. die *nicht* auf externe Kräfte zurückzuführenden Bewegungen verschwinden. Es ist üblich, gemessene Schwankungen der Horizontalkomponenten des Erdrotationsvektors durch Änderungen des CEP relativ zu einem Referenzpol auszudrücken, dessen x_1 -Achse in Richtung des Referenz-Meridians von Greenwich und dessen x_2 -Achse in Richtung 90° W zeigt (vgl. *Zharkov et al.* [1996]). (Im terrestrischen System ist die Position des CEP also $[p_1, -p_2] \equiv [X^{POL}, -Y^{POL}]$.) Als Maß der Variationen der axialen Komponente, der Rotationsgeschwindigkeit, dienen Änderungen des Rotationswinkels um den CEP, was – wie nachfolgend gezeigt – wiederum einer Fluktuation der Tageslänge *LOD* entspricht. Um einen direkten Vergleich der theoretisch aus Variationen $\Delta \boldsymbol{I}$ und $\Delta \boldsymbol{M}^r$ ermittelten

und den aus geodätischen Beobertungskampagnen gewonnenen Schwankungen der Erdorientierungsparameter zu ermöglichen, gibt *Gross* [1992] eine kinematische Beziehung zwischen dem instantanen Rotationspol $\vec{m} = (m_1, m_2, m_3)^T$ und dem bezüglich des CEP beobachtbaren Rotationsvektor $\vec{p} = (p_1, p_2, p_3)^T$ an:

$$\mathbf{m} = \mathbf{p} - i \frac{\dot{\mathbf{p}}}{\Omega}, \quad (26)$$

$$m_3 = \frac{\dot{p}_3}{\Omega}, \quad (27)$$

wobei zur Erhaltung eines Rechtssystems abweichend von (17) für die Horizontalschwankungen $\mathbf{p} = p_1 - i p_2$ gesetzt wurde. Mit dem Maß für Änderungen der Rotationsgeschwindigkeit $m_3 = \frac{d}{dt}(UT1 - TAI)$ (Gl. (20)) folgt aus (27), dass der Übergang $\vec{m} \rightarrow \vec{p}$ keine Konsequenzen für die Beschreibung der Rotationsrate hat. Für die Polbewegungen ergibt sich aus der Beziehung (26) durch Fourier-Transformation in den Frequenzbereich

$$\mathbf{M}(\sigma) = \left(1 + \frac{\sigma}{\Omega}\right) \mathbf{P}(\sigma) \quad (28)$$

[*Gross*, 1992], wobei \mathbf{M} die Fourier-Transformierte von \mathbf{m} und \mathbf{P} diejenige von \mathbf{p} ist. Damit unterscheiden sich beide Polbewegungen umso mehr, je hochfrequenter die betrachteten Schwankungen sind; im langperiodischen Bereich fallen dagegen beide Rotationsachsen nahezu zusammen. Einsetzen von (26) in (21) liefert eine direkte, für praktische Berechnungen nützliche Relation zwischen dem beobachtbaren Pol \mathbf{p} und den geophysikalischen Anregungsmechanismen in Form der dimensionslosen χ -Funktionen [*Brzeziński*, 1992; *Gross*, 1992]:

$$\mathbf{p} + i \frac{\dot{\mathbf{p}}}{\sigma_{CW}} = \boldsymbol{\chi}. \quad (29)$$

2.2.5 FCN-Resonanz – Erweiterung auf den hochfrequenten Spektralbereich

Die Relationen (18), (21) und damit auch (29) zur Beschreibung von Horizontalschwankungen sind als Konsequenz der bereits bei der Herleitung der linearisierten Liouville-Gleichungen erfolgten Vereinfachungen (s. *Munk and MacDonald* [1960]) anwendbar lediglich für Variationen mit typischen Frequenzen $|\sigma| \ll \Omega$. Diese Einschränkung resultiert wesentlich aus der Annahme einer vollständigen Entkopplung von Mantel und äußerem Kern (vgl. *Zharkov et al.* [1996]); denn die in der Nähe der täglichen retrograden² Frequenz $-\Omega$ wichtige, als „free core nutation (FCN)“ bekannte Resonanzfrequenz, die ihre Ursache gerade in der Wechselwirkung von Mantel und äußerem Kern findet, wird durch diese Approximation implizit vernachlässigt. Zur Berücksichtigung von retrograden quasi-täglichen Anregungen der Polbewegung ist deshalb eine Verallgemeinerung der Resonatorgleichung (29) derart nötig, dass nicht nur der Chandlerschen, sondern auch der FCN-Resonanz Rechnung getragen wird. Die Winkelgeschwindigkeit letzterer liegt

²Hiermit ist eine zirkulare Bewegung gemeint, die der Erdrotation entgegen gerichtet ist. Für mathematisch positive Bewegungen in Richtung der Erdrotation wird die Bezeichnung „prograd“ verwendet.

mit $\sigma_{FCN} = -\Omega(1 + 1/431)$ nahe -1,0023203 Umläufen pro Sterntag [Mathews et al., 1991], was einer Periodendauer von etwa 23,88 h entspricht.

Sasao and Wahr [1981] verzichten auf die für quasi-tägliche Variationen nicht anwendbare Approximation der Kern–Mantel–Entkopplung, die eine Gleichsetzung des äquatorialen Hauptträgheitsmomentes A mit denen des Mantels mit sich bringt, indem sie eine den Liouville–Gleichungen von Munk and MacDonald [1960] analoge Drehimpulserhaltungsgleichung für den flüssigen Kern einbeziehen und Relativbewegungen des Kerns bezüglich des an den elastischen Mantel fixierten Referenzsystems zulassen. Zur Berechnung des Einflusses geophysikalischer Störungen – wie Auflasten und Relativbewegungen – auf die beobachtbare Nutation \mathbf{n} geben Sasao and Wahr [1981] eine Beziehung im Frequenzbereich an, die eine Berücksichtigung beider Eigenmoden, σ_{CW} und σ_{FCN} , zulässt einschließlich etwaiger Dämpfungen (ibid., Gl. (3.21)). Eine ausführliche Erläuterung des allgemeinen Falles dieser Nutationsgleichung geben Zharkov et al. [1996]. Hier soll lediglich die bereits von Sasao and Wahr [1981] behandelte Anwendung auf das Erdmodell 1066A [Gilbert and Dziewonski, 1975] angegeben werden, in der externe sowie durch Kern und Mantel bedingte Drehmomente vernachlässigt werden. Nach Heranziehung des Zusammenhanges $\mathbf{n}(\sigma) = -\mathbf{p}(\sigma)$ zwischen beobachtbarer Nutation und beobachtbarer Polbewegung erhält man in Analogie zu Gross [1993], der mit nachfolgender Relation gezeiteninduzierte Polbewegungen berechnete, den Ausdruck

$$\begin{aligned} \mathbf{p}(\sigma) = & \left[\frac{2,554 \cdot 10^{-4}}{\sigma_{FCN} - \sigma} + \frac{2,686 \cdot 10^{-3}}{\sigma_{CW} - \sigma} \right] \frac{\Omega \Delta \mathbf{I}(\sigma)}{\tau A} \\ & + \left[\frac{6,170 \cdot 10^{-4}}{\sigma_{FCN} - \sigma} + \frac{1,124 \cdot 10^{-3}}{\sigma_{CW} - \sigma} \right] \frac{\Delta \mathbf{M}^r(\sigma)}{A} \end{aligned} \quad (30)$$

wobei $\tau = \Omega^2 a^5 / (3GA)$ und die numerischen dimensionslosen Konstanten aus den rheologischen Parametern des zugrunde gelegten Erdmodells resultieren. G ist die universelle Gravitationskonstante, a der mittlere Erdradius. Gleichung (30) ist singular sowohl bei σ_{CW} wie auch bei σ_{FCN} und damit – im Unterschied zu (29) – geeignet auch für Anregungen der Polbewegung im hochfrequenten Bereich.

Für (29) wie auch (30) existieren analytische Lösungen im Zeitbereich auf der Basis von Konvolutionsintegralen. Da dieser Lösungsansatz im Rahmen der vorliegenden Untersuchung nicht weiter verfolgt wird, sei bezüglich niederfrequenter Schwankungen (Gl. (29)) auf die Arbeit von Munk and MacDonald [1960], hinsichtlich (30) auf die Ausführungen von Zharkov et al. [1996] verwiesen.

Die axiale Komponente bleibt infolge der Voraussetzung kleiner Störungen unbeeinflusst von der Einbeziehung hochfrequenter Schwankungen, so dass aus der Kombination von (20), (22) und (25) für die Berechnung der Variation der Tageslänge

$$\Delta LOD(t) = \frac{LOD_0}{\Omega C_m} (\alpha_4 \Omega \Delta I_{33}(t) + \Delta M_3^r(t)), \quad (31)$$

folgt. Aus (31) ergibt sich wegen (20) durch einfache Integration der Einfluss der Störung auf $(UT1 - TAI)$.

Mittels der Beziehungen (30) und (31) ist es möglich, den Einfluss geophysikalischer Prozesse auf das Rotationsverhalten der Erde zu bestimmen, wobei das Bezugssystem derart gewählt ist, dass ein unmittelbarer Vergleich mit den aus geodätischen Raumverfahren gewonnenen Integraleffekten ohne jede weitere Transformation durchgeführt werden kann. Die Anwendung der genannten Gleichungen für Horizontal- und Axialschwankungen der Erdrotation erfordert nach (5) und (6) ein Kenntnis des dreidimensionalen Geschwindigkeitsfeldes sowie der Massenverteilungen des die Rotationsschwankung verursachenden Mediums.

Die nachfolgende Untersuchung beschränkt sich auf ozeanisch induzierte Variationen der Erdorientierungsparameter. Dem theoretischen Grundgedanken dieser Arbeit folgend werden die hierzu nötigen zeitabhängigen dreidimensionalen Strömungen $\vec{v} = (u, v, w)^T$ und die das Massenfild bestimmenden Verteilungen der Dichte ρ einschließlich der Meeresoberflächenauslenkungen ζ mit der hydrodynamisch-numerischen Methode berechnet. Das zugrunde gelegte Modell für weltozeanische Zirkulation und Gezeiten wird in Kapitel 3 beschrieben, nachdem Methoden der Beobachtung und grundsätzliche Aspekte der Simulation von Erdrotationsparametern skizziert worden sind.

2.3 Beobachtung von Erdrotationsvariationen

Nach Abschnitt 2.2.4 werden beobachtete Erdrotationsänderungen ausgedrückt als Variationen der Positionskordinaten $[p_1, -p_2]$ des CEP bezüglich des vom Internationalen Erdrotationsdienstes definierten Referenzpoles sowie als Änderungen des Rotationswinkels um die Achse des CEP, wobei letztere Schwankungen äquivalent als Tageslängenschwankung ΔLOD oder als Fluktuationen ($UT1 - TAI$) dokumentiert werden. Äquatoriale Bewegungen lassen sich ferner beschreiben als räumliche Verschiebungen des CEP bezüglich seiner mittels theoretischer Präzessions–Nutations–Modelle definierten Position, den sogenannten Nutationswinkeln. Da letztere Winkel im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter behandelt werden, sei hinsichtlich der Beziehung von Nutation und Polbewegung exemplarisch auf die Arbeit von *Eubanks* [1993] verwiesen.

Messungen der Erdrotationsparameter lassen sich grundsätzlich klassifizieren in sogenannte klassische Beobachtungsmethoden, die sich auf Verfahren der optischen Astrometrie und der Mondbeobachtung gründen, in (moderne) geodätische Raumverfahren und in Inertialsensoren.

Bei der optischen Astrometrie werden die scheinbaren Winkelpositionen ausgewählter Sterne bestimmt, woraus Länge und Breite des Observationspunktes abgeleitet werden können. Ein Netz derartiger Beobachtungen erlaubt dann im Zusammenhang mit der jeweiligen Beobachtungszeit einen Rückschluss auf alle drei Komponenten der Erdrotation (s. z.B. *Li and Feissel* [1986]). Routinemäßig wurde die Polbewegung seit 1900 auf diese Weise bestimmt; der Internationale Breitendienst („International Latitude Service“, ILS) [*Yumi and Yokoyama*, 1980] koordinierte bis 1980 auf der Basis von fünf auf gleicher Breite stationierten Observatorien diese astrometrischen Messungen. Trotz der mit modernen geodätischen Raumverfahren in jüngerer Zeit erzielten Fortschritte haben die klassischen Methoden in vielen Bereichen bis heute nicht an Bedeutung verloren, da die astrometrisch bestimmten Zeitreihen infolge der Überdeckung eines langen

Beobachtungszeitraumes eine wichtige Grundlage für Untersuchungen niederfrequenter geophysikalischer, die Erdrotation beeinflussender Prozesse bilden. Beispielsweise konnten aus den seit der Antike durchgeführten Beobachtungen von Sonnen- und Mondfinsternissen sowie den Zeitpunkten der Verdunkelung von Sternen historische $UT1$ - und ΔLOD -Zeitserien erstellt werden, die – auch nach der Erfindung von Atomuhren und Einführung der Atomzeitskala im Jahre 1955 – dem Studium des Langzeitverhaltens von Erdrotationsgrößen dienen. Exemplarisch genannt für eine Beschreibung klassischer terrestrischer Techniken der Geodäsie sei das – nicht weniger klassische – Werk von *Lambeck* [1988], der einen Abriss der Thematik unter geophysikalischen Aspekten gibt.

Seit den siebziger Jahren des vergangenen Jahrhunderts gewinnen die modernen raumgestützten Verfahren gegenüber den klassischen Methoden zunehmend an Bedeutung. Hierzu gehören die Radiointerferometrie auf sehr langen Basen (Very Long Baseline Interferometry, VLBI), die lasergestützten Laufstreckenbestimmungen zu künstlichen Satelliten und zum Mond (Satellite Laser Ranging, SLR; Lunar Laser Ranging, LLR), zu denen in jüngster Zeit Anwendungen des globalen Standortbestimmungssystems (Global Positioning System, GPS) und satellitengestützte Dopplerverfahren (Doppler Orbitography by Radiopositioning Integrated on Satellite, DORIS) getreten sind. Während die VLBI auf der Beobachtung entfernter Quasare unter Anwendung radioastronomischer Methoden basiert, werden in der SLR und LLR die von an künstlichen Satelliten angebrachten oder auf dem Mond ausgesetzten Reflektoren zurückgesandten Signale analysiert. In der GPS werden dagegen die in einem umfangreichen Netz von künstlichen Satelliten transmittierten und von einem global verteilten Empfängernetz aufgenommenen Mikrowellen zur Bestimmung von $UT1$ und Polbewegung genutzt.

Gemeinsam ist den genannten Techniken, dass über die Beobachtung extraterrestrischer Objekte die Orientierungsparameter der Erde aus der Messung elektromagnetischer Signalverzögerungen beziehungsweise deren zeitlicher Ableitung gewonnen werden. Die beobachteten Körper oder empfangenen Signale dienen zunächst der Bestimmung eines Referenzsystems, zu dem die scheinbare Bewegung der Erde gemessen wird, aus der schließlich die Erdorientierungsgrößen ermittelt werden. Im Falle der VLBI wird die Relativbewegung zu den sich nur sehr langsam bewegenden Quasaren angegeben; in den übrigen Fällen wird das Bezugssystem mit Hilfe dynamischer Theorien approximiert, die für die Bewegung des signalgebenden Körpers aufgestellt werden. Die Genauigkeit der Methode ist somit begrenzt durch nicht berücksichtigte Bewegungen des Referenzsystems und der Beobachtungsstation sowie dem Verfahren innewohnende Fehler. Ist es in der VLBI typischerweise die präzise Einzelmessung, die zu hoher Genauigkeit führt, so ist es in der GPS die Häufigkeit der Messungen, die den statistischen Fehler gering hält. Seit den späten siebziger Jahren wuchs die Genauigkeit der geodätischen Raumverfahren sowohl infolge von Entwicklungen hinsichtlich der Verfahrenstechnik und Analysemethoden als auch infolge des systematischen Ausbaus eines weltweiten Beobachtungsnetzes stetig; die Polbewegung kann inzwischen mit einer Genauigkeit von etwa 0,2 Millibogensekunden, $UT1$ mit einer Genauigkeit von 5 Microsekunden angegeben werden. Durch eine mit dieser Entwicklung einhergehenden Zunahme der Häufigkeit der Beobachtungen konnte zudem die zeitliche Auflösung verbessert werden, so dass derzeit Rotationsschwankungen mit Perioden bis in den Stundenbereich messbar sind.

Aus der vielfältigen und zahlreichen Literatur hinsichtlich der geodätischen Raumverfahren seien exemplarisch die Arbeit von *Kaula* [1966] genannt, der grundsätzliche Aspekte der Standardverfahren der Satellitengeodäsie beleuchtet, sowie die Werke von *Anderson and Cazenave* [1986] und *Singh et al.* [1993], wo weniger verfahrenstechnische Informationen gegeben und mehr geodynamische Gesichtspunkte behandelt werden.

Zwar genügen die geodätischen Raumverfahren den derzeitigen Genauigkeitsanforderungen, doch erfordern sie einen immensen technischen Aufwand, und die Zeit, bis die erhaltenen Informationen und Daten zur Verfügung stehen, ist nur in gewissen Schranken minimierbar. Die Bestrebungen der Entwicklung von absoluten Messsystemen, deren Aufbauten sich auf ein Labor beschränken lassen, sind deshalb entsprechend groß. Derartige Inertialsensoren wie mechanische Kreisel, Faser- und Laserkreisel, finden seit langem Anwendung in Bereichen der Navigation, spielen bei der routinemäßigen präzisen Erdrotationsbestimmung aber noch keine Rolle. Lediglich erwähnt seien deshalb die noch andauernden Entwicklungen supraleitender Helium-Gyrometer an den Physikalischen Instituten der Universität Bayreuth und Tübingen [*Eska*, 1999; *Friesch et al.*, 1999] sowie der sich bereits in einer Testphase befindende Ringlaser der Fundamentalstation in Wettzell [*Schreiber et al.*, 1999]. Es bleibt abzuwarten, inwieweit diese autarken Systeme für routinemäßige Präzisionsbestimmungen von Erdrotationsschwankungen geeignet sind.

Zur Minimierung verfahrensbedingter Fehler werden die mit den unabhängigen Methoden der VLBI, SLR und LLR bestimmten Daten – zumeist mittels Kalman-Filterung – kombiniert. Die in dieser Arbeit herangezogene kombinierte Beobachtungsreihe EOP C04 [*IERS*, 1997], die frei beim Internationalen Erdrotationsdienst erhältlich ist, wird in Abschnitt 5.2.1 beschrieben.

2.4 Simulation der Erdrotationsparameter

Die im vorigen Abschnitt skizzierten Beobachtungsmethoden erlauben eine präzise Bestimmung der zeitlichen Variabilität von global integrierten Größen, die naturgemäß Variationen im Gesamtsystem Erde reflektieren. Der integrale Charakter dieser als Maße globaler Änderungen fungierenden Größen verhindert prinzipiell eine eindeutige Identifikation der die gemessenen Schwankungen verursachenden physikalischen Prozesse. Folglich sind das Zusammenspiel und die Wechselwirkung von Theorie und Beobachtung unerlässliche Voraussetzungen für eine Interpretation der Messreihen und damit für ein Verständnis des geodynamischen Systems.

Die Simulation der den einzelnen Teilsystemen innewohnenden dynamischen Prozesse auf der Basis theoretisch formulierter mathematisch-physikalischer Prinzipien unter möglicher Heranziehung empirischer Annahmen bietet hierbei einen Weg, einerseits Ursachen der beobachteten integralen Variationen aufzudecken, andererseits die zugrunde gelegten Theorien im Hinblick auf ihre Gültigkeit durch Vergleich mit den geodätischen Messdaten zu testen. Dem Interesse der vorliegenden Arbeit entsprechend wird im folgenden ein kurzer Abriss der mit numerischen Methoden durchgeführten Arbeiten zur Näherung von auf die Erdrotationsparameter einflussnehmenden ozeanischen Prozessen gegeben. Trotz der Beschränkung auf die ozeanische Sphäre wird keinerlei Anspruch auf Vollständig-

keit erhoben, da nur prinzipielle Unterschiede herausgestellt werden sollen. Nähere Informationen zu aktuellen und bisherigen Aktivitäten benachbarter Disziplinen mit den Forschungsschwerpunkten Erdkern, Mantel, Hydrologie und Atmosphäre sind über das vom Internationalen Erdrotationsdienst eingerichtete „Global Geophysical Fluids Center“³ (<http://bowie.gsfc.nasa.gov/ggfc>) erhältlich.

Numerische Untersuchungen zum ozeanischen Einfluss auf die Erdrotation lassen sich in Anlehnung an die traditionellen Modellkonstruktionen einteilen in globale und regionale, in barotrope und barokline, in freie und mit Daten gespeiste sowie in Gezeiten- und Zirkulationssimulationen, wobei die genannten Kategorien keine sich gegenseitig ausschließenden sind, sondern lediglich aus differierenden Unterscheidungskriterien resultieren; Schnittmengen sind deshalb üblich. Richteten sich die Aktivitäten zunächst vornehmlich auf die mit einzelnen Partialtiden einhergehenden Energiedissipationsraten zur Ableitung der säkularen Verlangsamung der Erdrotationsrate in verschiedenen Zeitbereichen (s. z.B. *Brosche und Sündermann* [1971], *Zahel* [1977], *Krohn et al.* [1981]), so rückte mit zunehmender Verbesserung sowohl der numerischen Modelle und Rechenkapazitäten als auch der raschen Entwicklungen seitens geodätischer Messtechniken die hochfrequenten Schwankungen aller drei Komponenten des Erdrotationsvektors in den Vordergrund.

Seiler [1989] untersuchte mit einem freien globalen barotropen Partialtidenmodell den Drehimpulshaushalt des Ozeans und konnte auch Schwankungen prognostizieren, die derzeit noch unter der Signifikanzgrenze der Beobachtung lagen. Mit Assimilationstechniken [*Zahel*, 1995] und inversen Verfahren unter Verwendung von Altimeterdaten [*Egbert et al.*, 1994] konnten in jüngerer Zeit weitere Fortschritte hinsichtlich der Quantifizierung gezeiteninduzierter Rotationsschwankungen erzielt werden (s.a. Abschnitt 5.2.2).

Von der Zirkulation verursachte Drehimpulsvariationen waren anfänglich zumeist auf einzelne Teilaspekte beschränkt, wie beispielsweise auf die Wirkung des Zirkumpolarstromes [*Brosche and Sündermann*, 1985] oder die durch rein thermohaline Effekte verursachten Variationen [*Frische and Sündermann*, 1990]. Auf der Basis streng geostrophischer Ansätze folgten Arbeiten zur Bestimmung windgetriebener und thermohaliner Zirkulationseffekte auf der globalen Skala, die sich sowohl auf rein saisonale Signale [*Brosche et al.*, 1990, 1997] als auch auf interannuelle Variationen konzentrierten [*Segsneider and Sündermann*, 1997]. Zeitparallel wies *Ponte* [1997] mit einem barotropen Modell die Signifikanz wind- und druckgetriebener ozeanischer Prozesse auf subsaisonalen bis täglichen Zeitskalen hinsichtlich der Anregung von Erdrotationsschwankungen nach. Letztere Beispiele dokumentieren deutlich, wie sehr limitierte Rechenkapazitäten stets bei der Modellierung einen Kompromiss zwischen Raum-Zeit-Auflösung und Einbeziehung physikalischer Prozesse notwendig machen.

Nach Überlagerung atmosphärischer Drehimpulse mit den Resultaten eines baroklinen quasi-globalen transienten Zirkulationsmodelles konnten *Ponte et al.* [1998] eine markante Verbesserung der Übereinstimmung äquatorialer Drehimpulskomponenten mit den integralen Beobachtungsgrößen erzielen, wobei im Falle vierzehntägiger bis saisonaler Anregungen dem Ozean erstmals eine der Atmosphäre vergleichbare Bedeutung zuge-

³Siehe hierzu auch Abschnitt 5.2.2.

schrieben wurde. Zahlreiche äquivalente Analysen, wie die von *Marcus et al.* [1998], *Ponte and Stammer* [1999] und *Johnson et al.* [1999]⁴, die zwar unterschiedliche, jedoch konzeptionell ähnliche Zirkulationsmodelle verwendeten, unterstützten die Folgerungen von *Ponte et al.* [1998] prinzipiell für alle drei Komponenten ozeanischer Anregung. Derzeitige Bestrebungen, die Drehimpulsbilanz zu schließen und damit die Übereinstimmung mit den geodätischen Anregungen zu verbessern, gehen methodisch in drei Richtungen:

1. Verbesserung der Modelle einzelner Teilsysteme durch Einspeisung von für das jeweilige Teilsystem charakteristischen Beobachtungsdaten oder durch Weiterentwicklungen der dem Modell innewohnenden Physik;
2. Einbeziehung von weiteren Komponenten des Gesamtsystems;
3. Simultanbetrachtung möglichst vieler, aber schematisierter einflussnehmender Teilsysteme zur Erhöhung des Verständnisses der Wechselbeziehungen einzelner Systemkomponenten.

Die im ersten Punkt genannte Verwendung von Beobachtungsdaten ist bei der Modellierung des globalen ozeanischen Gezeitenfeldes zwar seit einigen Jahren üblich (s.o.), hinsichtlich der allgemeinen globalen Zirkulation präsentierten jedoch erst kürzlich *Ponte et al.* [2001] vorläufige Resultate ozeanischer Anregungen, die mit einem auf der adjungierten Methode beruhenden Assimilationsverfahren erzielt wurden. Durch Erhöhung der Präzision bei der Beobachtung von Erdrotationsparametern werden zunehmend Einflüsse erfasst, die traditionell als sekundär verstanden wurden. Hierzu gehören im allgemeinen all jene Effekte, deren Beitrag zur Anregung von Rotationsschwankungen deutlich unter 10 % des totalen gemessenen Signals liegt. Waren es zunächst weitere grossräumige Aspekte, wie beispielsweise der hydrologische Wasserkreislauf [*Chao*, 1988], so befassen sich jüngere Arbeiten verstärkt auch mit - teils anthropogenen, teils geophysikalischen - aperiodischen Sekundäreffekten (s. z.B. *Dill* [2001]). Exemplarisch für die oben letztgenannte Systembehandlung sei die Arbeit von *Celaya et al.* [1999] erwähnt, wo niederfrequente Polbewegungen über einen Zeitraum von hundert Jahren aus einem gekoppelten klimatischen Modell abgeleitet werden unter Berücksichtigung großskaliger atmosphärischer und ozeanischer Prozesse, Meereis sowie oberflächennaher Kontinentaleinflüsse.

Die globalen numerischen Ozeanmodelle lassen sich bis heute streng in reine barotrope Gezeitenmodelle und barokline Zirkulationsmodelle trennen. Von den sogenannten freien Globalmodellen, die ozeanische Prozesse aus der Theorie heraus, ohne Einspeisung von Daten bestimmen, war seitens der Gezeitenreproduktion das Partialtidenmodell von *Seiler* [1989] – wie oben bereits zum Ausdruck gebracht – das erste, mit dem für die Erdrotation relevante Bilanzgrößen bestimmt wurden. Alle weiteren gebräuchlichen Modellapproximationen der mit der ozeanischen Gezeitendynamik verbundenen Variationen

⁴Das von *Johnson et al.* [1999] zugrunde gelegte Modell wird ebenso wie das von *Ponte et al.* [1998] in Abschnitt 5.2.2.2 skizziert und zum Vergleich mit den hier nachfolgend vorgestellten Resultaten herangezogen.

integraler Größen geschehen durchweg unter Heranziehung von Beobachtungsdaten. Zur Schätzung der durch die allgemeine ozeanische Zirkulation verursachten Anregung von Erdrotationsschwankungen kamen in den oben genannten Arbeiten fast sämtliche der weltweit renommierten Zirkulationsmodelle zum Einsatz: das Large Scale Geostrophic Model (LSG) [Maier-Reimer *et al.*, 1993], das am Massachusetts Institute of Technology entwickelte Modell (MIT) [Marshall *et al.*, 1997], das Parallel Ocean Climate Model (POCM) [Semtner and Chervin, 1992], das Modular Ocean Model (MOM) [Pacanowski *et al.*, 1993] sowie das Miami Isopycnal Coordinate Ocean Model (MICOM) [Bleck *et al.*, 1989]. Wenngleich die Modelle untereinander Differenzen hinsichtlich ihrer Ausrichtung auf bestimmte Raum-Zeit-Skalen, der Art der Diskretisierung sowie der parametrisierten Prozesse aufweisen, richten sich alle Modelle auf die Reproduktion der (klimatologischen beziehungsweise transienten) thermohalin und/oder windgetriebenen Zirkulation, wobei – mit Ausnahme der Arbeit von Ponte *et al.* [2001], wo eine assimilierte Version des MIT-Modells Verwendung findet – die ozeanische Zirkulationsdynamik stets mit theoretischen, keine ozeanischen Beobachtungsdaten benutzenden Methoden simuliert wurde.

Nachfolgend wird ein Modellansatz vorgestellt, der im Unterschied zu den bisherigen Modellkonstrukten eine gleichzeitige Simulation der ozeanischen Gezeiten- und baroklinen Zirkulationsdynamik auf der globalen Skala erlaubt, so dass die in den oben angeführten Modellen implizit vorausgesetzte Vernachlässigbarkeit nichtlinearer Wechselwirkungen zwischen Zirkulations- und Gezeitenfeld auf ihre Zulässigkeit geprüft werden kann. In Erweiterung zur traditionellen Vorgehensweise werden hierbei die Gezeiten durch Antrieb mit dem vollständigen lunisolaren Potential ohne Zerlegung in die als Partialtiden bekannten Fourierkomponenten bestimmt. Im Hinblick auf eine Beeinflussung von mit der Erdrotation im Zusammenhang stehenden Integralgrößen sollen mit dem globalen Simultanmodell neben den thermohalinen, windgetriebenen, gezeiteninduzierten und nichtlinearen Beiträgen auch Effekte untersucht werden, die bislang noch keine beziehungsweise nicht in dieser Weise eine Berücksichtigung fanden. Hierzu gehören die vom Atmosphärendruck im Ozean verursachten statischen und dynamischen Prozesse ebenso wie zirkulationsbedingte Auflast- und Selbstanziehungseffekte. Der Beitrag dieser Arbeit zur Erhöhung des Verständnisses von Erdrotationsschwankungen ist demnach vornehmlich dem oben unter Punkt 1 genannten theoretisch-physikalischen Vorgehen zuzuordnen.

3 Ein Simultanmodell für Zirkulation und Gezeiten im Weltozean

3.1 Modellgleichungen

Nachfolgenden Ozeansimulationen zugrunde gelegt wird eine am Max-Planck-Institut für Meteorologie in Hamburg entwickelte, auf einem Arakawa-C-Gitter [Arakawa and Lamb, 1977] diskretisierte Version des „Hamburg Ocean Primitive Equation model“ (HOPE) [Wolff et al., 1996; Drijfhout et al., 1996]. Dieses numerische Modell der allgemeinen Zirkulation des Weltozeans basiert auf den nichtlinearen Impulserhaltungsgleichungen, der Kontinuitätsgleichung eines inkompressiblen Fluides sowie auf den Erhaltungsgleichungen für Wärme und Salz. Anwendung finden sowohl die hydrostatische als auch die Boussinesq-Approximation. Prognostisch berechnet werden Temperatur, Salzgehalt, die horizontalen Geschwindigkeiten sowie die Oberflächenauslenkung. Die horizontalen Impulserhaltungsgleichungen lauten

$$\begin{aligned} \frac{d \vec{v}_H}{dt} - f(\vec{k} \times \vec{v}_H) &= \frac{-1}{\rho_0} \left[\vec{\nabla}_H (p + \rho_0 g \zeta + p_a) \right] + \vec{\nabla}_H A_H \vec{\nabla}_H \cdot \vec{v}_H \\ &+ \frac{\partial}{\partial x_3} \left(A_V \frac{\partial \vec{v}_H}{\partial x_3} \right) + \vec{\nabla}_H (\gamma \Phi_a + \Phi_{LSA}) , \end{aligned} \quad (32)$$

wobei $\vec{v}_H = (u, v)$ den horizontalen Geschwindigkeitsvektor beschreibt, f den Coriolisparameter und \vec{k} einen vertikalen Einheitsvektor; ρ_0 ist eine Referenzdichte, $\vec{\nabla}_H$ der horizontale Nablaoperator, p der interne Druck und ζ die Meereshöhe. Durch Berücksichtigung des Atmosphärendrucks p_a kann dem Auflasteffekt der Atmosphäre Rechnung getragen werden. A_H steht für den horizontalen, A_V für den vertikalen Koeffizienten turbulenter Viskosität. Durch den letzten Term auf der rechten Seite von Gleichung (32) finden das gezeitenerzeugende Potential sowie das durch Auflast und Selbstanziehung verursachte Sekundärpotential Berücksichtigung. Auf die im Rahmen dieser Arbeit erfolgte Implementierung der Potentialterme wird in den Abschnitten 3.2.3 und 3.2.4 eingegangen.

Unter Verwendung der hydrostatischen Approximation berechnet sich der interne Druck mit g als mittlerer Schwerebeschleunigung gemäß

$$\frac{\partial p}{\partial x_3} = -g\rho . \quad (33)$$

Die Vertikalgeschwindigkeit w wird diagnostisch aus der Inkompressibilitätsbedingung bestimmt:

$$\frac{\partial w}{\partial x_3} = -\vec{\nabla}_H \cdot \vec{v}_H . \quad (34)$$

Aus der linearisierten kinematischen Randbedingung erhält man die Meereshöhe ζ zu:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = w_{(x_3=0)} + Q_\zeta = \vec{\nabla}_H \cdot \int_{-h}^0 \vec{v}_H dx_3 + Q_\zeta , \quad (35)$$

wobei $h(\varphi, \lambda)$ für die Wassertiefe am Ort der geographischen Breite φ und der geographischen Länge λ steht und durch Q_ζ der Frischwasserfluss an der freien Oberfläche berücksichtigt wird.

Die von Temperatur, Salzgehalt und Druck abhängige Wasserdichte ρ wird gemäß eines nichtlinearen Polynoms berechnet, wie es bei der UNESCO [1983] beschrieben ist. Die Erhaltungsgleichungen für die prognostischen Variablen Salzgehalt S und Temperatur T lauten:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\partial}{\partial x_3} \left(D_V \frac{\partial T}{\partial x_3} \right) + D_H \nabla_H^2 T, \quad (36)$$

$$\frac{dS}{dt} = \frac{\partial}{\partial x_3} \left(D_V \frac{\partial S}{\partial x_3} \right) + D_H \nabla_H^2 S, \quad (37)$$

wobei D_H und D_V horizontale bzw. vertikale Diffusivitätskoeffizienten sind.

Das skizzierte klimatologisch ausgerichtete Modell wurde auf die Wetterzeitskala umgestellt, um den mit zwölf Stunden im Vergleich zu Klimatologien hoch aufgelösten atmosphärischen ECHAM3-Antriebsfeldern gerecht zu werden und eine Darstellung auch der halb- und ganztägigen Tiden zu ermöglichen. Der verwendete Zeitschritt liegt bei einer Stunde, die räumliche Horizontalaufösung beträgt konstant $1,875^\circ$ in Breite und Länge. Dreizehn Schichten existieren in der Vertikalen, wobei sechs Schichten die obersten 240 m der Wassersäule repräsentieren. Verwendet wird eine aus dem ETOPO5-Datensatz des National Geophysical Data Center gewonnene realistische Tiefenverteilung.

Implementiert ist ein Eismodell vom Hiblerschen Typ [Hibler, 1979], welches eine prognostische Berechnung von Eisdicke, -kompaktheit und -drift erlaubt. Im Unterschied zu klassischen barotropen Partialtidenmodellen ist somit auch eine Untersuchung der Beeinflussung von ozeanischen Gezeiten durch Meereis möglich.

3.2 Anfangs- und Randbedingungen

3.2.1 Atmosphärischer Antrieb

Atmosphärische Antriebe lassen sich grundsätzlich kategorisieren in klimatologische und transiente Felder, wobei erstere zumeist aus langjährigen Monatsmitteln gewonnen werden und letztere ausgewählte Komponenten einer Echtzeitatmosphäre wiedergeben, die entweder aus Modellen, aus Beobachtungen oder einer Kombination derselben, den sogenannten Reanalysen, gewonnen werden.

3.2.1.1 Klimatologischer Antrieb

Zur Schaffung eines quasistationären Zustandes wurde das Modell zunächst mit klimatologischen Feldern über einen Zeitraum von 260 Jahren angetrieben. Hierbei fanden Monatsmittel der Windschubspannungen und Oberflächentemperaturen jenseits der turbulenten Grenzschicht sowie Jahresmittel der Oberflächensalzgehalte Verwendung [Hellerman and Rosenstein, 1983; Levitus, 1982]. Auf den Zustand des mit diesen zyklischen Feldern erhaltenen quasistationären Zirkulationssystems setzen die Echtzeitrechnungen

mit atmosphärischen Antrieben aus ECHAM3-Simulationen auf. Ein Nachweis hinsichtlich der Quasistationarität erfolgt anhand der Integralgrößen in Abschnitt 5.4.1.

3.2.1.2 Echtzeitantrieb

Mit dem globalen atmosphärischen Zirkulationsmodell ECHAM3-T21 [DKRZ, 1992; Roeckner et al., 1992] sind fünf Simulationen des atmosphärischen Klimazustandes durchgeführt worden. Angetrieben wurde das Modell mit den beobachteten Monatsmitteln der Meeresoberflächentemperaturen und den globalen Eisbedeckungsgraden für den Zeitraum von 1949 bis einschließlich 1994 gemäß des GISST2.2-Datensatzes [Parker et al., 1994] des Hadley Center for Climate Prediction and Research in Bracknell. Die fünf Simulationen unterscheiden sich ausschließlich hinsichtlich der verwendeten Initialbedingungen. Die zeitliche Auflösung der Simulationen beträgt zwölf Stunden, die räumliche Horizontalaufösung ist durch den Grad der Spektralentwicklung bestimmt und beträgt im Mittel etwa $5,625^\circ$, was einer Beschränkung auf Wellenzahlen $k \leq 21$ entspricht. In der Vertikalen existieren 19 Schichten von der Oberfläche bis zu 10 hPa.

Aus einer dieser Simulationen, dessen Variabilität im Vergleich mit Analysen von Beobachtungen bereits validiert wurde [Klaßen et al., 1994; Hense und Römer, 1995], sind in zwölfstündlicher Auflösung atmosphärische Echtzeitfelder extrahiert und für den Antrieb des Ozeanmodells aufbereitet worden. Neben Windschubspannungen, Oberflächentemperaturen und Frischwasserflüssen finden bei einem Teil der im folgenden behandelten Ozeansimulationen auch Druckdaten in mittlerer Meereshöhe Verwendung, wodurch der Auflasteffekt der Atmosphäre Berücksichtigung findet. Um eine unrealistisch starke Modelldrift zu verhindern, werden Oberflächentemperaturen wie auch Frischwasserflüsse mittels Newtonscher Kopplung an den erwähnten klimatologischen Zustand relaxiert, wobei im Falle der oberflächennahen Temperaturen eine Zeitkonstante von 31 Tagen, im Falle der Frischwasserflüsse von 39 Tagen verwendet wird. Die aus der Differenz von Niederschlag und Verdunstung gewonnenen Frischwasserflüsse werden zudem derart korrigiert, dass das Integral über den gesamten Simulationszeitraum verschwindet; ein langfristiger Nettogewinn bzw. -verlust an Frischwasser infolge eines Lineartrends der ECHAM-Simulationen wird demnach verhindert.

Da die Zeitaufösung der ECHAM3-Daten exakt der Nyquist-Frequenz des Tagesganges entspricht, kann letzterer trotz linearer Interpolation der Echtzeitantriebe auf den einstündigen Zeitschritt des Ozeanmodells vom Modell nicht hinreichend wiedergegeben werden. Damit entziehen sich die Auswirkungen des atmosphärisch bedingten Tagessignals auf die ozeanischen Integralgrößen den nachfolgenden Untersuchungen, die hinsichtlich der windgetriebenen und thermohalinen Zirkulation auf Variationen mit Frequenzen unterhalb der oben genannten Nyquist-Frequenz beschränkt sind.

3.2.2 Auflast der Atmosphäre – Antrieb durch Atmosphärendruck

Im Unterschied zur Windschubspannung wurde die dynamische Wirkung atmosphärischer Druckvariationen auf den Ozean lange vernachlässigt, da der Mechanismus zur Anregung dynamischer Prozesse weitaus weniger effizient ist als beim Windschub. Die ozeanische Reaktion auf atmosphärische Druckschwankungen wurde - und wird - deshalb

häufig als eine rein statische approximiert, wonach jede Änderung des Atmosphärendrucks unmittelbar eine kompensierende lokale Verformung des Meeresspiegels nach sich zieht. Diese mit der atmosphärischen Druckanomalie δp_a verbundene Höhenänderung ζ^{ib} ergibt sich direkt aus der hydrostatischen Approximation zu (vgl. *Gill* [1982])

$$\zeta^{ib} = -\frac{\delta p_a}{\rho_0 g}, \quad (38)$$

wobei das negative Vorzeichen seine Ursache darin findet, dass eine positive Druckanomalie mit einer Depression, eine negative mit einem Anstieg der Meereshöhe verbunden ist.⁵ Der inversen Reaktion des Meeresspiegels entsprechend wird ein derartiges Verhalten als „invers barometrischer“ (IB) Effekt bezeichnet. Ohne Beschränkung der Allgemeinheit kann für die Meeresoberflächenauslenkung $\zeta = \zeta^{ib} + \zeta'$ gesetzt werden [*Ponte*, 1999]; hierbei steht ζ^{ib} für den hydrostatischen, ζ' für alle sonstigen dynamischen Anteile, die beispielsweise verursacht werden durch Wind- oder Dichteeinflüsse. Mit $p_a = \bar{p}_a + \delta p_a$, wobei \bar{p}_a das ozeanische Flächenmittel und δp_a die Anomalie repräsentieren, folgt unter Verwendung der invers barometrischen Approximation (38) für den Druckgradientterm in der Impulserhaltungsgleichung (32)

$$\frac{-1}{\rho_0} \left[\vec{\nabla}_H (p + \rho_0 g \zeta + \delta p_a + \bar{p}_a) \right] = -\vec{\nabla}_H \left[\frac{p}{\rho_0} + g(\zeta - \zeta^{ib}) + \frac{\bar{p}_a}{\rho_0} \right] = -\vec{\nabla}_H \left[\frac{p}{\rho_0} + g\zeta' \right]. \quad (39)$$

Sofern die betrachteten Zeitskalen lang gegenüber der infolge der Trägheit des Ozeans nötigen Anpassungszeit der Meereshöhe sind, impliziert demnach die IB-Annahme eine vollständige Kompensation horizontaler Gradienten des Atmosphärendrucks durch die Meereshöhen, ohne dass eine Einflussnahme auf die innere Dynamik oder den ozeanischen Bodendruck erfolgt; denn in jeder Tiefe h bleibt wegen (38) der Druck

$$-\int_{\zeta}^h \rho g dx_3 = -\int_{\zeta + \zeta^{ib}}^h \rho g dx_3 + \delta p_a \quad (40)$$

nach Berücksichtigung der Anomalie δp_a unverändert. Da bei Voraussetzung exakter Gültigkeit der invers barometrischen Approximation p_a keinerlei dynamische Signifikanz zukommt, wird Antrieb durch Atmosphärendruck in den meisten Modelluntersuchungen vernachlässigt (vgl. *Ponte* [1999]).

Gänzlich unberücksichtigt bleiben in einer derart statischen Approximation jegliche Prozesse während der isostatischen Kompensation, hervorgerufen durch Horizontalgradienten des Atmosphärendrucks, die tiefenunabhängige Strömungen induzieren. Da diese barotropen Strömungskomponenten erst bei vollständiger Kompensation der Anomalien δp_a durch die Meeresoberfläche verschwinden, ist die Vernachlässigung der dynamischen Komponente der invers barometrischen Näherung nur für Prozesse gerechtfertigt, die langsam bezüglich der isostatischen Kompensation erfolgen.

Sowohl der für die dynamische Komponente relevante Spektralbereich als auch die grundsätzliche Zulässigkeit der IB-Annahme waren Gegenstand verschiedenartiger Studien in

⁵Der Relation (38) ist ferner leicht zu entnehmen, dass eine atmosphärische Druckanomalie von 1 mbar eine Höhenänderung von etwa 1 cm zur Folge haben sollte.

den vergangenen Jahren. *Wunsch and Stammer* [1997] legten dar, dass die Gültigkeit der IB-Annahme in starkem Maße von den bathymetrischen Eigenschaften wie auch der Geometrie ozeanischer Becken abhängt. Aus der Analyse altimetrischer Daten schätzten *Fu and Pihos* [1994] eine Abweichung vom exakt invers barometrischen Verhalten der Meeresoberfläche, die nach Elimination der Windeffekte im globalen Mittel etwa 5-10 % beträgt. Dies ist konsistent mit den numerischen Resultaten von *Gaspar and Ponte* [1997] sowie *Ponte and Gaspar* [1999], die mit einem von Windschub und Druck angetriebenen barotropen Ozeanmodell erzielt wurden. *Bryan et al.* [2000] folgerten aus Simulationen der allgemeinen Zirkulation unter dem Einfluss atmosphärischer Druckfelder, dass dynamische Komponenten vornehmlich bei Perioden kürzer als zehn Tagen Signifikanz zeigen. Um eine Schätzung der maximalen Einflussnahme des Atmosphärendrucks auf die hier zu quantifizierenden Integralgrößen zu ermöglichen, werden bei den nachfolgend beschriebenen Langzeitsimulationen (s. Abschnitt 3.4) zwei extremale Konstellationen getestet. Bei einem Teil der Läufe wird vollständige und unmittelbare isostatische Kompensation der Anomalien δp_a angenommen, weshalb $p_a = 0$ gesetzt wird [*Ponte, 1999*]; bei einigen Simulationen finden dagegen die momentanen atmosphärischen Druckfelder in Meereshöhe aus den ECHAM3-Simulationen gemäß der Formulierung des Druckgradientterms in (32) Verwendung, ohne von der invers barometrischen Formulierung (38) Gebrauch zu machen. Wenngleich die Verwendung der hydrostatischen Approximation bei der internen Druckberechnung gemäß (33) eine isostatische Kompensation nahelegt, erlaubt diese Art des p_a -Antriebes doch eine Berücksichtigung der oben genannten dynamischen Komponente.

3.2.3 Antrieb durch gezeitenerzeugende Kräfte

An einem Punkt $P(r, \varphi, \lambda)$, wobei $r = \text{Radius}$, $\varphi = \text{Breite}$ und $\lambda = \text{Länge}$, wird durch einen externen Körper mit dem Abstand d_E vom Massenzentrum der Erde, das als Ursprung eines Referenzsystems diene und im Falle eines ellipsoidalen rotationssymmetrischen Körpers mit dem Mittelpunkt zusammenfällt, das differentielle Gravitationspotential

$$\Phi(P) = \eta \sum_{n=2}^{\infty} \frac{r^n}{d_E^{n+1}} P_n(\cos \vartheta) \quad (41)$$

ausgeübt (vgl. z.B. *Melchior* [1978]). Hierbei ist η die geozentrische Gravitationskonstante, P_n das Legendresche Polynom der Ordnung n und ϑ die geozentrische Zenitdistanz des externen Körpers. Durch Transformation der Kugelfunktionen mit

$$\cos \vartheta = \sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos H(P) \quad (42)$$

lässt sich (41) in Abhängigkeit von den geozentrischen Koordinaten φ (geographische Breite) und λ (geographische Länge, positiv in östlicher Richtung) sowie den äquatorealen Koordinaten α (Rektaszension) und δ (Deklination) darstellen. Mit dem Stundenwinkel H des externen Körpers, der Sternzeit t_{sid} für den Nullmeridian und der mittleren Winkelgeschwindigkeit Ω der Erde ist der lokale Stundenwinkel $H(P)$ dabei gegeben durch

$$H(P) = H - \lambda(P) = \Omega t_{sid} - \alpha - \lambda(P) . \quad (43)$$

Aus (41) folgt dann der allgemeine Ausdruck

$$\Phi(P) = \sum_{l=2}^{\infty} \sum_{m=0}^l \Phi_{lm} r^l P_l^m(\sin \delta) P_l^m(\sin \varphi) \cos mH(P) , \quad (44)$$

wobei

$$\begin{aligned} \Phi_{lm} &= \frac{2(l-m)! \eta}{(l+m)! d_E^{l+1}} \quad \text{für } m = 1, \dots, l, \\ \Phi_{l0} &= \frac{\eta}{d_E^{l+1}} \quad \text{für } m = 0 \end{aligned}$$

und

$$\cos mH(P) = \cos mH \cos m\lambda + \sin mH \sin m\lambda .$$

Bei Beschränkung auf Terme zweiter Ordnung liefert (44) die klassische Laplacesche Entwicklung des Gezeitenpotentials in drei Gruppen:

$$\Phi_2(P) = \frac{3}{4} \eta \frac{r^2}{d_E^3} \left\{ \begin{array}{l} \cos^2 \varphi \cos^2 \delta \cos 2H(P) \\ + \sin 2\varphi \sin 2\delta \cos H(P) \\ + 3(\sin^2 \varphi - \frac{1}{3})(\sin^2 \delta - \frac{1}{3}) . \end{array} \right. \quad (45)$$

Entsprechend dem Ausdruck $\cos[mH(P)]$ beschreibt der erste Summand in (45) den sektoriellen halbtägigen, der zweite Summand den tesseralen eintägigen und der dritte Summand den zonalen langperiodischen Anteil in der Entwicklung. Das gezeitenerzeugende Potential von Sonne (S) und Mond (M) berechnet sich aus einer linearen Überlagerung der von beiden Körpern hervorgerufenen Potentiale:

$$\Phi = \Phi_M + \Phi_S = \Phi_M(r_M, \delta_M, \alpha_M) + \Phi_S(r_S, \delta_S, \alpha_S) . \quad (46)$$

Bei Partialtidenmodellen ist es üblich, das Potential gemäß (45) in einzelne Fourierkomponenten, den sogenannten Partialtiden, zu zerlegen. Einerseits können so Amplituden und Phasen bestimmter Tiden direkt geschätzt werden, andererseits ermöglichen die fest definierten Frequenzen der Partialtiden eine Zeitintegration über exakt geschlossene Perioden. Da hier die Auswirkungen der gesamten lunisolaren Gezeitenkräfte und atmosphärischer Antriebsschwankungen auf und im besonderen die Bedeutung nichtlinearer Wechselwirkungen zwischen Gezeiten und Zirkulation für den ozeanischen Drehimpuls von Interesse sind, wird auf eine weitere harmonische Entwicklung des Gezeitenpotentials verzichtet. Wenngleich hierdurch sowie infolge der oben genannten transienten atmosphärischen Antriebsfelder keine Bilanzrechnungen durch Integration über exakt geschlossene Perioden mehr möglich sind, darf von einer solchen Vorgehensweise doch eine realitätsnahe Reproduktion der *instantanen* Ozeandynamik erwartet werden; denn erstmals werden als Randbedingung eines globalen Ozeanmodells atmosphärische Echtzeitfelder und lunisolare Gezeitenkräfte simultan zum Antrieb verwendet. Die Durchführbarkeit dieses Vorgehens ist auch in rein numerischer Hinsicht von Interesse, da die

Zeitskalen der Variation von Zirkulation und Gezeitenphänomenen häufig um mehrere Größenordnungen auseinanderliegen.

Zur numerischen Berechnung des lunisolaren Gezeitenpotentials (46) in Verbindung mit (45) und (43) ist eine Kenntnis des jeweiligen Abstandes, der Rektaszension sowie der Deklination von Sonne und Mond nötig. Dem theoretischen Grundgedanken dieser Untersuchung folgend, werden die Ephemeriden mit Hilfe von Näherungsformeln direkt während des Modellaufs ermittelt. Das hier angewandte Berechnungsverfahren ist eingehend bei *Van Flandern and Plukkinen* [1998] und Schlyter (<http://hotel04.ausys.se/pausch/comp/ppcomp.html#5>) beschrieben und soll im folgenden lediglich kurz skizziert werden. *Van Flandern and Plukkinen* [1998] geben eine Genauigkeit der mit dieser Methode bestimmten Positionen von einem Bruchteil einer Bogenminute für die Sonne und 1-2 Bogenminuten für den Mond an, was in Anbetracht der im Modell verwendeten Zeitaufösung ausreichend ist.

Die Bahnelemente des gezeitenerzeugenden Gestirns, die Lage, Gestalt und Größe der Bahn sowie den Ort des Gestirns in dieser Bahn kennzeichnen, sind die Länge des aufsteigenden Knotens (N), die Inklination der Bahnebene gegen die Ekliptik (i), der Abstand des Perihels vom aufsteigenden Knoten (w), der mittlere Wert der großen Halbachse (a), die numerische Exzentrizität der Bahnellipse (e) sowie die mittlere Anomalie (m). Ist ferner d die Zeit in Tagen bezogen auf den 31. Dezember 1999, 0:00 UT, so lassen sich die Bahnelemente von Sonne (Index S) und Mond (Index M) mit folgenden Beziehungen approximieren:

$$\begin{aligned}
 N_S &= 0^\circ, 0; & N_M &= 125^\circ, 1228 - 0^\circ, 0529538083 \cdot d; \\
 i_S &= 0^\circ, 0; & i_M &= 5^\circ, 1454; \\
 w_S &= 282^\circ, 9404 + 4^\circ, 70935 \cdot 10^{-5} \cdot d; & w_M &= 318^\circ, 0634 + 0^\circ, 1643573223 \cdot d; \\
 a_S &= 1, 000000[AU]; & a_M &= 60, 2666[Erdradien]; \\
 e_S &= 0, 016709 - 1, 151 \cdot 10^{-9} \cdot d; & e_M &= 0, 054900; \\
 m_S &= 356^\circ, 0470 + 0^\circ, 9856002585 \cdot d; & m_M &= 115^\circ, 3654 + 13^\circ, 0649929509 \cdot d,
 \end{aligned} \tag{47}$$

wobei d als reelle dimensionslose Zahl gesetzt wird und $AU = 1, 496 \cdot 10^{11}$ m die Astronomische Einheit ist, die dem mittleren Abstand zwischen Sonne und Erde entspricht. Unter Vernachlässigung der Indizes S, M für Sonne und Mond erhält man die geozentrische Position des Gestirns im ekliptischen Koordinatensystem (x_h, y_h, z_h) aus den Beziehungen

$$\begin{aligned}
 x_h &= r \cdot (\cos(N) \cdot \cos(\nu + w) - \sin(N) \cdot \sin(\nu + w) \cdot \cos(i)) \\
 y_h &= r \cdot (\sin(N) \cdot \cos(\nu + w) + \cos(N) \cdot \sin(\nu + w) \cdot \cos(i)) \\
 z_h &= r \cdot \sin(\nu + w) \cdot \sin(i)
 \end{aligned} \tag{48}$$

wobei

$$r = a \cdot \sqrt{[\cos(E) - e]^2 + [(1 - e^2) \cdot \sin^2(E)]}$$

für den Abstand und

$$\nu = \arctan\left(\frac{\sqrt{(1 - e^2)} \cdot \sin(E)}{\cos(E) - e}\right)$$

für die wahre Anomalie (= Winkel zwischen Perihelrichtung und Radiusvektor) des Gestirns stehen. E bezeichnet hierbei die exzentrische Anomalie, die aus der Iteration

$$E_{n+1} = E_n - \frac{E_n - \frac{e \cdot 180}{\pi} \cdot \sin(E_n) - m}{1 - e \cdot \cos(E_n)}, \quad n = 0, \dots, 5 \quad (49)$$

gewonnen wird. Zur Erhöhung der Genauigkeit werden im Falle des Mondes die so erhaltenen Positionen korrigiert durch Addition trigonometrischer Terme, die abhängen von der mittleren Anomalie von Sonne und Mond, von der Länge des Mondbahnknotens sowie vom Abstand des Perihels vom aufsteigenden Knoten von Sonne und Mond. Hierzu werden die ekliptischen Koordinaten (x_h, y_h, z_h) zunächst umgeformt in ekliptikale Längen und Breiten:

$$\begin{aligned} lon_{ecl} &= \arctan\left(\frac{y_h}{x_h}\right) \\ lat_{ecl} &= \arctan\left(\frac{z_h}{\sqrt{x_h^2 + y_h^2}}\right) \end{aligned} \quad (50)$$

Nach Addition der bei Schlyter (<http://hotel04.ausys.se/pausch/comp/ppcomp.html#5>) aufgelisteten Korrekturterme werden die korrigierten Längen lon_{eclp} und Breiten lat_{eclp} wieder ausgedrückt mit Hilfe der Koordinaten (x_h, y_h, z_h) :

$$\begin{aligned} x_h &= r \cdot \cos(lon_{eclp}) \cdot \cos(lat_{eclp}) \\ y_h &= r \cdot \sin(lon_{eclp}) \cdot \cos(lat_{eclp}) \\ z_h &= r \cdot \sin(lat_{eclp}) \end{aligned} \quad (51)$$

Durch Drehung der y-z-Ebene um den Neigungswinkel zur Ekliptik $\gamma_{ecl} = 23,4393 - 3,563 \cdot 10^{-7} \cdot d$, wird der Übergang vom rechtwinkligen, ekliptischen zum rechtwinkligen, äquatorialen Koordinatensystem vollzogen:

$$\begin{aligned} x_e &= x_h \\ y_e &= y_h \cdot \cos(\gamma_{ecl}) - z_h \cdot \sin(\gamma_{ecl}) \\ z_e &= y_h \cdot \sin(\gamma_{ecl}) + z_h \cdot \cos(\gamma_{ecl}) \end{aligned} \quad (52)$$

so dass sich Rektaszension α , Deklination δ und geozentrische Distanz r aus folgenden einfachen Relationen berechnen lassen:

$$\begin{aligned} \alpha &= \arctan\left(\frac{y_e}{x_e}\right) \\ \delta &= \arctan\left(\frac{z_e}{\sqrt{x_e^2 + y_e^2}}\right) \\ r &= \sqrt{x_e^2 + y_e^2 + z_e^2} \end{aligned} \quad (53)$$

Für jeden Zeitschritt werden mit diesem Verfahren die Positionen von Sonne und Mond berechnet und zur Bestimmung der für den Antrieb nach Gleichung (32) relevanten, analytisch berechenbaren Horizontalkomponenten $\partial\Phi/r\partial\varphi$ in Nord-Süd-Richtung und

$\partial\Phi/r \cos(\varphi)\partial\lambda$ in Ost-West-Richtung verwendet.

Erdgezeiten Der Einfluss der Erdgezeiten auf das Gezeitenpotential findet Berücksichtigung durch den Faktor

$$\gamma = 1 + k_2 - h_2 = 0,69, \quad (54)$$

wobei die Loveschen Zahlen k_2 und h_2 dem durch die Gezeit des Erdkörpers bedingten zusätzlichen Potential bzw. der Potentialänderung aufgrund des radialen Versatzes des Erdbodens Rechnung tragen.

3.2.4 Auflast und Selbstanziehung der Wassermassen

Zur Parametrisierung des durch die Wirkung von Auflast und Selbstanziehung der Wassermassen verursachten Sekundärpotentials wird der Ansatz von *Accad and Pekeris* [1978] zugrunde gelegt. Hiernach ist im barotropen Fall das Sekundärpotential Φ_{LSA} proportional zur lokalen Auslenkung ζ der Meeresoberfläche: $\Phi_{LSA} = g\varepsilon\zeta$, wobei g wiederum die mittlere Schwerebeschleunigung und ε ein Proportionalitätsfaktor ist. Damit werden implizit barokline Effekte hinsichtlich des Sekundärpotentials vernachlässigt. Für die nachfolgenden baroklinen Simulationen wird angenommen, dass eine analoge Proportionalität zwischen der Masse in der lokalen Wassersäule und dem Sekundärpotential Φ_{LSA} („Loading and Self-Attraction“, LSA) besteht, also

$$\Phi_{LSA} = g\varepsilon \int_{-h}^{\zeta} \frac{\rho}{\rho_0} dx_3, \quad (55)$$

was eine zusätzliche Proportionalität zur Dichte impliziert. In diskretisierter Form erhält man für die Schicht k mit Schichtdicke Δx_{3k}

$$\Phi_{LSA_k} = g\varepsilon(\Delta x_{3k} + \delta_{1k}\zeta) \frac{\rho_k}{\rho_0}. \quad (56)$$

Wird die aktuelle Dichte ρ_k ersetzt durch die Summe des Referenzwertes ρ_0 und der von Ort und Zeit abhängigen Abweichung ρ' , d.h.

$$\Phi_{LSA_k} = \frac{g\varepsilon}{\rho_0}(\Delta x_{3k}\rho_k + \delta_{1k}\zeta\rho'_1) + \delta_{1k}g\varepsilon\zeta, \quad (57)$$

so wird deutlich, dass die Übertragung des barotropen Ansatzes von *Accad and Pekeris* [1978] auf den hier vorliegenden baroklinen Fall zwei „neue“, von der aktuellen Dichte bestimmte Terme mit sich bringt. Der barokline Ansatz (57) reduziert sich für einen barotropen Zustand wegen $g\varepsilon\Delta x_{3k} = const$ wieder auf die bei reinen Gezeitensimulationen benutzte Relation von *Accad and Pekeris* [1978].

Sensitivitätstests führen auf $\varepsilon = 0,085$, was im Einklang mit den Untersuchungen von *Accad and Pekeris* [1978] im barotropen Modellozean bei ähnlicher Horizontalauflösung steht. Auf mögliche Unsicherheiten, die aus der subjektiven Wahl von ε resultieren, wird in Abschnitt 5.4.4 und bei *Thomas et al.* [2001] eingegangen.

Zahel [1991] bestimmte mit einem barotropen Gezeitenmodell die in einem hemisphärisch begrenzten Ozean auftretenden Eigenschwingungen, wenn das Sekundärpotential mithilfe Lovescher Zahlen berechnet, mit dem Ansatz von *Accad and Pekeris* [1978] parametrisiert oder vernachlässigt wird. Gemessen an den Differenzen, die bei Vernachlässigung von Auflast und Selbstanziehung auftraten, waren die Unterschiede bei vollständiger und parametrisierter Berücksichtigung gering. Die hier gewählte, aus einer Erweiterung des Ansatzes von *Accad and Pekeris* [1978] resultierende massenproportionale Parametrisierung darf deshalb – bei vertretbarem Rechenaufwand – als gute Näherung der mit dem Sekundärpotential einhergehenden Effekte betrachtet werden.

3.3 Sterische Korrektur

Die vom ozeanischen Massenfeld abhängigen Integralgrößen - wie Schwerpunktkoordinaten und Trägheitstensor - werden bestimmt durch die interne Dichteverteilung $\rho = \rho(\varphi, \lambda, h, t)$ sowie die Oberflächenauslenkung ζ . Zeitliche Änderungen der Massenverteilung durch Dichteveränderungen gehen im allgemeinen einher mit Expansionen bzw. Kontraktionen der Wassersäule. Wird die Boussinesq-Approximation in Modellen angewandt, die auf z-Koordinaten basieren - wie das hier verwendete -, so sind diese Modelle, streng genommen, nicht massen-, sondern volumenerhaltend; denn die prognostische Berechnung der freien Oberfläche ζ erfolgt über Vertikalintegration nicht der Massen-, sondern der Volumenerhaltungsgleichung (Inkompressibilitätsbedingung, Gleichung (34)) unter Anwendung der kinematischen Randbedingung (35). Somit können weder dichteinduzierte Variationen der Schichtdicken noch sterische Änderungen des Meeresspiegels von dieser Modellklasse wiedergegeben werden, obwohl die zugrunde gelegte Zustandsgleichung [UNESCO, 1983] derartige Expansionseffekte berücksichtigt. Insbesondere auf der saisonalen Zeitskala ist jedoch zu erwarten, dass die vorausgesetzte Volumenerhaltung verletzt ist, da – infolge der Asymmetrie der Land-Wasser-Verteilung auf beiden Hemisphären – im südhemisphärischen Sommer deutlich größere ozeanische Wassermassen erwärmt werden als im nordhemisphärischen. Jede Art der Massenumverteilung ist verbunden mit entsprechenden Variationen beispielsweise der Komponenten des ozeanischen Trägheitstensors, weshalb bei der nachfolgenden Simulation ozeanischer Integralgrößen auch die Einflüsse dichtebedingter Expansionseffekte geschätzt werden sollen.

Greatbatch [1994] schlug zur Berücksichtigung sterisch bedingter Vertikalbewegungen der Meereshöhe eine Integration der Massenerhaltungsgleichung

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + \vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0 \quad (58)$$

vor. Aus dieser Integration resultiert ein zusätzlicher Term bei der ζ -Berechnung, der - analog zum Frischwasserantrieb - zwei Effekte repräsentiert: Goldsbrough–Stommel–Wirbel (d.h. „vortex stretching“ wird balanciert durch Änderungen der planetarischen Vorticity) und räumlich homogene, aber zeitabhängige Meereshöhenänderungen. Nach *Greatbatch* [1994] ist ersterer Effekt vernachlässigbar, und letzterer entspricht auf Zeitskalen, die einige Tage überschreiten, einem invers barometrischen Verhalten der Meeresoberfläche. Folglich lassen sich dichtebedingte Expansionseffekte in Modellen, die von der

Boussinesq-Approximation Gebrauch machen, berücksichtigen mittels eines räumlich einheitlichen, aber zeitabhängigen Faktors, der auf das berechnete ζ -Feld angewandt wird. Diese einer barotropen Auflast entsprechende Korrektur kann im nachhinein geschehen, da infolge der räumlichen Unabhängigkeit die Korrektur keine dynamische Signifikanz aufweist.

Ponte [1999] wandte die von *Greatbatch* [1994] gefolgerte räumlich homogene, aber zeitabhängige Korrektur bei der Berechnung saisonaler Variationen ozeanischer Bodendruckfelder mit dem Parallel Ocean Climate Model (POCM) [*Semtner and Chervin*, 1992] an, indem er die Meeresoberfläche um die räumlich homogene sterische Höhenänderung

$$\delta\bar{\zeta}_\rho = -\frac{1}{O} \int_V \frac{\delta\rho}{\rho_0} dV \quad (59)$$

(O = Oberfläche, V = Volumen des Ozeans) berichtigte, die aus der Volumenintegration der momentanen, ortsabhängigen Dichteanomalien $\delta\rho$ resultiert. Die saisonalen $\delta\bar{\zeta}_\rho$ -Amplituden vom POCM lagen mit 3–4 mm deutlich unter den von *Mellor and Ezer* [1995] aus hydrographischen Daten auf 8–10 mm geschätzten Werten. Wenngleich diese Größenordnung unbedeutend ist für die Meeresoberflächentopographie, schließt *Ponte* [1999] doch die Notwendigkeit, die saisonalen sterischen Effekte bei der Bestimmung der Bodendruckvariabilität zu berücksichtigen, da die sterische Höhenvariabilität etwa die Hälfte des Höhenäquivalents der modellierten saisonalen Bodendruckamplituden ausmacht.

Johnson [1999, pers. Mitteilung] implementierte ebenfalls die von *Greatbatch* [1994] vorgeschlagene Korrektur in das POCM, konnte aber hierdurch in den harmonischen Koeffizienten der Entwicklung des ozeanischen Bodendruckes in Kugelflächenfunktionen keine signifikanten Auswirkungen feststellen. In Analogie zu *Ponte* [1999] zeigten lediglich die annuellen und semiannuellen Stokes-Koeffizienten C_{10} und C_{20} bei der sphärischen Entwicklung des ozeanischen Bodendruckfeldes leichte Modifikationen, und der Offset C_{00} verschwand erwartungsgemäß nach der Korrektur.

Hier wird deshalb eine gegenüber (59) geringfügig erweiterte sterische Korrektur getestet, mit der durch Verzicht auf die Bildung eines Flächenmittels auch der räumlichen Abhängigkeit der Vertikalausdehnungen der Wassersäule Rechnung getragen wird:

$$\delta\zeta_\rho(\varphi, \lambda) = - \int_{-h(\varphi, \lambda)}^{\zeta} \frac{\delta\rho(\varphi, \lambda)}{\rho_0(\varphi, \lambda)} dx_3, \quad (60)$$

wobei der hier ortsabhängige Referenzzustand $\rho_0(\varphi, \lambda)$ durch das Langzeitmittel der lokalen Dichte beschrieben wird. Aus der mittels der UNESCO-Relation [1983] berechneten Momentandichte können somit in einfacher Weise die mit Druck-, Temperatur- und Salzgehaltsvariationen einhergehenden Kontraktionen und Expansionen der Wassersäule geschätzt werden, die implizit in den geodätisch bestimmten Meereshöhen enthalten und deshalb bei einem Vergleich von Altimeter- und Modellösungen der momentanen Meerestopographie zu berücksichtigen sind. Obige Korrektur liefert allerdings insofern nur eine erste Schätzung des sterischen Effektes, als dass die Höhenanomalie aus prognostischen Variablen im nachhinein bestimmt wird und damit mögliche Rückwirkungen auf die Dynamik gänzlich vernachlässigt werden. Da die Höhenänderungen infolge des

aus Verdunstung und Niederschlag resultierenden Frischwasserflusses Q_ζ in (35) bereits berücksichtigt sind und damit ein bedeutender Anteil der oberflächennahen halin bedingten Dichteveränderungen, darf angenommen werden, dass $\delta\zeta_\rho$ maßgeblich thermischen Einflüssen unterliegt.

Die beschriebene sterische Korrektur findet implizit bei allen nachfolgend genannten Simulationen, die Komponenten der allgemeinen Zirkulation enthalten, Verwendung. Welche Auswirkungen diese Korrektur auf die Meeresoberflächentopographie hat, wird exemplarisch anhand einer Gegenüberstellung mit Meereshöhenanomalien aus der Altimetrie in Abschnitt 4.2.2.1 untersucht. Inwieweit die Anwendung der Korrektur bei der Volumenintegration zur Berechnung ozeanischer Relativdrehimpulse (5) und Trägheits-tensorkomponenten (6) bedeutsam ist, wird in Abschnitt 5.4.2 geprüft.

3.4 Durchgeführte Langzeitsimulationen

Um eine Schätzung der für die Erdorientierungsparameter relevanten ozeanischen Prozesse zu ermöglichen, wurden für den Zeitraum von 1949 bis einschließlich 1994 fünf Simulationen durchgeführt, die sich lediglich in der Wahl der Antriebsbedingungen unterscheiden (s.a. Tabelle 1):

1. Antrieb ausschließlich mit lunisolarem Gezeitenpotential einschließlich barotroper Auflast- und Selbstanziehungseffekte (LSA);
2. Antrieb mit ECHAM3-Feldern ohne Gezeiten:
 - (a) Antrieb mit Windschubspannungen, 2m-Temperaturen und Frischwasserflüssen;
 - (b) Antrieb mit Windschubspannungen, 2m-Temperaturen, Frischwasserflüssen sowie Atmosphärendruck in mittlerer Meereshöhe;
 - (c) Antrieb mit Windschubspannungen, 2m-Temperaturen, Frischwasserflüssen und Atmosphärendruck in mittlerer Meereshöhe unter Berücksichtigung barokliner Auflast- und Selbstanziehungseffekte;
3. Antrieb mit Windschubspannungen, 2m-Temperaturen, Frischwasserflüssen sowie Atmosphärendruck in mittlerer Meereshöhe aus ECHAM3-Simulationen und lunisolarem Gezeitenpotential einschließlich der Effekte von Auflast- und Selbstanziehung.

Mit Ausnahme des Laufes 1, in dem keine Komponente der Zirkulation Berücksichtigung findet, setzen alle genannten transienten Simulationen auf den mit klimatologischen Feldern erzeugten quasistationären Zustand auf (vgl. Abschnitte 3.2.1.1 und 4.2.1). Dennoch ist eine quantitative Betrachtung der ozeanischen Dynamik infolge der Trägheit des Ozeans erst nach hinreichender Anpassungszeit an die veränderten Antriebsbedingungen möglich. Dies gilt insbesondere für die mit der Dynamik verbundenen integralen Eigenschaften, da letztere in nicht zu vernachlässigtem Maße vom Gleichgewicht des Tiefensystems abhängen. Erst nachdem oberflächennahe Signale in die Tiefsee übertragen

Tabelle 1: Antriebsbedingungen der für den Zeitraum von 1949 bis einschließlich 1994 durchgeführten Langzeitsimulationen.

Lauf	Gezeitenpotential	ECHAM3-Antriebsfelder				LSA
		2m-Temperaturen	Frischwasser	Wind-schub	Atmosph.-druck	
1	X	-	-	-	-	barotrop
2a	-	X	X	X	-	-
2b	-	X	X	X	X	-
2c	-	X	X	X	X	baroklin
3	X	X	X	X	X	baroklin

wurden, kann der Modelltrend als linear betrachtet und somit in einfacher Weise mittels linearer Regression eliminiert werden. Sensitivitätstests zeigten, dass der Modelltrend nach etwa zehn bis fünfzehn Simulationsjahren mit lunisolarem Potential und ECHAM3-Antrieben linear ist, wenn auf den klimatologischen quasistationären Zustand aufgesetzt wird. Deshalb werden im folgenden die Simulationsjahre bis einschließlich 1962 nicht betrachtet. Ab diesem Zeitpunkt kann den Relativänderungen infolge des rein linearen Trends Signifikanz beigemessen werden. Der Grad der Quasistationarität wird anhand der Drehimpulsfunktionen χ in Abschnitt 5.4.1 aufgezeigt.

Aus dem Vergleich der verschiedenen Simulationen soll im folgenden einerseits die Bedeutung ausgewählter, der allgemeinen Zirkulation unterliegender Prozesse geschätzt, andererseits die Relevanz nichtlinearer Wechselwirkungen zwischen den Hauptbewegungskomponenten Zirkulation und Gezeiten abgeleitet werden. Die Frage, ob Nichtlinearitäten zwischen einzelnen Partialtiden signifikant sind, ist dabei insofern eine rein akademische, als dass Partialtiden ja erst aus der Approximation des lunisolaren Gezeitenpotentials in Form endlicher Reihenentwicklungen entstanden sind.

4 Zur simulierten großskaligen Dynamik

Eine realistische Schätzung ozeanisch induzierter Erdrotationsschwankungen mithilfe des globalen numerischen Ozeanmodells ist nur dann zu erwarten, wenn auch die interne ozeanische Dynamik in realistischer Weise reproduziert wird. Dies soll im folgenden - in vorwiegend qualitativer Weise - in Bezug auf das reproduzierte Gezeitenfeld und die mittlere Zirkulation anhand einiger Beispiele geprüft werden.

4.1 Lunisolare Gezeiten

Die hier gewählte Form der Anregung mit dem vollständigen lunisolaren Gezeitenpotential erlaubt es aus ökonomischen Gründen nicht, zweidimensionale Amplituden- und Phasenverteilungen für die wichtigsten Partialtiden graphisch darzustellen, um diese mit den auf andere Weise gewonnenen Verteilungen zu vergleichen. Wirtschaftlicher ist es, die Amplituden einer begrenzten Anzahl von Gitterpunkten über den gesamten Integrationszeitraum aufzuzeichnen und diese Zeitreihen nach harmonischer Analyse einem Beobachtungsdatensatz gegenüberzustellen. Als Vergleichsdaten werden die von *Le Provost* [1995] im sogenannten ST103-Datensatz bereitgestellten harmonischen Konstanten an 103 pelagischen Pegeln herangezogen, die im allgemeinen für mehr als zehn Hauptpartial- und Kombinationstiden vorliegen, sich allerdings auf den halb- und gantztägigen Frequenzbereich beschränken. Zur Ermittlung der entsprechenden simulierten harmonischen Konstanten aus den Zeitreihen der an den ST103-Positionen aufgezeichneten Wasserstände fand eine auf der Methode der kleinsten Quadrate basierende harmonische Analyse Verwendung (s. z.B. *Emery and Thomson* [1998], S. 392ff), die eine gezielte Analyse vorgegebener Frequenzen ermöglicht und nicht - wie die klassische Fourieranalyse - ausschließlich die Bestimmung von ganzzahligen Vielfachen der aus der Länge der Zeitreihe vorgegebenen Grundfrequenz erlaubt.

Beobachtete und aus den simulierten Zeitreihen der Amplituden gewonnene harmonische Konstanten der 103 Positionen werden der bei *Hufschmidt* [1995] beschriebenen komplexen linearen Regression unterzogen, um einen Eindruck von der Güte des modellierten Gezeitenfeldes zu bekommen und eine mögliche Systematik auftretender Fehler aufzudecken. Nach diesem Verfahren erhält man eine Abbildung

$$f : C \rightarrow C, f(\xi^g) = \mathbf{q} \xi^g + \mathbf{c}, \quad \mathbf{q}, \mathbf{c} \in C, \quad (61)$$

wobei $\xi = A \cdot e^{i(\sigma t - \phi)}$ den komplexen Wasserstand, A die Amplitude und ϕ die Phase für eine Frequenz σ bezeichnen. Der Index g deutet auf gemessene, der Index b auf berechnete Werte. Die Abbildung erfüllt gemäß der Methode der kleinsten Quadrate die Forderung

$$\sum_{n=1}^N |f(\xi_n^g) - \xi_n^b|^2 = \min! \quad (62)$$

Mit der exponentiellen Darstellung $\mathbf{q} = |q|e^{-i\Psi}$ lässt sich Ψ als Phasen- und $|q|$ als Amplitudenkorrektur deuten; \mathbf{c} entspricht einer Nullpunktverschiebung. Nähere Einzelheiten einschließlich der Ableitung dieses Verfahrens sind bei *Hufschmidt* [1995] zu finden.

Tabelle 2: Mittlerer rms-Fehler, Korrelationskoeffizient μ , Amplituden- ($|q|$) und Phasenkorrektur (Ψ) dreier ganztägiger Tiden aus dem Vergleich des ST103-Datensatzes mit der reinen Gezeitensimulation *tid* und dem um das Zirkulationssignal reduzierten Simultanlauf *tsim*. Hinzugefügt sind die mit dem Partialtidenmodell von *Seiler* [1991] erzielten Resultate *swd10* und *pel10* der O_1 -Tide [*Thomas and Sündermann, 1999*].

	O_1				K_1		P_1	
	<i>swd10</i>	<i>pel10</i>	<i>tid</i>	<i>tsim</i>	<i>tid</i>	<i>tsim</i>	<i>tid</i>	<i>tsim</i>
rms [cm]	4,38	4,13	10,79	10,90	10,61	10,98	3,85	3,98
μ	0,942	0,957	0,813	0,805	0,830	0,820	0,832	0,825
$ q $	0,95	1,09	1,12	1,09	0,90	0,90	1,06	1,07
Ψ	-11,72	-8,89	-29,15	-30,35	14,62	14,66	13,67	13,37

Da die Zirkulation zu längeren Perioden hin, insbesondere nahe der semiannuellen *Ssa*- und der ganzjährigen *Sa*-Tide, eigene, saisonal bedingte Perioden entwickelt, wurden bei der nachfolgenden Analyse die Auslenkungen des Simultanlaufes 3 stets zuvor um das Zirkulationssignal mit Hilfe des Laufes 2c reduziert. Der verbleibende Gezeitenanteil des Laufes 3, dessen Abweichungen zum Lauf 1 vornehmlich von nichtlinearen Wechselwirkungen zwischen Zirkulation und Gezeiten sowie durch modifizierte Phasengeschwindigkeiten der Gezeitenwelle infolge veränderter mittlerer Wassertiefen verursacht werden, erhält im folgenden das Kürzel *tsim* = Lauf 3-Lauf 2c; die Gezeitensimulation 1 wird dagegen mit *tid* bezeichnet.

In den Tabellen 2 und 3 sind die aus dem Vergleich des Beobachtungsdatensatzes mit der reinen Gezeitensimulation (Lauf 1, *tid*) und dem um die Zirkulation reduzierten Simultanlauf 3 (*tsim*) resultierenden Regressionskenngrößen für die wichtigsten drei Partialtiden des halb- und ganztägigen Frequenzbereiches aufgelistet. Für die bedeutendste Partialtide des jeweiligen Frequenzbereiches, M_2 und O_1 , wurden die bei *Thomas and*

Tabelle 3: Regressionskenngrößen der wichtigsten drei halbtägigen Tiden aus dem Vergleich des ST103-Datensatzes mit der reinen Gezeitensimulation des Laufes *tid* und dem um das Zirkulationssignal reduzierten Simultanlauf *tsim* sowie den bei *Thomas and Sündermann* [1999] beschriebenen M_2 -Resultaten *swd10* und *pel10* aus dem Partialtidenmodell von *Seiler* [1991].

	M_2				S_2		N_2	
	<i>swd10</i>	<i>pel10</i>	<i>tid</i>	<i>tsim</i>	<i>tid</i>	<i>tsim</i>	<i>tid</i>	<i>tsim</i>
rms [cm]	22,07	20,94	23,61	23,64	10,44	10,41	5,10	5,16
μ	0,929	0,947	0,865	0,866	0,821	0,826	0,858	0,858
$ q $	1,06	1,16	0,79	0,80	0,78	0,81	0,76	0,77
Ψ	-10,88	-7,06	-2,25	-3,39	-0,94	-1,76	-7,79	-9,12

Sündermann [1999] beschriebenen, mit dem freien barotropen Partialtidenmodell von *Seiler* [1991] berechneten Kenngrößen der Resultate *swd10* und *pel10* hinzugefügt.

Im Falle der halbtägigen Tiden bleiben rms-Fehler und Korrelationskoeffizienten μ der reinen Gezeitenberechnung nahezu unverändert durch die simultane Modellierung der Zirkulation, da die leichte Erhöhung der systematischen Phasenverfrühungen kompensiert werden durch leichte Verringerungen systematischer Amplitudenunterschätzungen. Im Gegensatz zu den Ergebnissen aus dem barotropen Partialtidenmodell von *Seiler* [1991] zeichnen sich die hier erhaltenen Resultate für die M_2 -Tide durch Amplitudenunterschätzungen aus. Der höhere systematische Amplitudenfehler geht einher mit deutlichen Verbesserungen der Fluteintrittszeiten infolge geringerer Phasengeschwindigkeiten der Gezeitenwelle. Somit ist der resultierende mittlere rms-Fehler, der Zeit- und Auslenkungsfehler vereint, im Vergleich zu den Resultaten *swd10* und *pel10* um nur 1,5 bis 2,0 Zentimeter erhöht. Letzteres ist insbesondere deshalb bemerkenswert, da der bei *Thomas and Sündermann* [1999] verwendete Zeitschritt von etwa 90 Sekunden die Anregungsschwingung um das Vierzigfache besser auflöst und auch das horizontale Gitter mit einem Grad deutlich feiner ist als das hier verwendete.

Wenngleich bei den ganztägigen Tiden die Zahl der Stützstellen zur zeitlichen Auflösung der Schwingung verdoppelt ist, fallen hier die rms-Fehler im Vergleich zu den Resultaten mit dem Seilerschen Modell verhältnismäßig groß aus, da die Eintrittszeiten der O_1 -Tide im Mittel um etwa zwei Zeitschritte verfrüht sind. Deshalb ist die Korrelation mit dem ST103-Datensatz trotz realistischer Wiedergabe der Amplituden verhältnismäßig schwach. Bei der K_1 und P_1 sind hingegen mittlere Phasenverzögerungen von einer Stunde festzustellen. Die Beeinflussung insbesondere des rms-Fehlers ist infolge Aliasing durch den zwölfstündigen atmosphärischen Antrieb zwar ausgeprägter als im halbtägigen Bereich, jedoch nach wie vor schwach.

Gemäß Tabelle 4 resultieren die hohen rms-Fehler der O_1 -Tide im Atlantik überwiegend aus erheblichen Phasenverfrühungen; systematische Amplitudenfehler treten im Atlantik nicht auf. Beide Phänomene zeigt auch das Ergebnis *pel10*, das - ebenso wie die hier verwendete Bathymetrie - auf ETOPO5-Mittelungen basiert. Im Pazifik sind die etwa hundertminütigen Phasenverfrühungen begleitet von systematischen Amplitudenüberschätzungen. Bei der M_2 -Gezeit unterschreiten die Phasenfehler in allen drei Ozeanen die Signifikanzgrenze von einer Stunde; denn auch im Pazifik, wo die Fehler der Fluteintrittszeiten mit etwa zwanzig Minuten maximal sind, liegt die systematische Abweichung deutlich unter einem halben Zeitschritt. Trotz geringer Horizontalauflösung kann die komplizierte pazifische Dynamik der M_2 -Tide zufriedenstellend wiedergegeben werden. Im Atlantik hingegen werden trotz hoher Korrelation die geometrisch bedingten Resonanzeigenschaften der M_2 unterschätzt, was im Gegensatz zu den Resultaten mit dem Modell von *Seiler* [1991] steht.

Bei den halb- wie auch bei den ganztägigen Tiden ist der Einfluss des Zirkulationsfeldes an den aufgelisteten Regressionskenngrößen zwar erkennbar, doch zeigen derartige Änderungen keine einheitliche Systematik. Es ist naheliegend anzunehmen, dass die Ursache hierfür in engem Zusammenhang mit den typischen Variationszeitskalen von Gezeiten- und Zirkulationsfeld steht; denn die hier mittels der Regression untersuchten Perioden weichen um Größenordnungen von den charakteristischen Signalen der allgemeinen Zir-

Tabelle 4: Aufspaltung der in den Tabellen 2 und 3 dargestellten Regressionskenngrößen der O_1 - und M_2 -Gezeit in die Beiträge der drei Weltozeane. N gibt die Anzahl der jeweiligen Vergleichswerte an.

	Regress.- kenngr.	M_2				O_1			
		<i>swd10</i>	<i>pel10</i>	<i>tid</i>	<i>tsim</i>	<i>swd10</i>	<i>pel10</i>	<i>tid</i>	<i>tsim</i>
Atlantik ($N = 42$)	rms [cm]	21,44	18,20	22,40	21,83	2,87	4,18	10,83	11,14
	μ	0,975	0,959	0,923	0,926	0,946	0,923	0,737	0,723
	$ q $	1,30	1,12	0,65	0,66	0,84	0,94	1,01	1,00
	Ψ	-2,47	3,20	3,75	3,02	-8,41	-20,07	-54,41	-56,06
Indik ($N = 18$)	rms [cm]	20,79	13,89	16,46	16,33	3,36	3,24	5,92	6,04
	μ	0,950	0,959	0,954	0,954	0,959	0,971	0,946	0,946
	$ q $	0,79	0,93	0,75	0,75	1,11	1,15	1,31	1,31
	Ψ	-18,78	-6,53	3,91	2,17	0,70	-1,78	-6,02	-8,07
Pazifik ($N = 43$)	rms [cm]	23,16	25,41	27,06	27,60	5,76	4,41	12,23	12,17
	μ	0,936	0,979	0,861	0,861	0,949	0,975	0,856	0,850
	$ q $	0,91	1,35	1,01	1,02	0,97	1,13	1,18	1,15
	Ψ	-22,04	-17,64	-10,59	-11,94	-14,77	-6,69	-25,13	-26,04

kulation ab. Da letztere dominiert sind von saisonalen bis interdekadischen Zeitskalen, ist eine Beeinflussung durch die Zirkulation vornehmlich bei monatlichen, halb- und ganzjährigen Gezeiten zu erwarten. Für derartig niederfrequente Partialtiden ist derzeit noch kein pelagischer Vergleichsdatensatz verfügbar, weshalb nur eine Gegenüberstellung der an den aufgezeichneten ST103-Positionen bei beiden Simulationen auftretenden Amplituden niederfrequenter Tiden möglich ist.

Die aus dem Vergleich der an den ST103-Punkten auftretenden Auslenkungen des reinen Gezeitenlaufes und des Gezeitensignals aus dem Simultanexperiment resultierenden Korrelationskoeffizienten $\mu_{tid,tsim}$ und mittleren prozentualen Abweichungen $d_{tid,tsim}$ sind in Tabelle 5 für die wichtigsten drei halb- und ganztägigen Tiden sowie für vier langperiodische Gezeiten im Periodenbereich von vierzehn Tagen (Mf) bis zu einem Jahr (Sa) dargestellt. Die Korrelationen liegen bei halb- wie auch ganztägigen Perioden sehr nahe dem Idealwert; die prozentualen Differenzen zwischen beiden Resultaten sind gering. Leicht abweichend hiervon verhalten sich die S_2 und P_1 , da deren Perioden mit 12,00 h bzw. 24,07 h exakt bzw. nahezu der Periode der atmosphärischen Anregung entsprechen, was zu einer wechselseitigen Signalverstärkung führt. Mit sinkender Frequenz der Tide, d.h. mit wachsender Abweichung von der Anregungsfrequenz durch die Atmosphäre, geht eine starke Erhöhung der prozentualen Abweichungen sowie eine deutliche Reduzierung der Korrelation zwischen beiden Ergebnissen einher. Im Falle der ganzjährigen Sa -Tide kann kaum noch von einer Korrespondenz beider Läufe gesprochen werden, was mit der Nähe zum saisonalen Signal der Zirkulation zu begründen ist. Demnach bestätigt sich die Annahme wachsender Bedeutung der Wechselwirkungen zwischen Zirkulation und

Tabelle 5: Korrelationskoeffizienten μ und mittlere prozentuale Abweichungen d für die wichtigsten Partialtiden der Frequenz f aus dem Vergleich der an den ST103-Punkten auftretenden Auslenkungen des reinen Gezeitenlaufes (tid) und des um das Zirkulationssignal reduzierten Simultanexperimentes ($tsim$).

	S_2	M_2	N_2	K_1	P_1	O_1	Mf	Mm	Ssa	Sa
$\mu_{tid,tsim}$	0,998	0,999	0,999	0,999	0,999	0,999	0,946	0,781	0,497	0,044
$d_{tid,tsim}$	9,59	2,03	2,38	3,12	5,55	2,38	16,94	46,32	65,41	96,71
f [deg/h]	30,00	28,98	28,44	15,04	14,96	13,94	1,098	0,544	0,082	0,041

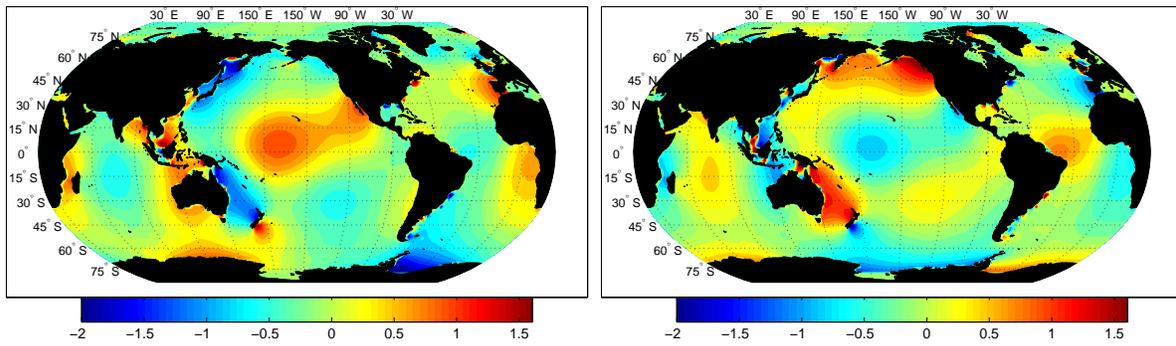
Gezeiten, wenn charakteristische Perioden der jeweiligen Variationen nahe beieinander liegen.

Der hier verwendete Ansatz im Zusammenhang mit der aus ökonomischen Gründen gewählten Raum-Zeit-Auflösung ist sicherlich nicht geeignet, Amplituden- und Phasenverteilungen einzelner Tiden im Weltozean möglichst exakt zu reproduzieren. Das ist nicht Ziel dieser Untersuchung. Im Unterschied zu semi-empirischen (z.B. *Schwiderski* [1980]), inversen (z.B. *Egbert et al.* [1994]) und assimilierten Modellen (z.B. *Zahel* [1995], *Le Provost et al.* [1998]) und den auf Altimeterdaten basierenden Lösungen für einzelne Partialtiden, deren Hauptintention in der möglichst realen Abbildung bei Minimierung der Fehler zu Beobachtungsdaten liegt, geht es hier vielmehr darum, die großskalige Verteilung gezeitenbedingter ozeanischer Dynamik bei gleichzeitiger Berücksichtigung der thermohalinen und windgetriebenen Prozesse im Ozean angemessen wiederzugeben. Letzteres darf, wie obige Ausführungen zeigen, von dem hier benutzten Verfahren trotz der genannten Schwächen bei einzelnen Tiden erwartet werden, da die integrale Variation der Massen- und Strömungsverteilungen hinsichtlich lokal begrenzter Modelldefizite von nur geringer Sensitivität ist.

Als qualitatives Maß für die angemessene Wiedergabe der mit der Wirkung des gesamten lunisolaren Gezeitenpotentials verbundenen ozeanischen Dynamik sind in Abbildung 1 die Horizontalverteilungen momentaner Auslenkungen des Laufes 1 während eines Tages im Abstand von sechs Stunden gegeben. (Es sei betont, dass es sich hierbei um Momentanaufnahmen, nicht um Schwingungsamplituden handelt.) Wenngleich sowohl die Überlagerung verschiedenster Perioden als auch der gewählte zeitliche Abstand der Darstellungen keine Wiedergabe geschlossener Zyklen erlaubt, sind typische charakteristische Variationen erkennbar. Da der überwiegende Teil des Ozeans beherrscht wird von halbtägigen Tiden, insbesondere der M_2 -Gezeit, gleichen sich die Zustände (a) und (c) sowie (b) und (d), welche jeweils zwölf Stunden auseinanderliegen. Zwei aufeinanderfolgende Abbildungen zeigen dagegen im allgemeinen nahezu entgegengesetzte Phasen lokaler Schwingungen. Diese Dominanz der halbtägigen Gezeitenschwingung ist typisch sowohl für die küstenfernen ozeanischen Bereiche als auch für zahlreiche Schelf- und Küstenregionen, wo sich die Amplituden aufsteilen, wie es beispielsweise an den nordamerikanischen Küsten und auf dem nordostatlantischen Schelf zu beobachten ist. Doch auch für ein Modell der gegebenen Auflösung verhältnismäßig kleinskalige resonanzbedingte

a: 13:00:00h UT

b: 19:00:00h UT



c: 01:00:00h UT

d: 07:00:00h UT

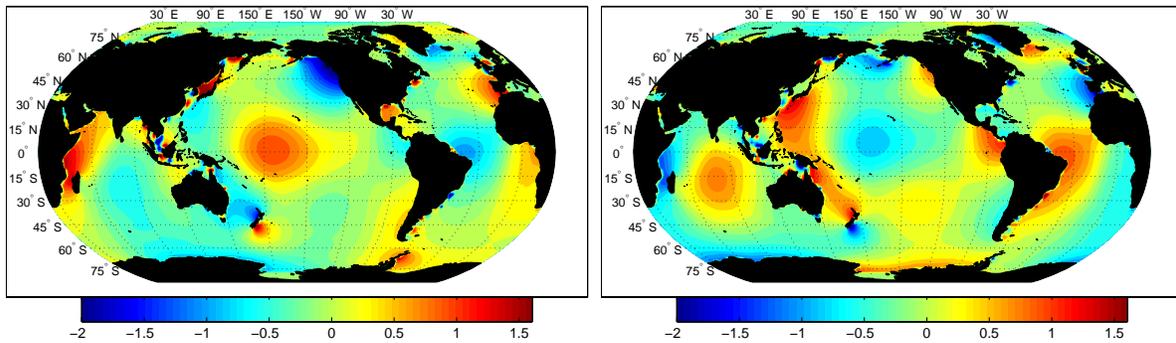


Abbildung 1: Instantane Auslenkungen der Meereshöhen infolge der Wirkung des gezeitenzeugenden Potentials (Lauf 1). Dargestellt sind die Abstände zum Nullniveau in [m] vom 30.12.1994, 13:00:00h UT bis 31.12.1994, 07:00:00h UT im Abstand von sechs Stunden.

Phänomene können reproduziert werden. Hier seien - neben den halbtägigen Schwingungen in der Nordsee - insbesondere die ganztägigen Oszillationen im Golf von Mexiko hervorgehoben.

4.2 Die allgemeine Zirkulation

Das System der allgemeinen Zirkulation kann infolge seiner Komplexität an dieser Stelle weder umfassend diskutiert noch verifiziert werden. Hierfür sei auf die Werke von *Drijfhout et al.* [1996] hinsichtlich der globalen klimatologischen und *Venzke* [1999] hinsichtlich der Anomalien vom mittleren Zustand am Beispiel des Pazifischen Ozeans verwiesen, wo mit dem auch hier zugrunde gelegten Zirkulationsmodell erzielte Phänomene der windgetriebenen und thermohalinen Zirkulation eingehend behandelt werden. Im folgenden werden exemplarisch lediglich einige, für die nachfolgenden Untersuchungen relevanten Verteilungen des reproduzierten Systems vorgestellt, um einen Eindruck von der Qualität der modellierten großskaligen Zirkulation zu vermitteln und die Plausibilität des Systems zu prüfen. Entsprechend der relativen Bedeutung für die später zu quantifi-

zierenden Einflüsse auf die Erdorientierungsparameter wird hierbei ein besonderes Gewicht auf die Verteilungen der Meeresoberflächentopographie gelegt, die einerseits den wesentlichen Anteil der ozeanischen Massenverteilung widerspiegeln, andererseits durch Fernerkundungsdaten auf der globalen Skala gut dokumentiert und damit geeignet für eine Verifizierung sind. Nach einer Skizzierung des mittleren Zustandes der simulierten thermohalinen und windgetriebenen Zirkulation werden anhand von Momentanfildern Beispiele für die Wirkung der Einflüsse auf die Massenverteilung gegeben, die bislang bei der Modellierung der globalen Zirkulation in dieser Form noch keine Berücksichtigung gefunden haben, also dichtebedingte Ausdehnungsprozesse, Effekte von Auflast und Selbstanziehung im baroklinen Fall sowie die Wirkung atmosphärischer Druckanomalien auf die Meeresoberfläche.

4.2.1 Die mittlere thermohaline und windgetriebene Zirkulation

Das mit den in Abschnitt 3.2.1.1 genannten klimatologischen Antrieben erhaltene Zirkulationssystem unterliegt nach 260 Simulationsjahren einem nur noch schwachen linearen Trend, der seine Ursache maßgeblich in andauernden Anpassungsprozessen der Tiefenzirkulation findet. Die Linearität des Trends erlaubt eine einfache Elimination desselben, weshalb dieser Zustand als hinreichend quasistationär betrachtet werden darf. Da dieses klimatologische System weitestgehend dem bei *Drijfhout et al.* [1996] beschriebenen entspricht, das unter Verwendung einer auf einem globalen $5^\circ \times 5^\circ$ E-Gitter [*Arakawa and Lamb*, 1977] diskretisierten analogen Modellversion bei einem Zeitschritt von 20 Stunden erzielt wurde, wird auf eine wiederholende Darstellung des klimatologischen Zustandes verzichtet. Exemplarisch skizziert wird an dieser Stelle stattdessen ein mittlerer Zustand des Laufes 2a (vgl. Abschnitt 3.4), dessen Antriebsbedingungen mit den herkömmlich bei klimatologischen Simulationen benutzten vergleichbar sind. Mit Ausnahme der Oberflächentopographie und des oberflächennahen Strömungssystems, wo aus Gründen der Vergleichbarkeit ein kürzerer Mittelungszeitraum gewählt wurde, erfolgte die Mittelung über die letzten zehn Simulationsjahre, also von 1985 bis einschließlich 1994.

Ozeanische Drehimpulsvariationen sind neben Relativbewegungen maßgeblich das Resultat von Wassermassenumverteilungen, die zu Veränderungen des ozeanischen Trägheitstensors führen. Wenngleich Dichteschichtungen und Oberflächenauslenkungen aus Stabilitätsgründen sich zu kompensieren suchen [*Thomas und Sündermann*, 1998], spiegelt doch der Zustand der relativen Meereshöhe einen maßgeblichen Anteil ozeanischer Massenverteilungen wider. Eine realistische Simulation ozeanischer Drehimpulsvariationen setzt deshalb eine angemessene Reproduktion der Meeresoberflächentopographie voraus. Abbildung 2 zeigt die über den Zeitraum von Januar bis März 1994 gemittelten Oberflächentopographien gemäß des reinen Zirkulationslaufes 2a mit ECHAM3-Antrieben (rechts) sowie der semi-empirischen ERS1-Lösung *KUFU30* nach *Stubenvoll* [2000] (links), wobei die Nomenklatur letzteren Resultats auf den Entwicklungsgrad 30 einer Kugelfunktionsentwicklung hinweist. Im Unterschied zu den bislang aus Altimetermessungen produzierten Meeresoberflächentopographien verwendet *Stubenvoll* [2000] einen Ansatz zur Berücksichtigung der Zeitabhängigkeit ozeanischer Strömungen. Nach *Stubenvoll* führt dies im allgemeinen zu einer leichten

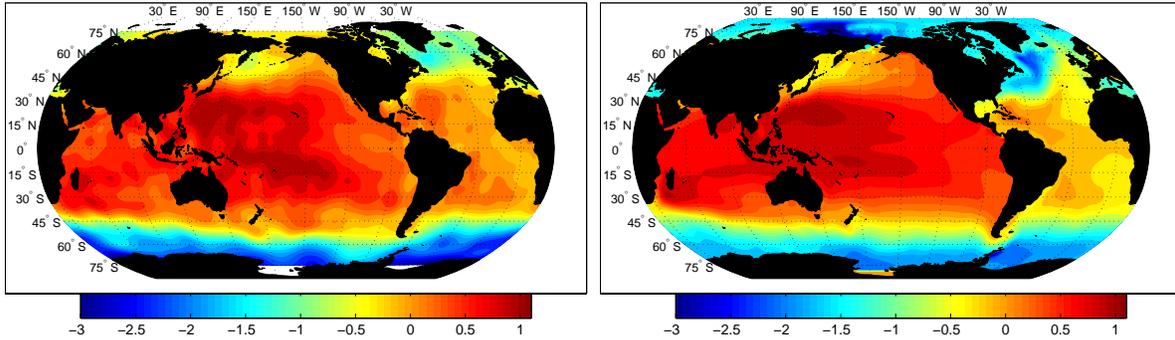


Abbildung 2: Mittlere Meeresoberflächentopographien in [m] für den Zeitraum Januar bis März 1994 infolge reiner Zirkulation. Die linke Teilabbildung zeigt die ERS1-Altimeterlösung nach *Stubenvoll* [2000], die rechte Darstellung die numerische Lösung bei ECHAM3-Echtzeitantrieb (Lauf 2a).

Erhöhung lokaler Amplituden, weshalb die Lösung tendenziell zu steileren Gradienten neigt als beispielsweise das Topographiemodell über EGM96 („TOPEX/ERS-1 QSST“: <http://cddisa.gsfc.nasa.gov/926/egm96/egm96sst.html>). Zur Elimination des atmosphärischen Druckeffektes verwendete *Stubenvoll* [2000] einen dem invers barometrischen Ansatz (38) analogen Algorithmus zur Berücksichtigung der als isostatisch angenommenen Ausgleichsreaktion, wobei er die Druckanomalie allerdings aus der Differenz des momentanen Druckwertes und eines zeitunabhängigen Flächenmittels bestimmte.

Streng genommen, dürfen die geodätischen und numerischen Höhen der Abbildung 2 infolge der Annahme abweichender Bezugsniveaus nicht unmittelbar verglichen werden; denn während die ERS1-Höhen sich auf die durch ein Geoidmodell vorgeschriebene Äquipotentialfläche beziehen, werden die modellierten Auslenkungen als Abstände zur Oberfläche einer der Erde volumengleichen Kugel angegeben. (Geopotentialhöhen wären demnach ein korrekteres Vergleichsmaß, erhöhen allerdings nicht die Anschaulichkeit.)

Trotz der genannten prinzipiellen Verfahrensunterschiede zeigen beide Verteilungen auffallend ähnliche Charakteristiken. Unter der Annahme geostrophischer Verhältnisse lässt sich für äquatorferne Bereiche bereits aus der Oberflächentopographie ein großskaliges Strömungssystem ableiten mit antarktischen Zirkumpolarstrom, den intensiven westlichen Randströmen Kuroshio und Golfstrom, Rezirkulationen dieser Randströme sowie subtropische Wirbel und eine nordwestatlantische zyklonische Zelle. Von unterschiedlicher Größe wird dagegen die Niveaudifferenz zwischen Atlantik und Pazifik in der geodätischen und der numerischen Verteilung wiedergegeben, welche ihre Ursache in den verschiedenen mittleren Salzgehalten in beiden Ozeanen findet. Es ist naheliegend, diese Differenz beider Verfahren in einen Zusammenhang mit der bei *Stubenvoll* [2000] verwendeten Darstellung in Kugelflächenfunktionen zu bringen, die scharfe Unstetigkeiten nicht zu reproduzieren vermögen und damit scharfe Gradienten dies- und jenseits einer Landmasse einebnen. Eine analoge Kugelfunktionsentwicklung der numerisch erzeugten Felder konnte diese Vermutung allerdings nicht bestätigen. Es ist deshalb nicht

auszuschließen, dass die Differenz auf die oben genannten Unterschiede im Bezugsniveau zurückzuführen ist, welche sich beispielsweise infolge lokaler Abweichungen der Erde von idealer Radialsymmetrie hier im besonderen bemerkbar machen können.

Weitere lokale Diskrepanzen zwischen beiden Lösungen äußern sich in der Ausprägung und Position der nordwestatlantischen und -pazifischen Senken; da die von der ERS-1-Lösung produzierte Labrador- ebenso wie die Kamtschatka-Senke in Ausmaß und Position analog beispielsweise bei *Naeije et al.* [1996] wiedergegeben werden, ist es nahelegend, die Ursache dieser Diskrepanzen in den von ECHAM modellierten Windfeldern zu suchen. In südostasiatischen Gewässern dagegen sind nach *Naeije et al.* [1996, S. 58] deutliche Bahnfehler im Zusammenhang mit dem lokalen Erdschwerefeld anzunehmen, die bei der Ableitung der geodätischen Lösung zum Tragen kommen und damit zu den dort auffallenden strukturellen Differenzen in beiden Topographien beitragen.

Die oben geäußerten Mutmaßungen hinsichtlich des maßgeblich geostrophisch balancierten großskaligen oberflächennahen Strömungssystems werden unterstützt durch das in Abbildung 3 (oben) dargestellte zugehörige Geschwindigkeitsfeld, das im wesentlichen als eine Überlagerung geostrophischer Strömungen und Ekman-Drift zu verstehen ist. Neben den bereits genannten Charakteristika zeichnen sich weitere bekannte Merkmale wie der Agulhastrom zwischen Madagaskar und Südafrika, der Nordaustral- und etwas schwächer der Brazil- und Falklandstrom ab. Nur angedeutet sind dagegen die nordwärts gerichteten kalten Humboldt-, Benguela- und Westaustralströme an den jeweiligen Westrändern der Ozeane entwickelt. Das äquatoriale Stromsystem wird an der Oberfläche insbesondere in mittel- bis ostpazifischen Regionen dominiert von ausgeprägten Divergenzzonen als Folge der Passatwinde und der Wirkung der Corioliskraft. Wenngleich kleinskalige Phänomene infolge der relativ geringen Horizontalauflösung fehlen, werden wesentliche Merkmale wie die westwärtigen Nord- und Südäquatorialströmungen sowie der ostwärts gerichtete äquatoriale Unterstrom (Abb. 3, unten) reproduziert. Exemplarisch für den Massentransport sei derjenige des antarktischen Zirkumpolarstromes durch die Drake Passage genannt, der bei einem Jahresmittelwert von etwa 143 Sv gegenüber dem von *Drijfhout et al.* [1996] mit der HOPE-E-Version simulierten Wert von 55 Sv deutlich erhöht und damit sehr nahe dem aus langjährigen Strömungsmessungen gewonnenen Mittelwert von 139 Sv ist (s. z.B. *Bryden and Pillsbury* [1977]).

Die simulierten langjährigen Mittel von Temperatur und Salzgehalt an der Oberfläche gleichen gemäß der Abbildungen 4 und 5 weitgehend den entsprechenden mittleren klimatologischen Feldern, wie sie bei *Levitus et al.* [1994] und *Levitus and Boyer* [1994] zusammengefasst sind. Auffallende qualitative Differenzen zwischen Beobachtung und der hier erhaltenen Modelllösung finden sich vornehmlich in Küstenbereichen in der Nähe von Flussmündungen, wo gemäß *Levitus et al.* [1994] intensive Frischwassereinträge zu lokal begrenzten scharfen Gradienten im Salzgehalt führen, wie sie beispielsweise deutlich in den Mündungsgebieten des Amazonas, des Nigers, des Kongos sowie insbesondere an den sibirischen Küsten zu erkennen sind. Dieses Phänomen kann vom Modellresultat nicht wiedergegeben werden, da die zum Antrieb verwendeten Frischwasserflüsse aus ECHAM3-Simulationen ausschließlich aus der Differenz von Niederschlag und Verdunstung ermittelt wurden und zusätzlich keine Flussausströme gemäß des

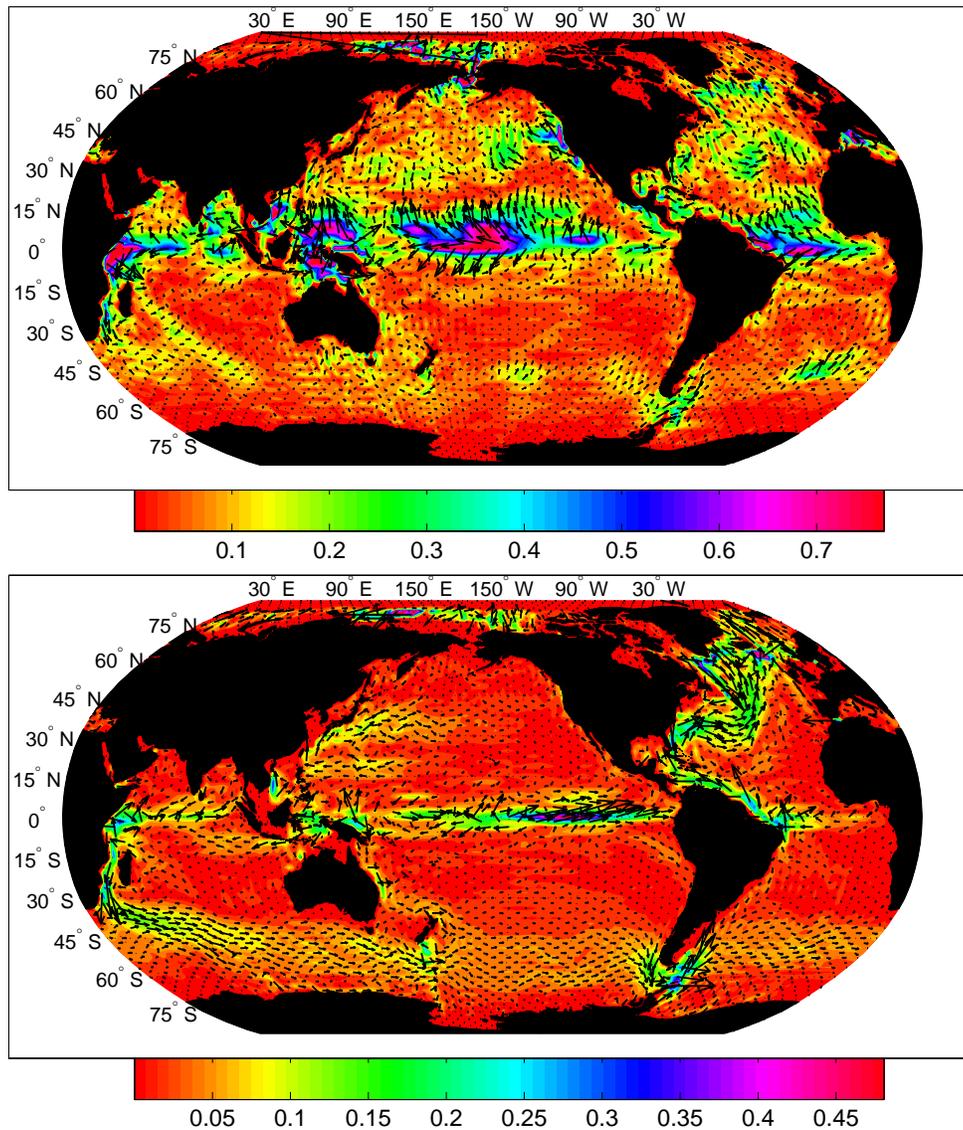


Abbildung 3: Mittlere Strömungsgeschwindigkeiten in $[\text{ms}^{-1}]$ an der Oberfläche (oben) und in 125 m Tiefe (unten) für den Zeitraum Januar bis März 1994 infolge reiner Zirkulation bei ECHAM3-Echtzeitantrieb (Lauf 2a). Aus optischen Gründen sind jeweils nur die Vektoren jeder vierten Gitterzelle dargestellt.

ECHAM3-RUNOFF-Modells vorgeschrieben wurden. Die genannte weitreichende Übereinstimmung in Oberflächensalzgehalt und -temperatur zwischen *Levitus et al.* [1994] bzw. *Levitus and Boyer* [1994] und der Simulation wird infolge der Relaxation der Oberflächenfelder des Modells an den klimatologischen Zustand mittels Newtonscher Kopplung auf langen Zeitskalen erzwungen. Aufschluss hinsichtlich der Qualität der Simulation gibt deshalb erst ein Vergleich der Vertikalstruktur von potentieller Temperatur

und Salzgehalt. Dies geschieht anhand zweier GEOSECS⁶-Schnitte, deren Verlauf der Abbildung 4 (rechts) zu entnehmen ist. Bedingt durch die mit dreizehn horizontalen Schichten relativ geringe vertikale Auflösung können scharfe Vertikalgradienten, wie sie die Beobachtungsdaten insbesondere im Bereich der Thermoklinen zeigen, vom Modell nur bedingt wiedergegeben werden (Abb. 6, 7). Als unmittelbare Folge werden deshalb in äquatorialen Bereichen, die sich durch eine geringe Tiefenlage der Thermoklinen auszeichnen, die Temperaturen in den obersten 1000 Metern um bis zu 4 °C überschätzt. In größeren Tiefen beschränkt sich die Temperaturüberschätzung dagegen typischerweise auf etwa 2 °C. Wenngleich damit die äquatornahen Aufwölbungen der Isothermen nur angedeutet sind, reflektieren die Simulationen doch zufriedenstellend wesentliche Merkmale:

Im Atlantik breitet sich das in einer vertikal durchmischten Wassersäule am antarktischen Schelf, vornehmlich im Weddell-See, sich bildende relativ kalte und salzarme antarktische Tiefenwasser (AABW) am Boden gen Norden bis über den Äquator aus (Abb. 6). Diese Tiefenwasserformation wird in der Simulation vor allem an der Temperatur-, schwächer dagegen an der Salzgehaltsverteilung deutlich. Die genannte Übereinstimmung von Simulation und Beobachtung hinsichtlich des mittleren Transports im Zirkumpolarstrom durch die Drake Passage kann dabei als Indiz für eine realitätsnahe Produktion von AABW gedeutet werden, die maßgeblich den horizontalen Nord-Süd-Gradienten von Dichte und Druck und damit den geostrophischen Transport kontrolliert. Das sich gemäß der Beobachtungsdaten in einem Tiefenhorizont von etwa 800 Metern einschichtende antarktische Zwischenwasser (AAIW) ist im Falle der Simulation salzreicher, weshalb es sich erst in einer Tiefe von etwa 1700 Metern einlagert. Über das AABW schiebt sich von Norden das durch Tiefenkonvektion im Nordwestatlantik entstandene nordatlantische Tiefenwasser (NADW), dessen Ausläufer - gemäß der Beobachtung wie auch im Falle der Simulation - bis 40° S reichen. Unter dem Einfluss

⁶Geochemical Ocean Sections Study, *Bainbridge* [1981]

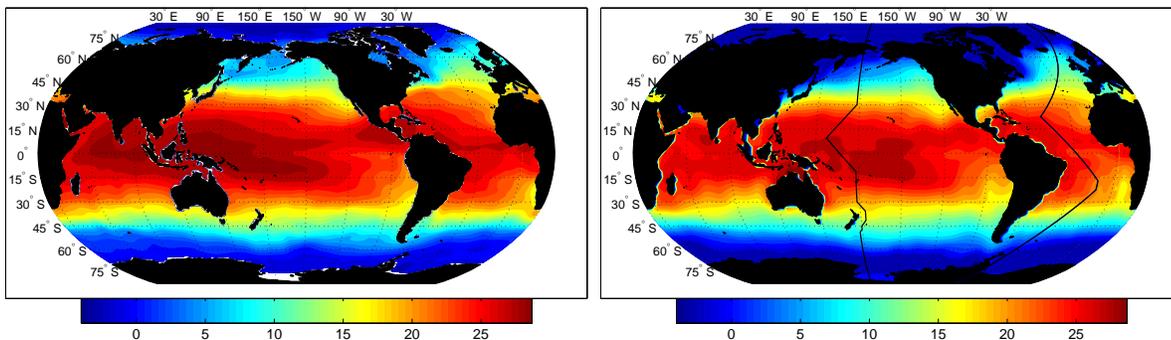


Abbildung 4: Langjährige Jahresmittel der Oberflächentemperatur [°C] gemäß des klimatologischen Datensatzes von *Levitus and Boyer* [1994] (links) und als Ergebnis des reinen Zirkulationslaufes 2a (rechts).

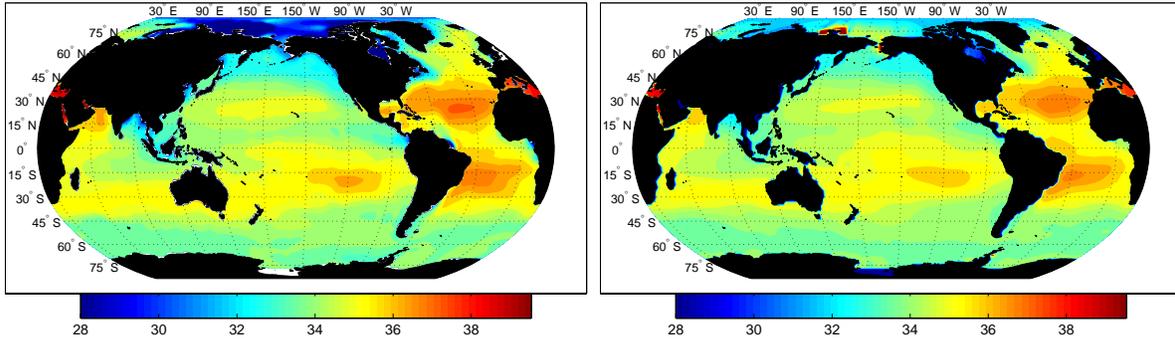


Abbildung 5: Langjährige Jahresmittel des Oberflächen Salzgehaltes gemäß des klimatologischen Datensatzes von *Levitus et al.* [1994] (links) und als Ergebnis des reinen Zirkulationslaufes 2a (rechts).

des mediterranen Ausstromes von warmem, salzreichem Wasser ist die subtropische Zelle nördlich des Äquators deutlicher ausgeprägt als ihr südliches Analogon.

Ebenso wie im Atlantik werden gemäß der Abbildung 7 auch im Pazifik in den obersten 1500 Metern der Wassersäule die Temperaturüberschätzungen weitgehend kompensiert durch höhere Salzgehalte. Während das nordpazifische Zwischenwasser (NPIW), charakterisiert durch ein lokales Salzminimum, das sich südwärts bis in Äquatornähe ausbreitet, vom Modell realistisch reproduziert wird, erscheint die Formation süd pazifischen Zwischenwassers gegenüber den Beobachtungsdaten wiederum als unterschätzt. In Tiefen, die 2000 Meter überschreiten, verschwinden infolge fehlender Tiefenkonvektion die horizontalen Gradienten, so dass die Wassersäule gemäß der Beobachtung wie auch der Simulation nahezu homogen ist.

In Anbetracht der zugrunde gelegten horizontalen und vertikalen Auflösung kann der mittlere Zustand der thermohalinen und windgetriebenen Zirkulation demnach insgesamt als zufriedenstellend reproduziert angesehen werden. Wenngleich nicht der mittlere Zustand, sondern ausschließlich die Abweichungen von diesem einen Einfluss auf die hier zu untersuchenden ozeanisch induzierten Rotationsschwankungen haben, ist die realitätsnahe Wiedergabe großskaliger Strukturen mittlerer Massen- und Strömungsverteilungen doch ein deutliches Indiz dafür, dass die Modellphysik wesentliche Phänomene ozeanischer Dynamik erfasst und somit auch die Variabilität zu reproduzieren vermag.

4.2.2 Echtzeitzirkulation

Nachdem die zeitlich gemittelte thermohaline und windgetriebene Zirkulation anhand einiger für das ozeanische Massen- und Strömungsfeld repräsentativer Verteilungen geprüft wurde, werden im folgenden die nicht traditionell von Zirkulationsmodellen berücksichtigten Effekte hinsichtlich ihrer Wirkung auf Momentanverteilungen des ozeanischen Massenfeldes betrachtet. Aufgrund der engen Korrelation von Oberfläche topographie

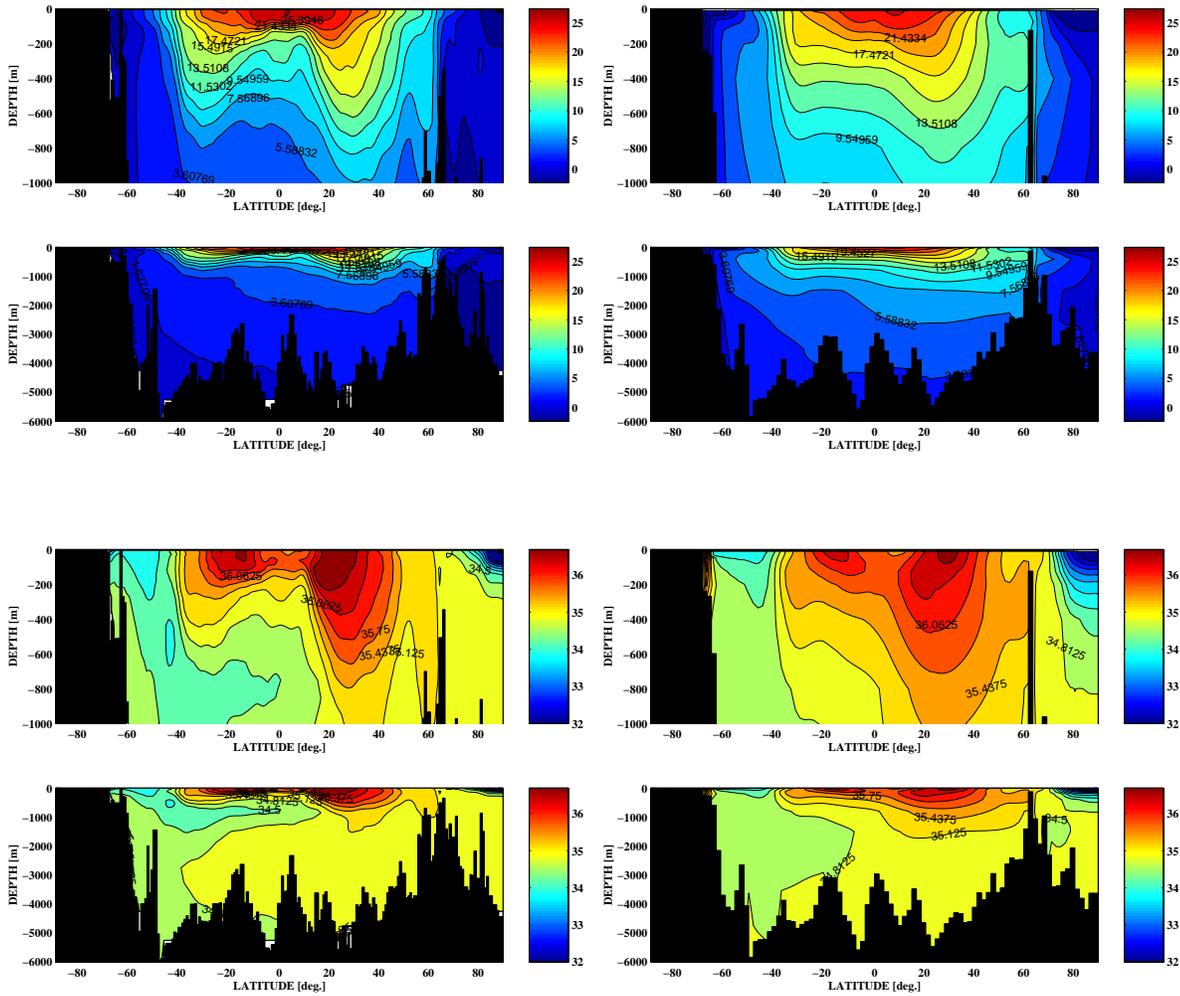


Abbildung 6: Vertikalverteilung der langjährigen Jahresmittel potentieller Temperaturen [$^{\circ}\text{C}$] (oben) und Salzgehalte (unten) im Atlantik entlang des GEOSECS-Schnittes (s. Abb. 4) gemäß der klimatologischen Datensätze von *Levitus and Boyer* [1994] und *Levitus et al.* [1994] (links) sowie als Ergebnis des reinen Zirkulationslaufes 2a (rechts).

und Massenfeld werden die von sterischen Anomalien, vom Atmosphärendruck und dem Sekundärpotential verursachten Einflüsse am Beispiel modifizierter Meereshöhen demonstriert.

4.2.2.1 Sterische Anomalien

Wie in Abschnitt 3.3 dargelegt, werden die mit den Variationen der vertikalen Dichteverteilung einhergehenden Expansionseffekte berücksichtigt durch Anbringen der zeit- und ortsabhängigen sterischen Korrektur (60). An dieser Stelle sollen anhand zweier extremer Zustände diese sterisch bedingten Komponenten der Meeresoberflächenauslenkung näher betrachtet werden. Die Güte der gemäß Relation (60) berechneten An-

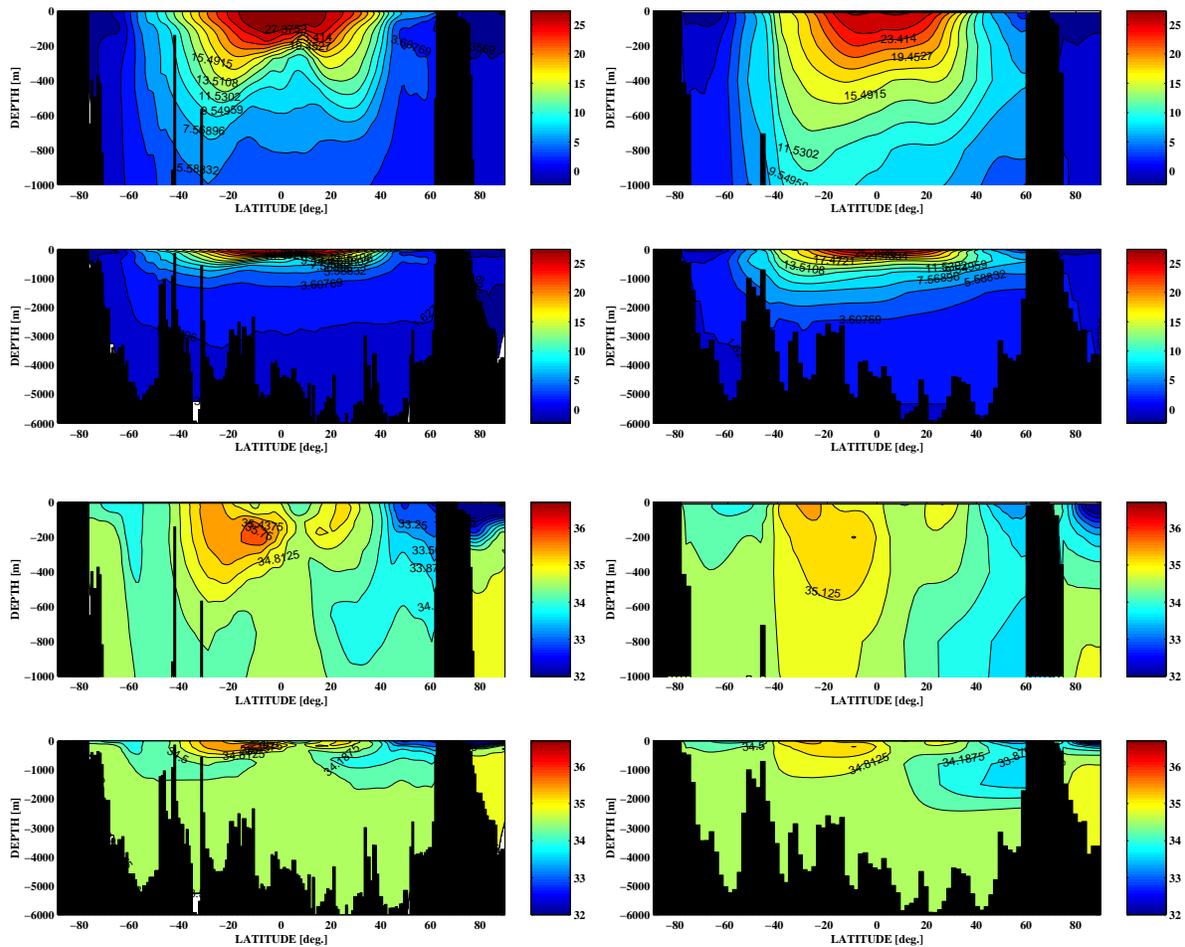


Abbildung 7: Vertikalverteilung der langjährigen Jahresmittel potentieller Temperaturen [$^{\circ}\text{C}$] (oben) und Salzgehalte (unten) im Pazifik entlang des GEOSECS-Schnittes (s. Abb. 4) gemäß der klimatologischen Datensätze von *Levitus and Boyer* [1994] und *Levitus et al.* [1994] (links) sowie als Ergebnis des reinen Zirkulationslaufes 2a (rechts).

omalien wird durch einen Vergleich mit zeitparallelen Abschätzungen des sterischen Effektes aus Altimeterdaten geprüft. Herangezogen werden die Meereshöhenanomalien der TOPEX/Poseidon Mission, die vom Deutschen Geodätischen Forschungsinstitut (DGFI, München) aus den publizierten AVISO-Altimeter-Daten (AVISO user handbook, AVI-NT-02-101-CN, Edition 3.0, 1996, Toulouse, Frankreich) für die etwa zehntägigen TOPEX/Poseidon-Zyklen auf einem $1^{\circ} \times 1^{\circ}$ Gitter berechnet und freundlicherweise für diese Arbeit zur Verfügung gestellt wurden.

Entsprechend des gegenüber der Atmosphäre im Ozean verzögerten Eintritts des jahreszeitlichen Signals zeigen die Altimeterdaten jeweils zu Frühjahrs- und Herbstbeginn maximale Anomalien, weshalb die für den Zyklus 059 (12.04.1994) und Zyklus 075 (26.09.1994) ermittelten Zustände für eine Gegenüberstellung mit der hier erfolgten Mo-

dellschätzung gewählt werden (Abb. 8, links). Erwartungsgemäß erscheinen die Anomalien beider Zeitpunkte als nahezu komplementär, wobei die beobachteten Höhenänderungen sich typischerweise im Bereich von 10-15 cm bewegen. Höhere Werte finden sich vornehmlich in Bereichen von flacheren Rand- und Nebenmeeren - wie beispielsweise der Hudson Bay -, nahe der westlichen Randströme sowie vor den antarktischen Küsten; letztere Anomalien stehen unter dem für die Altimetrie problematischen Einfluss von Meereis, weshalb deren Signifikanz in Frage zu stellen ist. Die ausgesprochen hohen Amplituden in der Hudson Bay finden ihre Ursache in Schmelz- und Gefrierprozessen sowie festländischen Abflüssen, die zu signifikanten volumetrischen Variationen führen. Da die Anomalien hier maßgeblich aus Wechselwirkungen mit dem Festland resultieren, tritt - ähnlich wie zwischen kontinentalem und zentralozeanischem Jahrgang - eine deutliche Phasendifferenz gegenüber den Anomalien im inneren Nordatlantik und -pazifik auf. Qualitativ weist die numerische Lösung (Abb. 8, rechts) starke Ähnlichkeiten zu den großräumigen Mustern der Altimeterschätzung auf, wobei die Amplituden im Mittel um etwa 30 % gegenüber letzterer reduziert sind. Exemplarisch genannt seien die dipolaren Strukturen im Nordwestpazifik mit maximalen Anomalien vor den Südküsten Japans und in der östlichen Philippinen-See, lokale Extrema im Arabischen Meer, im Golf von

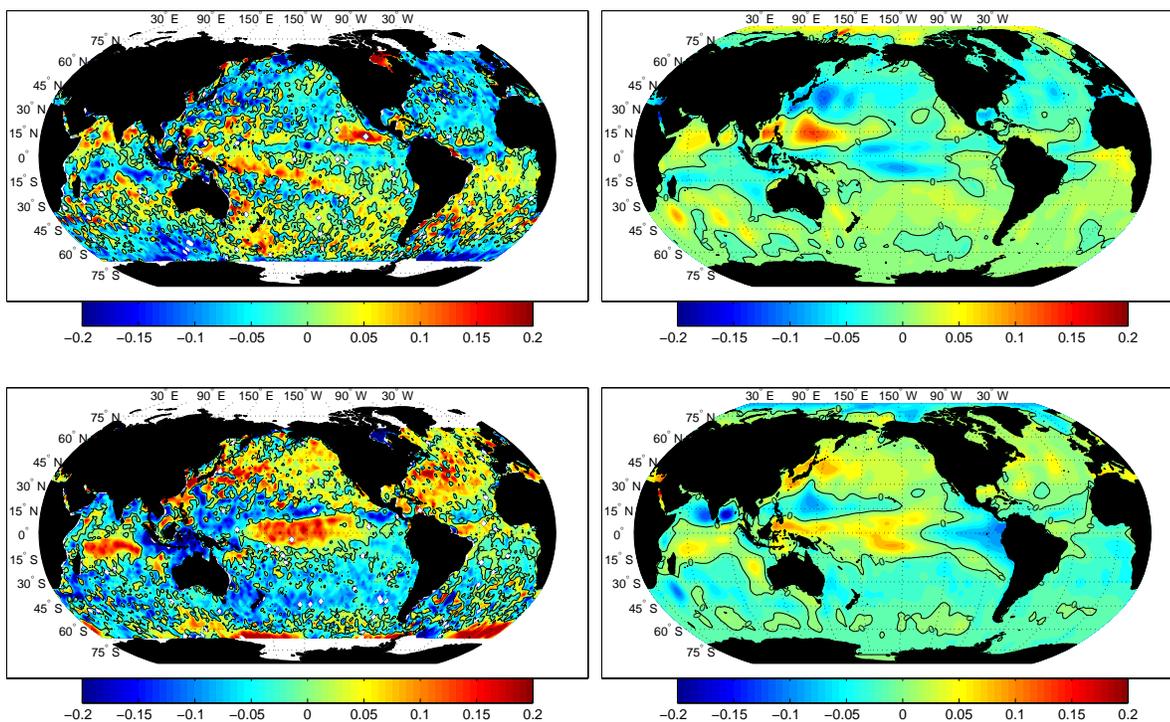


Abbildung 8: Schätzung der Meereshöhenanomalien aus TOPEX/Poseidon-Altimeterdaten [DGFI, 2001, pers. Mitteilung] (links) sowie sterisch bedingte Höhenanomalien gemäß des Zirkulationslaufes 2a (rechts) am 12.04.1994 (oben) und 26.09.1994 (unten). Alle Angaben in [m].

Bengalen und vor der Westküste Australiens, sowie die von der Nordostspitze Südamerikas über den Atlantik bis Westafrika sich erstreckenden Anomalien. Nicht wiedergegeben können von der Modellösung als Folge der nicht berücksichtigten festländischen Abflüsse lokal begrenzte küstennahe Anomalien, wie sie in der Altimeterlösung beispielsweise im Einflussbereich des Amazonas sowie in der bereits angesprochenen Hudson Bay sichtbar sind. Deutliche Diskrepanzen zwischen Altimeter- und Modellösung treten ferner in Regionen mit komplizierter Küstenstruktur und hoher bathymetrischer Variabilität auf, wie insbesondere in südostasiatischen Gewässern, da derartig kleinskalige Phänomene infolge der relativ geringen Horizontalauflösung des Modellgitters nur bedingt erfasst werden können.

Die qualitativen Entsprechungen der beiden voneinander unabhängigen Resultate sind ein deutlicher Hinweis darauf, dass die altimetrisch bestimmten Anomalien tatsächlich in bedeutendem Maße ihre Ursache in thermisch-halinen Expansionseffekten der Wassersäule finden. Die Größenordnung des hier mit sterischen Expansionsprozessen erklärten Anteils der beobachteten Meereshöhenanomalien ist damit konsistent mit den Ergebnissen von *Chen et al.* [2000], die aus der Kombination der klimatologischen Temperaturfelder von *Levitus and Boyer* [1994] und fernerkundeten Oberflächentemperaturen die saisonale thermisch bedingte Expansion im Ozean berechneten. Aus der großräumigen Übereinstimmung von modellierten und beobachteten Höhenanomalien darf im Zusammenhang mit den im allgemeinen geringeren Werten der modellierten Felder geschlossen werden, dass durch Anbringen der sterischen Korrektur (60) nicht ein zusätzlicher Fehler in die Modellösung projiziert, sondern vielmehr ein weiterer physikalischer Effekt in realistischer Weise einbezogen wird.

4.2.2.2 Verhält sich der Ozean invers barometrisch?

Aus der Differenz der Meeresoberflächentopographie der Simulation (2b) unter Berücksichtigung atmosphärischer Druckschwankungen und (2a) bei Vernachlässigung derselben lässt sich in einfacher Weise die statische Einflussnahme des Atmosphärendrucks auf die ozeanische Massenverteilung ableiten. Zur Demonstration der Wirkung des Atmosphärendrucks auf die Meeresoberflächentopographie ist in Abbildung 9 (links) für den willkürlich gewählten Momentanzustand am 31.12.1993, 13:00:00 UT die Differenzverteilung $\Delta\zeta = \zeta_{2b} - \zeta_{2a}$ gegeben. Die Umrechnung der diese Höhendifferenzen verursachenden momentanen atmosphärischen Druckanomalien $\delta p_a = p_a - \bar{p}_a$, wobei wiederum p_a für den momentanen absoluten Druck und \bar{p}_a für das momentane ozeanische Flächenmittel stehen, mittels der Relation (38) führt auf die in Abbildung 9 (rechts) dargestellten Deformationen ζ_{ib} . Letztere beziehen sich auf den 31.12.1993, 12:00:00 UT, da der Modellozean frühestens einen Zeitschritt nach Auftreten der Antriebsschwankung reagieren kann. Ein Vergleich der ζ_{ib} -Verteilung, die eine exakt invers barometrische Reaktion der Meeresoberfläche auf atmosphärische Druckanomalien voraussetzt, mit dem Differenzfeld $\Delta\zeta$ gibt einen Eindruck hinsichtlich der Gültigkeit der invers barometrischen Approximation. Die qualitative Übereinstimmung der großskaligen Muster beider Verteilungen kann als Indiz für eine weitgehende und unmittelbare isostatische Reaktion der Meeresoberfläche auf Anomalien des Atmosphärendruckes gewertet werden. Nicht nur die subtropi-

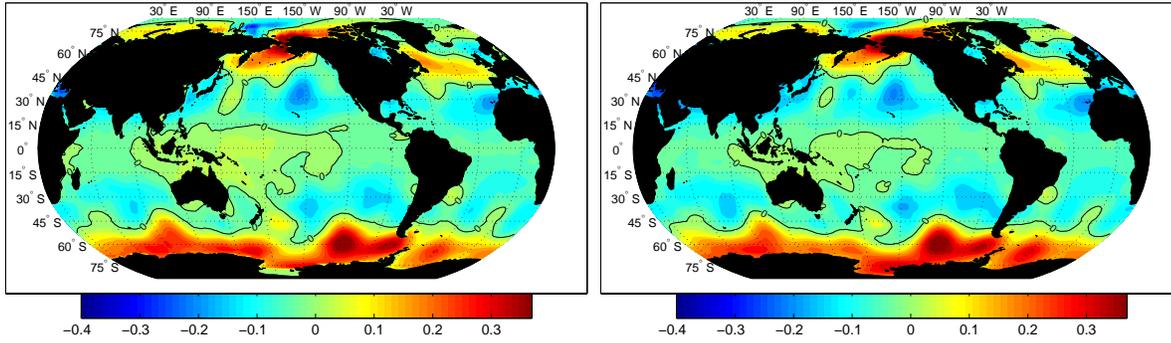


Abbildung 9: Durch atmosphärische Druckanomalien verursachte Deformation der Meeresoberfläche in [m]: Differenzfeld $\Delta\zeta = \zeta_{2b} - \zeta_{2a}$ der Simulationen mit (2b) und ohne (2a) Berücksichtigung des Atmosphärendruckes in mittlerer Meereshöhe am 31.12.1993, 13:00:00h UT (links) und die mit der invers barometrischen Relation (38) in Deformationen ζ_{ib} umgerechneten Druckanomalien δp_a am 31.12.1993, 12:00:00h UT (rechts).

schen und subpolaren Gürtel der Hoch- und Tiefdruckgebiete, sondern auch Positionen und Amplituden lokaler Extrema werden vom simulierten Differenzfeld entsprechend der invers barometrischen Näherung abgebildet. Eine Schätzung der Abweichung des Modellozeans vom exakt invers barometrischen Verhalten erlaubt das Differenzfeld ($\Delta\zeta - \zeta_{ib}$) beider Deformationen (Abb. 10).⁷ In Übereinstimmung mit den aus Altimetermessungen gewonnenen Schätzungen von *Fu and Pihos* [1994] sowie den Modellergebnissen von *Gaspar and Ponte* [1997] und *Ponte and Gaspar* [1999] liegen hiernach die Abweichungen

⁷Im Bereich von Hochdruckgebieten deuten demnach negative Werte, im Bereich von Tiefdruckgebieten positive Werte auf eine, gemessen am momentanen lokalen Druckfeld, Überreaktion des Modellozeans hin.

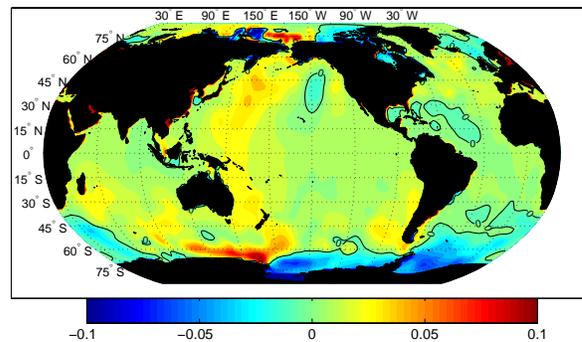


Abbildung 10: Differenzfeld $\Delta\zeta - \zeta_{ib}$ in [m] der in Abbildung 9 dargestellten momentanen Deformationen der Meeresoberfläche. Das dargestellte Restfeld repräsentiert die Abweichung des Modellozeans von einem exakt invers barometrisch reagierenden Ozean.

vom invers barometrischen Verhalten im allgemeinen deutlich unter 10 %. Insbesondere in zentralen ozeanischen Regionen reagiert die Meeresoberfläche nahezu unmittelbar invers barometrisch; lediglich vor den antarktischen Küsten nahe des Weddell–Meeres und der Ross-See sowie in arktischen Schelfgebieten sind deutlichere Diskrepanzen festzustellen, die vornehmlich auf eisbedingte Einflüsse zurückzuführen sind.

Die punktuelle Gegenüberstellung der Momentanzustände erlaubt sicherlich keinen Schluss auf eine Allgemeingültigkeit; ein derartiger Vergleich kann nur ein Indiz für die instantane Reaktion der Meeresoberfläche auf Atmosphärendruck liefern. Für eine quantitative Bewertung wäre zudem auch eine Betrachtung der Geschwindigkeit der atmosphärischen Hoch- und Tiefdruckfelder notwendig, von der infolge der Trägheit der Wassermassen ein signifikanter Einfluss auf die Qualität der invers barometrischen Näherung zu erwarten ist. Offen bleibt an dieser Stelle ferner die Frage, inwieweit ein hydrostatischer, inkompressibler Modellozean überhaupt eine angemessene Beurteilung der ozeanischen Reaktion auf Druckanomalien zulässt. Das dargelegte Beispiel mit den hier verwendeten numerischen Näherungen legt jedenfalls nahe, dass mit atmosphärischen Druckschwankungen nahezu unmittelbar signifikante Wassermassenverlagerungen einhergehen, wobei das ozeanische Verhalten weitgehend dem eines inversen Barometers ähnelt. Inwieweit dieser Schluss auf das Langzeitverhalten der integralen Maße ozeanischer Anregung von Erdrotationsschwankungen übertragbar ist, wird in Abschnitt 5.4.3 untersucht.

4.2.2.3 Einfluss von Auflast und Selbstanziehung auf die Massenverteilung

In den horizontalen Impulserhaltungsgleichungen (32) wird das aus der Wirkung von Auflast und Selbstanziehung resultierende Sekundärpotential Φ_{LSA} berücksichtigt gemäß des baroklinen Ansatzes (55). Nach (57) lässt sich die als zur lokalen Wassersäule proportional gewählte Parametrisierung zerlegen in einen baroklinen und einen barotropen Anteil. Wegen $\rho'/\rho_0 \ll 1$ wird der barotrope, ausschließlich von der Auslenkung ζ abhängige Term in (57) dominieren. Zur Abschätzung der Einflussnahme des Sekundärpotentials auf die Massenverteilung sind deshalb Anomalien der Meeresoberflächentopographie eine gute Näherung.

Abbildung 11 zeigt das über den Zeitraum von Januar 1994 bis März 1994 gemittelte Differenzfeld ($\zeta_{2c} - \zeta_{2b}$) der Meeresoberflächentopographie gemäß der Simulationen bei Einbeziehung (2c) und Vernachlässigung (2b) von Auflast- und Selbstanziehungseffekten. Großskalig erscheinen die dargestellten Anomalien, die eine Approximation der Wirkung des Sekundärpotentials auf die Massenverteilung repräsentieren, als direkt proportional zum mittleren Absolutfeld der Meereshöhen (vgl. Abb. 2). Die topographischen Senken in den höheren geographischen Breiten, ausgeprägt insbesondere im Nordwestatlantik und im Bereich des Zirkumpolarstromes, werden im allgemeinen ebenso verstärkt wie die Aufwölbungen der niederen Breiten, die nahe der westlichen Randströme maximale Werte erreichen. Eine derartige mittlere Erhöhung der Elliptizität der Meeresoberfläche mag zunächst widersinnig erscheinen, da der dominierende barotrope Anteil des Sekundärpotentials zu einer prozentualen Schwächung des barotropen Druckes in der Wassersäule führt und damit entgegen dem horizontalen Druckgradienten wirkt. Als unmittelbare Folge werden die horizontalen barotropen Geschwindigkeiten reduziert. Da einerseits

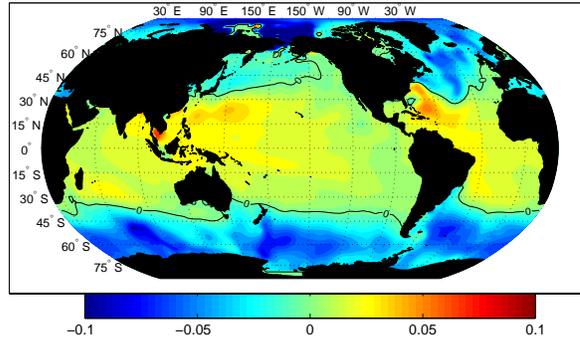


Abbildung 11: Über den Zeitraum von Januar bis März 1994 gemittelttes Differenzfeld $\zeta_{2c} - \zeta_{2b}$ in [m] der Meereshöhen bei Berücksichtigung (2c) und Vernachlässigung (2b) von zirkulationsbedingten Auflast- und Selbstanziehungseffekten.

gleichzeitig jedoch auch die für die Gradientglättung verantwortlichen Dissipationsterme, d.h. $\vec{\nabla}_H A_H \vec{\nabla}_H \cdot \vec{v}_H$ in (32), kleiner werden, andererseits die atmosphärische Anregung unverändert bleibt, zieht das Sekundärpotential in der hier angewandten Parametrisierung schließlich die in Abbildung 11 sichtbare Verstärkung der Topographiegradienten nach sich.

Im Falle der Simulation von Partialtiden beobachtete *Seiler* [1989], die den Parametrisierungsansatz von *Accad and Pekeris* [1978] verwendete, einen analogen Effekt, der sich dort äußerte in einer Phasenverzögerung der Gezeitenwellen infolge der mit dem barotropen Ansatz verbundenen Verminderung der rücktreibenden Kraft der Schwerewellen. Einen einheitlichen Effekt auf die Gezeitenamplituden konnte sie hierdurch jedoch nicht feststellen. Bei *Zahel* [1978], der das Sekundärpotential mithilfe Lovescher Zahlen berechnete, führte die Berücksichtigung von Auflast- und Selbstanziehungseffekten neben einer allgemeinen Phasenverzögerung hingegen auch zu großräumigen Erhöhungen der Gradienten des Amplitudenfeldes, was dem hier erzielten Resultat gleichkommt.

Die Größenordnung der durch Auflast und Selbstanziehung der Wassermassen verursachten Modifikationen der Meereshöhen liegt mit Maximalwerten von etwa 10 cm demnach nahe denen, die gemäß des vorangegangenen Abschnittes von Abweichungen des Ozeans von einem exakt invers barometrischen Verhalten zu erwarten sind. Aufschluss darüber, inwieweit das präsentierte Beispiel repräsentativ für die Wirkung des Sekundärpotentials ist, werden die Analysen der zeitlichen Variabilität der von Auflast und Selbstanziehung verursachten Beiträge zu den für die Erdrotation relevanten integralen Größen in Kapitel 5 geben.

4.3 Zur instantanen Dynamik des Simultanfeldes

Zur exemplarischen Demonstration der instantanen großskaligen Dynamik, die das Resultat der gleichzeitigen Wirkung von allgemeiner Zirkulation, von Gezeitenerscheinungen sowie sekundärer Effekte wie Auflast und Selbstanziehung der Wassermassen und nichtli-

nearen Wechselwirkungen ist, sind in Abbildung 12 Verteilungen der Oberflächenauslenkungen des Laufes 3 für zwei konkrete, sechs Stunden auseinanderliegende Zeitpunkte dargestellt. Da der hochfrequente Anteil der topographischen Variationen beherrscht wird von Tiden des halbtägigen Frequenzbereiches (vornehmlich der M_2 -Gezeit), zeigen die Teilabbildungen zwei Zustände von nahezu entgegengesetzter Phase. Trotz der Dominanz der Tiden im hochfrequenten Variationsbereich bleiben zu beiden Zeitpunkten typische Charakteristiken des Zirkulationsfeldes erhalten, die beispielsweise erkennbar sind an den topographischen Gradienten im Bereich der westlichen Randströme und des Zirkumpolarstromes. In guter erster Näherung darf das Simultanfeld als Linearkombination der dynamischen Primärkomponenten verstanden werden, d.h. als eine Überlagerung einer infolge der allgemeinen Zirkulation sich einstellenden mittleren Meeresoberflächentopographie (Abb. 2, rechts) und der instantanen gezeitenbedingten Auslenkungen, wie sie in den unteren Teilabbildungen von 1 dargestellt sind. Inwieweit sich die gleichzeitige Behandlung von Zirkulation und Gezeiten auf das Gezeitenfeld im periodischen Mittel auswirkt, wurde bereits in Abschnitt 4.1 anhand einer quantitativen Gegenüberstellung mit den Resultaten des reinen Gezeitenlaufes für die wichtigsten halb- und ganztägigen Tiden sowie für ausgewählte langperiodische Tiden dargelegt. Die Größenordnung des momentanen Restfeldes der Meereshöhen, das aus der Subtraktion der instantanen Felder aus den separaten Simulationen von Zirkulation (Lauf 2c) und Gezeiten (Lauf 1) vom entsprechenden Simultanfeld gebildet wird, soll nun eine weitere Schätzung liefern hinsichtlich der Bedeutung nichtlinearer Wechselwirkungen zwischen Zirkulation und Gezeiten für die Massenverteilung und damit hinsichtlich der Zulässigkeit einer linearen Überlagerung der beiden Hauptbewegungskomponenten als Approximation des dynamischen Instantanfeldes. Zu den in Abbildung 12 dargestellten Zeitpunkten liegen nach Abbildung 13 die durch Nichtlinearitäten verursachten Auslenkungen im offenen Ozean bei nur wenigen Zentimetern. Während der Höhengradient im Bereich des Golfstromes in beiden Fällen durch die Wirkung der Gezeiten leicht geschwächt wird, ist eine

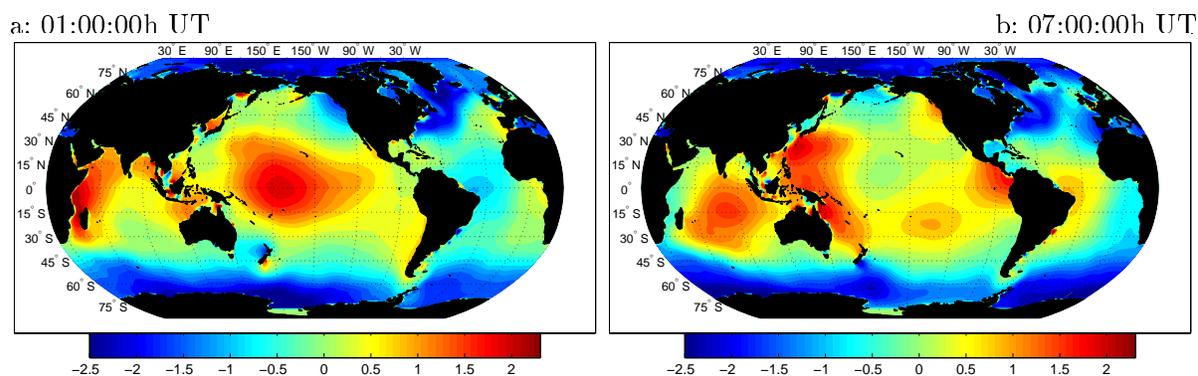


Abbildung 12: Instantane Meeresoberflächentopographie infolge der simultanen Wirkung von allgemeiner Zirkulation und lunisolem Gezeitenpotential als Resultat der Simulation 3. Dargestellt sind die Abstände zum Nullniveau in [m] am 31.12.1994 um 01:00:00h UT und 07:00:00h UT.

a: 01:00:00h UT

b: 07:00:00h UT

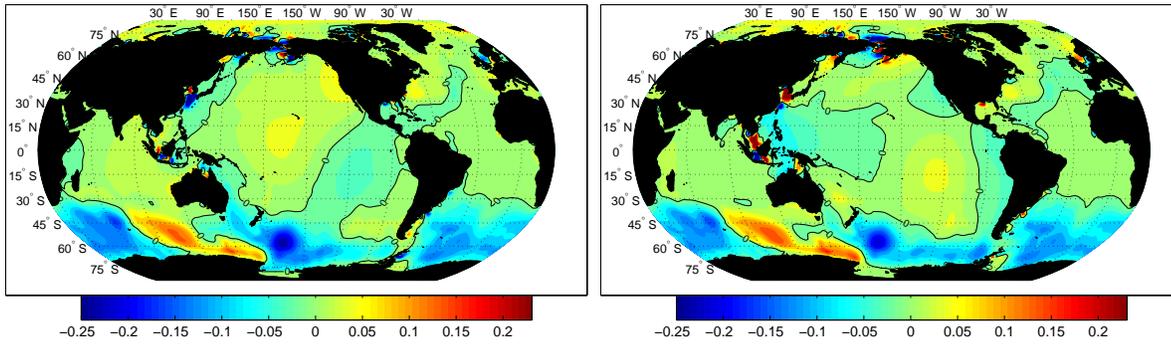


Abbildung 13: Das den Einfluss nichtlinearer Wechselwirkungen zwischen Zirkulation und Gezeiten repräsentierende Differenzfeld $\zeta_3 - (\zeta_{2c} + \zeta_1)$ der simultan modellierten (Lauf 3) und linear überlagerten instantanen Meereshöhen infolge Zirkulation (Lauf 2c) und Gezeiten (Lauf 1). Dargestellt sind die Abstände zum Nullniveau in [m] am 31.12.1994 um 01:00:00h UT und 07:00:00h UT.

entsprechende Einflussnahme auf den Kuroshio deutlich phasenabhängig. Höhere Werte des Restfeldes finden sich in flacheren, topographisch komplizierten Randbereichen, wo die Anwesenheit des Zirkulationsfeldes zu relativ stark modifizierten Resonanzbedingungen führt. Die ausgedehnteren Abweichungen im äquatorialen Westpazifik sowie im zirkumpolaren Gürtel sind im Zusammenhang mit den zirkulationsbedingten permanenten Aufwölbungen bzw. Senken der Meereshöhe zu sehen, die einen deutlichen Einfluss auf die tiefenabhängige Phasengeschwindigkeit der Gezeitenwelle und damit auf die Fluteintrittszeit nehmen.

Die momentanen Maximalbeträge der auf nichtlineare Wechselwirkungen zurückzuführenden Höhenanomalien erreichen gemäß der oben präsentierten Beispiele knapp 8 % der Absolutwerte. Da nichtlineare Wechselwirkungen somit zumindest als sekundäre Effekte einzustufen sind, erscheint eine Approximation des instantanen Simultanfeldes durch lineare Addition von Zirkulations- und Gezeitenfeld nur in erster Näherung als zulässig. Ob Nichtlinearitäten zwischen Zirkulation und Gezeiten hinsichtlich der Anregung von Erdrotationsschwankungen eine ähnliche Bedeutung haben, hängt vorwiegend von der Stationarität der in Abbildung 13 dargestellten Anomalien ab. Maximale Werte traten dort insbesondere in den hohen südlichen Breiten des zirkumpolaren Gürtels auf und zeigten über sechs Stunden weitgehende Konstanz. Die Größe der Anregung von Rotationsschwankungen ist proportional zum Kosinus der geographischen Breite und wächst mit der zeitlichen Variabilität eines geophysikalischen Prozesses, weshalb die genannten Charakteristiken auf nur geringe Anregungsbeiträge hinweisen.

5 Simulation ozeanischer Einflüsse auf die Erdrotationsparameter

Den im vorigen Kapitel diskutierten Beispielen ist zu entnehmen, dass von dem in Kapitel 3 vorgestellten weltozeanischen Simultanmodell eine realistische Reproduktion sowohl der mit den Gezeiten einhergehenden Dynamik als auch des mittleren Zustandes der großskaligen allgemeinen Zirkulation vorausgesetzt werden kann. Inwieweit das Modell in der Lage ist, die zeitliche Variabilität ozeanischer Massen- und Strömungsfelder wiederzugeben, konnte im Falle der Gezeiten bereits aus dem quantitativen Vergleich ausgewählter Partialtiden mit dem ST103-Datensatz in begrenztem Maße abgeleitet werden. Im Falle der Zirkulation erfolgte eine weitgehende Beschränkung auf Langzeitmittel. Ein hohes Maß an Übereinstimmung mittlerer Zustände mit unabhängigen Vergleichslösungen erhöhen zwar das Vertrauen in die angewandte Methode und dürfen als Indiz für eine Erfassung wesentlicher physikalischer Prozesse seitens der Modellphysik verstanden werden, doch ist hieraus noch nicht ableitbar, ob die zeitliche Variabilität ozeanischer Massen- und Bewegungsfelder vom Modell realistisch reproduziert wird. Verantwortlich für Anregungen von Erdrotationsschwankungen sind aber ausschließlich diese Abweichungen vom mittleren Zustand. Die folgenden Untersuchungen der zeitlichen Variabilität der aus der Integration ozeanischer Massen- und Strömungsfelder resultierenden Integralgrößen bieten deshalb implizit auch eine Verifizierungsmöglichkeit der reproduzierten Ozeandynamik auf Zeitskalen von Stunden bis Dekaden im globalen Sinne.

Bevor Ergebnisse der mit der ozeanischen Dynamik verbundenen integralen Variationen vorgestellt werden, die schließlich Einfluss auf das Erdrotationsverhalten nehmen, werden einige grundsätzliche Aspekte zur Vorgehensweise erläutert und die herangezogenen Vergleichsdatensätze skizziert.

5.1 Methodik

Als Zusammenfassung der Ausführungen des Abschnittes 2.2 werden nachfolgend die wesentlichen Schritte bei der Ermittlung ozeanisch induzierter Erdrotationsschwankungen aus ozeanischen Strömungs- und Massenfeldern aufgezeigt. Die Beschreitung dieses Weges wird unmittelbar drei Stationen herausstellen, die sich prinzipiell für einen Vergleich mit und damit für eine Verifikation anhand von Beobachtungsgrößen anbieten.

5.1.1 Von Strömungen und Massenfeldern zu Rotationsschwankungen

Mit jeder Variation des Strömungsfeldes und der Massenverteilung im Ozean geht eine Änderung des ozeanischen Drehimpulses einher, die gemäß des Prinzips der Drehimpulserhaltung des Gesamtsystems Erde (s. Abschnitt 2.2.2) eine Beeinflussung entsprechender Komponenten des Erdrotationsvektors impliziert. Zur Quantifizierung der ozeanisch induzierten Schwankungen des Erdrotationsvektors werden routinemäßig zunächst zu jedem Zeitschritt aus dem prognostisch bestimmten dreidimensionalen Geschwindigkeitsfeld (u, v, w) und der von der Dichte ρ sowie der Auslenkung ζ abhängigen mo-

mentanen Massenverteilung durch Volumenintegration die relativen Drehimpulse $\vec{M}^r = (M_1^r, M_2^r, M_3^r)$ sowie die Komponenten des ozeanischen Trägheitstensors I_{ij} , $i, j = 1, 2, 3$ bestimmt. Die für Erdrotationsschwankungen relevanten Komponenten erhält man aus (5) und (6) zu

$$\begin{aligned} M_1^r(t) &= +a \int_V \rho(t)(v(t) \sin \lambda - u(t) \sin \varphi \cos \lambda) dV \\ M_2^r(t) &= -a \int_V \rho(t)(v(t) \cos \lambda - u(t) \sin \varphi \sin \lambda) dV \\ M_3^r(t) &= +a \int_V \rho(t)u(t) \cos \varphi dV \end{aligned} \quad (63)$$

$$\begin{aligned} I_{13}(t) &= -a^2 \int_V \rho(t) \cos \varphi \sin \varphi \cos \lambda dV \\ I_{23}(t) &= -a^2 \int_V \rho(t) \cos \varphi \sin \varphi \sin \lambda dV \\ I_{33}(t) &= +a^2 \int_V \rho(t) \cos^2 \varphi dV. \end{aligned} \quad (64)$$

Der Gesamtdrehimpuls des Ozeans $M_i(t)$ folgt aus der linearen Überlagerung der Anteile infolge von Relativbewegungen („motion term“) und Trägheitstensoränderungen („matter term“ oder „mass term“):

$$M_i(t) = M_i^r(t) + I_{i3}(t) \cdot \Omega, \quad i = 1, 2, 3 \quad (65)$$

Drehimpulsaustausch mit der „festen“ Erde manifestiert sich nicht in den Absolutwerten, sondern in den Abweichungen des Drehimpulses von einem mittleren Zustand, weshalb ein über einen hinreichend langen Zeitraum gemittelter Referenzzustand zu subtrahieren ist:

$$\Delta M_i(t) = M_i(t) - \frac{1}{T_\Gamma} \int_{T_\Gamma} M_i(\Gamma) d\Gamma. \quad (66)$$

Im Falle von transienten Signalen erstreckt sich der Integrationszeitraum T_Γ vom Zeitpunkt des Eintretens eines quasistationären Zustandes bis zum Ende der Langzeitsimulationen⁸, im Falle von rein periodischen oder quasiperiodischen Prozessen über ganzzahlige Vielfache der Schwingungsdauer.

Während die Analyse modellierter gezeiteninduzierter Rotationsschwankungen zumeist mit dimensionsbehafteten Drehimpulsamplituden und -phasen ausgewählter Partialtiden erfolgt, ist es üblich, zirkulationsbedingte Änderungen des Drehimpulses in Form der dimensionslosen Funktionen χ auszudrücken. Der Übergang zu letzteren Funktionen erfolgt dabei mittels der in Abschnitt 2.2.3 dargelegten Beziehungen (24) und (25). Mit (31) lassen sich die axialen χ -Funktionen dann unmittelbar ausdrücken als Variationen der Tageslänge, also $\Delta LOD(t) = LOD_0 \cdot \chi_3(t)$.

⁸Es wird davon ausgegangen, dass innerhalb dieses Zeitintervalls der numerische Trend als linear angenommen werden darf und damit durch einfache lineare Regression eliminierbar ist. Eine Prüfung erfolgt in Abschnitt 5.4.1.

Die Horizontalkomponenten werden zur Transformation vom Anregungs- in den Polbewegungsbereich zunächst in eine endliche Anzahl von Schwingungen der Frequenz σ zerlegt. Die mittels der Relation (30) für diskrete Frequenzen ermittelten Polbewegungen werden nach Rücktransformation in den Zeitraum überlagert, so dass schließlich direkt mit den geodätischen Beobachtungen vergleichbare Zeitserien der horizontalen Erdorientierungsparameter vorliegen.

5.1.2 Verifikationsebenen

Aus dem vorangegangenen Abschnitt wird deutlich, dass sich prinzipiell drei theoretisch äquivalente Ebenen anbieten, die beobachteten Erdrotationsparameter mit den modellierten numerischen Resultaten bzw. die Simulationsergebnisse untereinander zu vergleichen: die Ebene der dimensionsbehafteten Drehimpulse, die der dimensionslosen Anregungen χ („excitation domain“) und die der beobachtbaren Parameter Tageslänge und Polbewegungen („wobble domain“). Je nach Fragestellung werden alle drei Ebenen sowohl im Zeit- als auch im Spektralbereich untersucht.

Beobachtet werden mit den modernen geodätischen Raumverfahren die Bewegungsgrößen des Erdrotationsvektors, d.h. Messungen liegen ausschließlich in der „wobble domain“ vor und reflektieren die Gesamtheit geophysikalischer und externer Einflüsse. Im Unterschied zu diesen Integralgrößen der Rotation liefern die freien numerischen, die semi-empirischen wie auch die assimilierten Modelle Schätzungen der Beiträge bestimmter Komponenten einzelner Teilsysteme des Gesamtsystems Erde im Drehimpulsbereich. Ein durchgängig hohes Maß an Übereinstimmung zwischen Beobachtung und Modell kann folglich erst erwartet werden, wenn alle relevanten einflussnehmenden Teilsysteme und die ihnen innewohnenden Prozesse überlagert und auf einer gemeinsamen Ebene – nach angemessener Transformation – mit den gemessenen Integralgrößen verglichen werden. Da die Bedeutung einzelner Teilsysteme und dynamischer Prozesse stark von der betrachteten Zeitskala der Rotationsschwankung abhängt, vermag schon die Einbeziehung weniger, aber für die Zeitskala besonders relevanter Phänomene zu einem hohen Grad an Korrespondenz zu führen. Exemplarisch genannt seien Variationen jenseits von anderthalb Dekaden, für die weitgehend erdinnere Prozesse verantwortlich gemacht werden, sowie mit den ozeanischen Gezeiten in Verbindung stehende streng periodische Signale und der vorwiegend atmosphärisch bedingte Tagesgang.

Eine Gegenüberstellung von Beobachtungs- und Modelllösung erfordert demnach eine Transformation eines oder beider Datensätze auf eine gemeinsame Vergleichsebene. Beim Übergang von Drehimpulsen zu dimensionslosen Anregungsfunktionen findet keine Modifikation der Datencharakteristiken statt, da beide Größen über frequenzunabhängige numerische Koeffizienten gekoppelt sind, die das rheologische Verhalten des zugrunde gelegten Erdmodells parametrisieren (vgl. Gl. (13) - (16) und (23) - (25)). Analoges gilt für den Zusammenhang von χ_3 und der Tageslängenvariation (s.o.). Sensitiv ist dagegen die Transformation vom Anregungs- in den Rotationsbereich für die Horizontalschwankungen, da die Verknüpfung hier mittels einer Resonatorgleichung zur Erfassung der resonanten Freien Kern-Nutation und der Chandlerschen Bewegung erfolgt. Die resultierenden Polbewegungen hängen nicht nur von den empirisch bestimmten Resonanz-

frequenzen einschließlich der Dämpfungskonstanten Q (s. Abschnitt 2.2.2) ab, sondern laufen zudem Gefahr, die im Anregungsbereich noch signifikanten kleineren Variationen zu überdecken.

Daher wird es dieser direkten Vergleichsmethode auf Ebene der Rotationsschwankungen zumeist vorgezogen, die Analyse der Polbewegungen invers durchzuführen, wozu die beobachteten Größen einer Dekonvolution zu unterziehen sind. Im einfachsten Fall, der mögliche Messfehler unberücksichtigt lässt, werden die geodätischen Anregungen aus den beobachteten Polbewegungen ermittelt, indem die Differentialausdrücke der den Zusammenhang zwischen Anregung χ und Polbewegung \mathbf{p} beschreibenden Relationen – wie z.B. (29) für niederfrequente Signale – ersetzt werden durch finite Differenzen [Wilson, 1985; Brzeziński, 1987]. Diese simple Vorgehensweise ist die im Rahmen der vorliegenden Arbeit ausschließlich benutzte zur Berechnung der geodätischen Anregungen, was in Anbetracht der in den Quellen der herangezogenen Beobachtungszeitreihen (s.u.) angegebenen Unsicherheiten als gerechtfertigt erscheint. Darüber hinausgehende statistische Methoden zur Elimination von Nebeneffekten wie Messrauschen vom physikalischen Signal beschreiben beispielsweise Zharkov et al. [1996].

Bei einer Gegenüberstellung von Beobachtung und Simulation im Anregungsbereich sind mittlere Zustände der resonanten Freien Kern-Nutation und der Chandlerschen Bewegung eliminiert. Daher ist im Anregungsbereich zwar ein deutlich geringeres Maß an Korrespondenz zwischen Beobachtung des Integraleffektes und Simulation einzelner Teilsysteme zu erwarten als bei den Polbewegungen, doch erlaubt erst der Wegfall dieser dominanten Bewegungen eine Identifikation der die Rotationsschwankungen verursachenden geophysikalischen Anregungen. Wenngleich die inverse Methode weniger sensitiv hinsichtlich der Wahl der empirisch bestimmten mittleren Resonanzperioden als ein direkter Vergleich der Polbewegungen ist, wird sich doch jede Abweichung der – von der momentanen Massenverteilung der Erde abhängigen – Resonanzperioden vom angenommenen Mittelwert in den geodätischen Anregungen niederschlagen. Beiträge, die von momentanen Abweichungen der Resonanzperioden vom gewählten Mittelwert herrühren, sind folglich stets in den invers bestimmten geodätischen Anregungsfunktionen enthalten.

Um Wiederholungen und eine allzu tabellarisch erscheinende Auflistung der Ergebnisse zu vermeiden, werden in der nachfolgenden Darstellung der simulierten Schätzungen ozeanisch induzierter Einflüsse auf das Erdrotationsverhalten lediglich exemplarisch alle drei Vergleichsebenen behandelt. Ausmaß und Qualität gezeitenbedingter Beiträge werden zunächst anhand der harmonischen Koeffizienten der Drehimpulse der Partaltiden untersucht, für die gut dokumentierte und geprüfte Vergleichswerte vorliegen. Diese Einschränkung legt eine anfängliche Konzentration auf das hochfrequente Gezeitenpektrum nahe. Die nachfolgende Raum-Zeit-Separation der relativen Bedeutung von Gezeitenhöhen und -strömungen geschieht ausschließlich im spektralen Anregungsbereich. Schätzungen des Relativeinflusses einzelner der ozeanischen Dynamik unterliegenden physikalischen Prozesse, d.h. eine Effektseparation durch Vergleich der hier durchgeführten Simulationen untereinander, sowie die Plausibilitätsprüfung anhand einer Gegenüberstellung mit den geodätisch beobachteten Parametern erfolgt ebenfalls weitestgehend auf der Anregungsebene. Die mit den reinen Gezeiten, der Zirkulation und dem

Simultanfeld einhergehenden Polbewegungen wurden bereits bei *Thomas and Sündermann* [2000] anhand eines Vergleiches mit der geodätischen Beobachtungsreihe EOP C01 [IERS, 1997] diskutiert, weshalb nachfolgend von einer wiederholenden Darstellung abgesehen wird. Exemplarisch für die im vorigen Abschnitt beschriebene Vorgehensweise zur Ermittlung der Polbewegung werden lediglich die von den niederfrequenten ozeanischen Tiden verursachten Einflüsse auch im Rotationsbereich behandelt. Zuvor werden kurz die herangezogenen Vergleichsdatensätze skizziert.

5.2 Vergleichsdaten

Der Verifizierung der im Rahmen der vorliegenden Arbeit simulierten Resultate hinsichtlich der zeitlichen Schwankungen ozeanischer Integralgrößen dienen verschiedene Vergleichsdatensätze, die zum einen die gemessenen Schwankungen des Gesamtsystems Erde, zum anderen unabhängige weitere Approximationen der von den ozeanischen Gezeiten oder der Zirkulation verursachten Drehimpulsvariationen repräsentieren. Aufgenommen in der nachfolgenden knappen Beschreibung der Vergleichsdaten ist zudem eine Zeitreihe atmosphärisch bedingter Drehimpulsschwankungen, um eine Bilanzierung des atmosphärisch-ozeanischen Teilsystems und schließlich eine Gegenüberstellung mit den beobachteten Rotationsschwankungen zu ermöglichen.

5.2.1 Die Beobachtungszeitreihe EOP C04 [IERS, 1997]

Beim Internationalen Erdrotationsdienst (International Earth Rotation Service, IERS) in Paris ist – neben einer Vielzahl weiterer Produkte – eine aus verschiedenen Beobachtungsmethoden (VLBI, GPS, SLR) kombinierte Langzeitreihe der Erdorientierungsparameter unter dem Namen EOP C04 zugänglich, die in täglicher Auflösung den Zeitraum seit 1962 bis zur Gegenwart abdeckt. Die Orientierung der Erde wird dort in Form von sechs Parametern gegeben, von denen für eine exakte Beschreibung drei redundant sind: die Koordinaten des CEP (Celestial Ephemeris Pole) X^{POL} und Y^{POL} , Variationen des Rotationswinkels um den CEP, ausgedrückt als Variationen $UT1 - TAI$ und ΔLOD sowie die räumliche Verschiebung des CEP bezüglich der von konventionellen astronomischen Präzessions-Nutations-Modellen definierten Position, ausgedrückt als Winkelkorrekturen $\Delta\Psi$ und $\Delta\epsilon$. Die letzteren Winkel sind derzeit ausschließlich mittels VLBI bestimmbar und geben ebenso wie die in dieser Arbeit verwendeten Maße X^{POL} und Y^{POL} , die sogenannte Polbewegung, die äquatorialen Komponenten der Rotation wieder. Unter Einbezug des momentanen Entwicklungsstandes hinsichtlich der verschiedenen Messtechniken und Analysemethoden wird dieser Datensatz vom IERS zweimal wöchentlich aktualisiert. Die zunächst für fünf sukzessive Zeitintervalle berechnete EOP C04-Reihe wurde nach Homogenisierung der Teilstücke mit Hilfe von Glättungsalgorithmen von hochfrequentem Rauschen befreit. Halb- und ganztägige Signale sind bei der genannten Auflösung nicht enthalten, wohl aber die Einflüsse zonaler Tiden bis zu Periodenlängen von 35 Tagen. Unter <http://hpiers.obspm.fr/eop-pc/> ist die Reihe selbst sowie weitere Einzelheiten, wie beispielsweise die den einzelnen Teilstücken zugeordneten Unsicherheiten, erhältlich.

5.2.2 Ozeanische Daten

Der Internationale Erdrotationsdienst (IERS) gründete mit Beginn des Jahres 1998 ein Zentrum, das „Global Geophysical Fluids Center“ (GGFC), um eine Infrastruktur zu schaffen, die einer effektiven Zusammenführung von Messungen aus modernen geodätischen Raumverfahren und sonstigen Forschungsaktivitäten auf dem Gebiet der globalen Geodynamik dient. Unter der Schirmherrschaft des IERS wurden sieben sogenannte „Special Bureaus“ eingerichtet, in dem jedes einzelne „Bureau“ sich verantwortlich für globale Forschungsvorhaben hinsichtlich einer speziellen Systemkomponente oder eines geophysikalischen Fluids im Gesamtsystem Erde fühlt [*Chao et al.*, 2000]. Die sieben Einrichtungen gliedern sich in die Bereiche Atmosphäre, Ozean, Gezeiten, Hydrologie, Erdmantel, Erdkern und Schwerfeld/Geozentrum.

Für einen Vergleich mit den in dieser Arbeit simulierten Zirkulations- und Gezeitendrehimpulsen sowie den hieraus abgeleiteten Größen werden ausschließlich die am „Special Bureau for the Oceans“ (Jet Propulsion Laboratory, JPL) sowie die am Special Bureau for Tides (Laboratory for Terrestrial Physics, NASA’s Goddard Space Flight Center) zur Verfügung gestellten Drehimpulse herangezogen, da diese Datensätze einerseits bereits vielfältigen Qualitätsanalysen unterzogen wurden, andererseits umfassend dokumentiert sind. Die verschiedenen ozeanischen Datensätze werden nachfolgend kurz skizziert. Ausführliche Beschreibungen finden sich in den jeweils angegebenen Quellen.

5.2.2.1 Gezeitendrehimpulse

Mit den halb- und ganztägigen Ozeantiden verbundene relativ hochfrequente Variationen des Erdrotationsvektors sind erst seit etwa einem Jahrzehnt zum Gegenstand intensiver Forschungsaktivitäten geworden; denn einerseits wuchs die Zeitaufösung der Beobachtungsreihen seit Beginn der VLBI-Messkampagnen Anfang der achtziger Jahre stetig, so dass auch hochfrequente ozeanische Tiden die Messungen „störend“ beeinflussten, andererseits deuteten theoretische Prognosen seitens der Modellierung nicht nur auf einen signifikanten Einfluss der Tiden auf den Drehimpulshaushalt hin, sondern erlaubten auch zunehmend eine realistische Erfassung dieses Beitrages (s. z.B. *Seiler* [1989, 1991]).

Die barotropen Ozeantiden wirken sich über zwei Mechanismen auf das Erdrotationsverhalten bzw. den Drehimpulshaushalt der Erde aus: Zum einen erfolgt über die variierenden Gezeitenströmungen ein Drehimpulsaustausch des Ozeans mit der festen Erde, zum anderen gehen mit den Gezeiten Wassermassenverschiebungen einher, die zu Variationen des Trägheitstensors der Erde und infolge des Prinzips der Drehimpulserhaltung im Gesamtsystem zu Änderungen der Rotation des festen Erdkörpers führen (vgl. Abschnitte 2.1.2 und 2.2.1). Die quantitative Schätzung beider Mechanismen geschieht entweder rein theoretisch durch Anwendung eines freien, d.h. nicht mit Beobachtungsdaten gespeisten numerischen Modells oder durch Modellverfahren, die Beobachtungsdaten und theoretische Prognosen in ein gefordertes Maß an Konsistenz bringen. Bei letzteren Modellen werden entweder Beobachtungsdaten assimiliert⁹ oder es finden altimetrische Daten Ver-

⁹Der Begriff Assimilation ist hier nicht in seiner strengen Bedeutung benutzt, sondern umfasst auch sogenannte „Nudging“-Methoden, die zumeist mittels Newtonscher Kopplung eine Konsistenz zwischen Daten und Modellzustand erzwingen.

wendung, aus denen Informationen hinsichtlich des Masseneffektes der ozeanischen Tiden sowie barotroper Strömungskomponenten gewonnen werden.

Am Special Bureau for Tides (<http://bowie.gsfc.nasa.gov/ggfc/tides/>) werden von vier globalen und quasi-globalen Ozeanmodellen die Komponenten der Drehimpulsintegrale aus Gezeitenhöhen und Strömungen für insgesamt elf Partialtiden bereitgestellt. In der Reihenfolge des Erscheinungsjahres sind dies:

Das Modell von *Schwiderski* [1980, 1983] („SCH“) Das semi-empirische Modell von *Schwiderski* [1980, 1983], das bis vor wenigen Jahren als Standardmodell für ozeanische Tiden vom IERS empfohlen wurde, ist ein hydrodynamisches Modell, in das harmonische Konstanten von über 2000 Gezeitenpegeln eingespeist werden. Schwiderski bezeichnet die von ihm angewandte Methode der Datenberücksichtigung als „hydrodynamic interpolation“; nach heutigem Sprachgebrauch ist darunter eher eine frühe Form der Nudging-Technik zu verstehen. Der Datensatz enthält lediglich Informationen über die von der M_2 -Tide verursachten Drehimpulskomponenten der drei kartesischen Koordinaten (Greenwich, 90° E, Nord).¹⁰

Das Partialtidenmodell von *Seiler* [1991] („SEI“) Das rein numerische Gezeitenmodell von *Seiler* [1991], in das keine Daten aus Gezeitenbeobachtungen einfließen, liefert hinsichtlich der Anzahl der Partialtiden den derzeit umfangreichsten Datensatz. Neben den Drehimpulsen für die wichtigsten drei halb- und ganztägigen Tiden (M_2 , S_2 , N_2 , K_1 , O_1 , P_1) werden auch die Komponenten dreier langperiodischer Tiden, nämlich der vierzehntägigen Mf -, der monatlichen Mm -, und der halbjährlichen Ssa -Tide, bereitgestellt; die Drehimpulse der Ssa geben ausschließlich den auf Gravitation, selbstverständlich nicht den meteorologisch bedingten Anteil wieder. Die räumliche Auflösung des Modells beträgt ein Grad in Länge und Breite, der verwendete Zeitschritt liegt – je nach Partialtide – im Bereich weniger Minuten.

Die Gezeitendrehimpulse von *Chao et al.* [1996] („CHA“) *Chao et al.* [1996] diskutieren den Einfluss von insgesamt acht halb- und ganztägigen Tiden auf $UT1$ und Polbewegung anhand einer Gegenüberstellung der während SLR- und VLBI-Messkampagnen aufgezeichneten hochfrequenten Rotationsschwankungen (s. z.B. *Gipson et al.* [1994]) mit Resultaten dreier Gezeitenmodelle. Die betrachteten Modelle von *Schrama and Ray* [1994] (Version 9405), *Ray et al.* [1994] (Version 941230) und *Egbert et al.* [1994] (Version TPXO.2) stützen sich sämtlich auf im Rahmen der TOPEX/Poseidon-Mission erhobene Altimeterdaten, und ihre Unterscheidung ist vornehmlich durch verschiedenartige Verwertungsmethoden der TOPEX/Poseidon-Daten gerechtfertigt. Am

¹⁰Während die durch Gezeitenhöhen bedingten Drehimpulskomponenten auf Schwiderskis Modell unzweifelhaft zurückzuführen sind, ist die Herkunft der relativen Drehimpulse hier fast mysteriös. Die verwendeten M_2 -Strömungen stammen von einem Datensatz, den T. A. Herring vom Massachusetts Institute of Technology bereitstellte, der wiederum einen Kollegen vom Woods Hole Oceanographic Institution als Quelle angibt. In der Datenbeschreibung wird dieser Umstand nicht humorlos kommentiert mit: „Nonetheless they [currents] do appear to be fairly accurate, comparable to the accuracy of his tidal heights“.

Special Bureau for Tides sind die Drehimpulsresultate des Modells TPXO.2 von *Egbert et al.* [1994] zugänglich, die sich von den drei von *Chao et al.* [1996] verglichenen Modellen als besonders hochwertig herausstellten. TPXO.2 ist ein assimiliertes Modell, das Horizontaldifferenzen der altimetrisch mit TOPEX/Poseidon bestimmten Gezeitenhöhen mit einem auf den Laplaceschen Gezeitengleichungen basierenden hydrodynamischen Modell kombiniert. Da die Modellregion auf Breiten zwischen 80° S und 70° N begrenzt ist, wurden für einige der Tiden Drehimpulsdaten des Arktischen Ozeans aus dem Modell von *Ray et al.* [1997] hinzugefügt.

Das Tidenmodell GOT99.2 von *Ray* [1999, 2000] („RAY“) Das Modell GOT99.2 von *Ray* [1999] gründet vornehmlich auf Gezeitenanalysen von Altimeterdaten, die mit TOPEX/Poseidon über einen Zeitraum von etwa sechs Jahren gewonnen wurden. Die resultierenden Drehimpulse wurden ergänzt um Beiträge aus Schelfregionen und Polarmeeren, die mit mehreren hydrodynamischen Regionalmodellen bestimmt wurden. Gezeitenströmungen sind hier das Ergebnis eines inversen, auf der Methode der kleinsten Quadrate basierenden Algorithmus, der den linearisierten Laplaceschen Gezeitengleichungen genügt. Analog zu *Chao et al.* [1996] stehen Drehimpulse für die jeweils vier bedeutendsten Tiden des halb- und gantztägigen Frequenzbereiches zur Verfügung. Bei *Ray* [2000] sind detaillierte Angaben bezüglich dieser hochfrequenten Einflüsse zu finden.

5.2.2.2 Drehimpulszeitreihen aus Zirkulationsmodellen

Das Special Bureau for the Oceans (<http://euler.jpl.nasa.gov/sbo/>) befasst sich mit den Einflüssen des Ozeans auf Variationen der Erdrotation und des Schwerefeldes, die nicht auf ozeanische Gezeiten zurückzuführen sind. Zur Verfügung gestellt werden dort bislang lediglich zwei Datensätze, die den numerisch modellierten Effekt des Strömungs- und Massen- bzw. Bodendruckfeldes infolge thermohaliner und windgetriebener Zirkulation wiedergeben:

***Ponte et al.* [1998]** Die Drehimpulszeitreihen von *Ponte et al.* [1998] sind das Resultat einer Simulation der windgetriebenen und thermohalinen Zirkulation mit dem am Massachusetts Institute of Technology (MIT) entwickelten baroklinen Modell, die für den Zeitraum von Januar 1985 bis April 1996 durchgeführt wurde. Eine detaillierte Beschreibung der Modellformulierung und der numerischen Implementierung geben *Marshall et al.* [1997]. Hier fand eine auf einem $1^\circ \times 1^\circ$ -Gitter und 20 Schichten realisierte quasi-globale Version Verwendung, die auf Breiten zwischen 80° N und 80° S begrenzt ist. Aufsetzend auf den Zustand eines dreijährigen Initiaallaufes werden zum Antrieb des Modells die zwölfstündigen Windschubspannungen und täglichen Wärme- und Frischwasserflüsse des National Centers of Environmental Prediction (NCEP) [*Kalnay et al.*, 1996] benutzt, wobei eine Relaxation zur Salzklimatologie von *Levitus et al.* [1994] und zu den Monatsmitteln der Meeresoberflächentemperaturen erfolgt, die als untere Randbedingung der NCEP-Analysen dienten. Antrieb durch Atmosphärendruck wurde nicht berücksichtigt, zur sterischen Korrektur fand der von *Greatbatch* [1994] vorgeschlagene

Algorithmus Verwendung. Getrennt nach strömungs- und massenbedingten Drehimpulsen liegen Zeitreihen der drei kartesischen Komponenten als Mittelwerte eines jeweils fünf Tage überdeckenden Intervalls für den oben genannten Zeitraum von Januar 1985 bis April 1996 vor.

Johnson et al. [1999] Der von *Johnson et al. [1999]* bereitgestellte Datensatz basiert auf Simulationen der thermisch und windgetriebenen Zirkulation mit dem Parallel Ocean Climate Model (POCM, Version B) [*Semtner and Chervin, 1992; Stammer et al., 1996*]. Die ursprünglich auf 20 Schichten diskretisierte Modellversion mit einer mittleren Horizontalaufösung von longitudinal $0,4^\circ$ und zonal $0,25^\circ$ wurde auf 6 Schichten gemittelt bei einer reduzierten Horizontalaufösung von einheitlich $1^\circ \times 1^\circ$ in Länge und Breite. Ebenso wie das MIT-Modell ist das POCM quasi-global, wobei die Breitenkreise entlang 65° N und 75° S das Modellgebiet begrenzen. Nach 33-jähriger Modellinitialisierung ausschließlich mit klimatologischen Windantrieben setzen die transienten Simulationen auf, die mit Beginn des Jahres 1987 für elf Jahre durchgeführt wurden. Während der ersten neun Simulationsjahre fanden zum Antrieb auf drei Tage gemittelte zwölfstündige Windgeschwindigkeiten und klimatologische Wärmeflüsse des ECMWF [*Barnier et al., 1995*] Verwendung; während der letzten zwei Jahre wurde die zeitliche Auflösung der Windantriebe auf einen Tag erhöht. Die oberste Schicht wurde an die Salz- und Temperaturklimatologien von *Levitus et al. [1994]* und *Levitus and Boyer [1994]* relaxiert, polwärts von 68° S und 58° N fand zudem eine Relaxation der Wassersäule bis 2000 m Tiefe an die Klimatologie von *Levitus [1982]* statt. Sterische Effekte wurden – ebenso wie bei *Ponte et al. [1998]* – mit dem Ansatz von *Greatbatch [1994]* berücksichtigt; Einflüsse durch Atmosphärendruck wurden vernachlässigt. Verfügbar sind am Special Bureau for the Oceans lediglich Drehimpulszeitreihen für den vier Jahre überspannenden Zeitraum von Januar 1990 bis Dezember 1993 mit einer zeitlichen Auflösung von 15 Tagen, wiederum separiert nach strömungs- und massenbedingten Anteilen für alle drei kartesischen Koordinaten.

5.2.3 Atmosphärische Daten

Auf Zeitskalen von Stunden bis mehreren Jahren leisten die Teilsysteme Atmosphäre und Ozean den Hauptbeitrag hinsichtlich der Anregung von Erdrotationsschwankungen. Ein quantitativer Vergleich mit den beobachteten Erdrotationsparametern, der über reine Plausibilitätsbetrachtungen hinausgeht, erfordert deshalb die Berücksichtigung der von der Atmosphäre und dem Ozean gemeinsam induzierten Variationen.

Entsprechend dem Special Bureau for Tides und dem Special Bureau for the Oceans existiert am Global Geophysical Fluids Center eine zentrale Einrichtung für den Bereich Atmosphäre, das „Special Bureau for the Atmosphere“, das in Analogie zu den hier herangezogenen Gezeitendrehimpulsen und Drehimpulsen aus ozeanischen Zirkulationsmodellen Zeitreihen des atmosphärischen Drehimpulses bereitstellt. Die zur Verfügung gestellten Datensätze beruhen auf Reanalysen des National Centers of Environmental Prediction (NCEP), der Japan Meteorological Agency (JMA), des United Kingdom Meteorological Office (UKMO) und des European Centre for Medium-Range Weather Forecasts

(ECMWF). Die Verwendung dieser Datensätze bei der in Abschnitt 5.7 durchzuführenden Bilanzierung des atmosphärisch-ozeanischen Teilsystems bietet sich allerdings nicht an, da diese nicht in dynamischer Konsistenz mit der hier aus den ECHAM3-Antrieben erhaltenen ozeanischen Zirkulation sind. Eine Überlagerung mit den ozeanischen Drehimpulsen führte somit zu unrealistischen Anregungskomponenten, die beispielsweise daraus resultieren, dass das atmosphärische momentane Druckfeld nicht mit dem die Meeresoberfläche deformierenden Druckfeld korrespondiert. Folglich wäre eine Kompensation der vom Atmosphärendruck verursachten Effekte auch bei Annahme eines vollständig invers barometrischen Verhaltens der Meeresoberfläche nicht möglich (s.a. Gl. (72) in 5.4.3).

Aus Konsistenzgründen werden deshalb bei der exemplarischen Bilanzierung der Teilsysteme Atmosphäre und Ozean die Simulationsergebnisse des globalen Zirkulationsmodells ECHAM3-T21 [DKRZ, 1992; Roeckner et al., 1992] zugrunde gelegt, aus denen auch die zum Antrieb des Ozeanmodells verwendeten Felder extrahiert wurden. Simulationsbedingungen und Antriebsdaten wurden bereits in Abschnitt 3.2.1.2 skizziert, auf eine Wiederholung wird an dieser Stelle verzichtet. Stuck [2001] analysierte die axiale atmosphärische Drehimpulsbilanz dieser Klimasimulationen und stellte freundlicherweise Zeitreihen der äquatorialen Drehimpulszeitreihen des Simulationszeitraumes von 1984 bis einschließlich 1990 vorab zur Verfügung. Die zeitliche Auflösung der Daten beträgt zwölf Stunden. Entsprechend den ozeanischen Strömungs- und Massentermen liegen auch die atmosphärischen Daten getrennt für den relativen Drehimpuls, der die Rotation der Atmosphäre relativ zur mitrotierenden Erde beschreibt, sowie für den Omega-Drehimpuls als Maß für den mit der Erdrotation fest mitrotierenden Massenteil der Atmosphäre vor. Die Variabilität des letzteren beträgt nach *Elberskirch und Hense* [1998] nur etwa 20 % der Variabilität des relativen Drehimpulses.

5.3 Gezeiteninduzierte Erdrotationsschwankungen

Lunisolare Gezeiten üben in vielfältiger Weise einen Einfluss auf das Rotationsverhalten der Erde aus. Abgesehen von der wohlbekannten Gezeitenreibung, die eine säkulare Vergrößerung der Tageslänge um derzeit etwa 2 ms pro Jahrhundert verursacht, ist die wohl bekannteste Variation die astronomische Präzession und Nutation der Erdachse im Raum. Zusammen mit den Gravitationswirkungen anderer Planeten des solaren Systems führt die bereits in Abschnitt 2.1.1 genannte lunisolare Präzession zu den als Milankovitch-Zyklen bekannten quasi-periodischen Störungen der Rotation und der Bahnparameter der Erde, die weithin als Taktgeber für den Wechsel von Kalt- und Warmzeiten verstanden werden [Hays et al., 1976]. Die der Präzession überlagerten hochfrequenten Nutationen sind das Ergebnis periodischer Schwankungen der Orbitalelemente, die zu entsprechenden Drehmomentvariationen des Erdkörpers führen. Neben der prominenten, mit einer Rückwärtsdrehung verbundenen Periode des Mondbahnknotens von 18,6 Jahren treten vornehmlich signifikante Nutationsterme bei Perioden auf, die der Hälfte wesentlicher Gezeitenperioden entsprechen, also beispielsweise bei einem halben Jahr oder vierzehn Tagen.

Die bis hier genannten externen, in direkter Weise die Rotation beeinflussenden Gezei-

tendrehmomente werden infolge der Deformierbarkeit der Erde und einzelner Teilsysteme begleitet von internen, d.h. indirekten dynamischen Anregungen. Als Konsequenz des Prinzips der Drehimpulserhaltung spiegelt sich jede durch Gravitationswechselwirkung einhergehende Massenverlagerung auf oder im Erdkörper im Erdrotationsverhalten wider. Im Falle ozeanischer Gezeiten manifestieren sich die Drehimpulsänderungen in Variationen der Meereshöhe („matter“ oder „mass term“) und in Gezeitenströmungen („motion term“). Anhand der Drehimpulse der Partialtiden, für die – entsprechend obiger Erläuterungen – am Special Bureau for Tides Vergleichswerte vorliegen, wird nachfolgend zunächst die Güte der hier durchgeführten Gezeitensimulationen im Rahmen der Läufe 1 und 3 geprüft. Nach anschließender Diskussion der zeitskalenabhängigen relativen Bedeutung massen- und strömungsbedingter Variationen im Anregungsbereich werden die mit den simulierten ozeanischen Gezeiten verbundenen niederfrequenten Schwankungen der einzelnen Komponenten des Rotationsvektors vorgestellt.

5.3.1 Drehimpulskomponenten der Hauptpartialtiden

Zu jedem Zeitschritt $\Delta t = 1$ h wurden während der Läufe 1 (reine Gezeitensimulation) und 3 (Simultanrechnung) aus der Integration des Massen- und Strömungsfeldes die Komponenten des Drehimpulses berechnet, wobei zur Extraktion der oft kurz als OTAM („Oceanic Tidal Angular Momentum“) bezeichneten Gezeitendrehimpulse die Zeitreihen der Simultanrechnung um den Drehimpulsanteil der Zirkulation des Laufes 2c reduziert wurden. In Analogie zu Abschnitt 4.1 erhalten die Resultate des reinen Gezeitenlaufes das Kürzel *tid*, der Gezeitenanteil des Simultanlaufes das Kürzel *tsim*. Die Zeitreihenabschnitte der jeweils letzten zwanzig Simulationsjahre wurden dem bei *Emery and Thomson* [1998] beschriebenen harmonischen least-square Verfahren unterzogen, um die auf einzelne Partialtiden entfallenden Drehimpulsanteile zu quantifizieren. In den Tabellen 6 bis 8 sind die resultierenden harmonischen Konstanten für Tiden des halb- und ganztägigen sowie des langperiodischen Frequenzbereiches den am Special Bureau for Tides zur Verfügung stehenden Vergleichswerten gegenübergestellt.

Entsprechend ihrer Bedeutung für die weltozeanische Gezeitendynamik und ihrer Potentialamplitude übt gemäß Tabelle 6 im halbtägigen Frequenzbereich die M_2 -Tide den merklichsten Einfluss auf alle drei kartesischen Komponenten des Drehimpulses aus. Gemeinsam ist allen dargestellten Resultaten zudem, dass strömungsbedingte Drehimpulse die auslenkungsbedingten durchweg überwiegen; letzteres kennzeichnet nicht nur die M_2 , sondern ist ein Merkmal auch der übrigen aufgelisteten halbtägigen Tiden S_2 , N_2 und K_2 . Gemessen an den unter Verwendung von TOPEX/Poseidon-Daten gewonnenen Resultaten von *Chao et al.* [1996] (*CHA*) und *Ray* [1999, 2000] (*RAY*) neigt das Modell von *Seiler* [1991] (*SEI*) – mit Ausnahme des Massenterms der x_2 -Komponente – zu einer deutlichen Überschätzung des M_2 -Drehimpulses, deren Ursache *Chao and Ray* [1997] in einen Zusammenhang mit unrealistischen mittelatlantischen Phänomenen der Amplituden-Phasenverteilung bringen. Die Amplituden des Strömungsterms der hier durchgeführten reinen Gezeitensimulation *tid* liegen bei der M_2 zwischen denen der TOPEX/Poseidon-Lösungen und der Simulation von *Seiler* [1991]. Während *tid* bei nahezu allen Tiden geringere Amplituden des Massenterms der Horizontalkomponenten

liefert als *CHA* und *RAY*, sind die axialen Amplituden des Massenterms bei der M_2 im allgemeinen gegenüber *CHA* und *RAY* erhöht. Da bei allen Lösungen die Phasendifferenzen von Strömungs- und Massenterm der einzelnen Komponenten der jeweiligen Partialtide von vergleichbarer Größe sind, kompensieren sich auch ähnliche prozentuale Anteile bei der Überlagerung beider Terme. Die aus der Simultanrechnung extrahierten Partialtidenanteile unterscheiden sich von *tid* nur marginal; tendenziell neigt *tsim* zu geringfügig höheren Drehimpulsamplituden und leichten Phasenreduzierungen bezüglich *tid*. Eine derartige Entsprechung der beiden Resultate ist hier nicht überraschend, sondern als Konsequenz der bei der simulierten Zirkulation fehlenden hochfrequenten Variationen zu deuten, so dass Wechselwirkungen zwischen halbtägigen Tiden und Zirkulation

Tabelle 6: Massen- und strömungsbedingte Drehimpulse halbtägiger ozeanischer Tiden nach *Chao et al.* [1996] (*CHA*), *Ray* [1999, 2000] (*RAY*), *Seiler* [1991] (*SEI*) und *Schwiderski* [1980, 1983] (*SCH*) sowie als Resultat der reinen Gezeitensimulation des Laufes 1 (*tid*) und der um den Zirkulationsanteil reduzierten Simultanrechnung (*tsim* = *Lauf 3* – *Lauf 2c*). Amplituden A in [10^{25} kgm²s⁻¹], Phasen P in Grad bezogen auf das Maximum des Gezeitenpotentials am Greenwich–Meridian.

Ref.	x_1				x_2				x_3			
	Massen		Strömgn.		Massen		Strömgn.		Massen		Strömgn.	
	A	P	A	P	A	P	A	P	A	P	A	P
M_2												
<i>CHA</i>	0,576	12,3	1,037	257,7	0,423	306,4	1,831	165,3	0,631	82,1	1,506	318,5
<i>RAY</i>	0,514	12,2	0,978	258,1	0,358	305,3	1,752	163,5	0,599	85,9	1,602	320,7
<i>SEI</i>	0,824	327,8	1,241	201,1	0,264	300,8	2,139	149,5	0,824	96,5	3,056	311,9
<i>SCH</i>	0,505	24,3	0,782	266,7	0,368	310,2	1,545	173,7	0,529	85,5	1,556	323,1
<i>tid</i>	0,298	354,3	1,174	253,3	0,244	7,3	1,901	167,0	0,848	68,7	1,753	293,5
<i>tsim</i>	0,300	352,2	1,175	251,5	0,245	7,6	1,914	165,8	0,861	68,4	1,794	292,7
S_2												
<i>CHA</i>	0,137	50,5	0,579	293,3	0,328	4,8	1,040	198,7	0,308	124,5	0,733	344,0
<i>RAY</i>	0,114	40,3	0,518	301,4	0,275	7,1	0,943	201,6	0,244	132,9	0,714	342,4
<i>SEI</i>	0,282	26,5	1,085	274,5	0,402	328,9	1,545	188,7	0,792	130,3	1,866	338,2
<i>tid</i>	0,044	66,1	0,470	287,0	0,135	4,8	0,762	189,6	0,304	87,5	0,647	308,2
<i>tsim</i>	0,049	46,5	0,472	282,4	0,132	359,0	0,768	186,3	0,304	86,5	0,645	307,8
N_2												
<i>CHA</i>	0,142	348,7	0,148	246,9	0,036	259,8	0,283	160,0	0,083	68,6	0,304	325,6
<i>RAY</i>	0,121	347,5	0,115	246,7	0,040	232,3	0,227	157,4	0,047	77,9	0,302	327,8
<i>SEI</i>	0,189	307,0	0,098	167,0	0,045	94,7	0,274	158,3	0,019	67,5	0,543	320,0
<i>tid</i>	0,081	318,1	0,209	227,6	0,056	7,0	0,372	149,4	0,152	55,9	0,342	286,0
<i>tsim</i>	0,082	316,5	0,208	225,8	0,056	6,7	0,372	148,2	0,151	55,2	0,343	285,3
K_2												
<i>CHA</i>	0,030	53,1	0,156	299,9	0,088	2,1	0,267	198,7	0,087	125,9	0,209	336,3
<i>RAY</i>	0,036	40,0	0,138	297,7	0,086	0,0	0,259	198,4	0,072	120,5	0,215	341,7
<i>tid</i>	0,012	73,7	0,150	284,1	0,043	1,0	0,243	186,2	0,093	82,3	0,199	303,1
<i>tsim</i>	0,013	50,8	0,152	279,4	0,043	355,7	0,247	182,9	0,095	81,5	0,201	303,0

Tabelle 7: Massen- und strömungsbedingte Drehimpulse ganztägiger ozeanischer Tiden nach *Chao et al.* [1996] (*CHA*), *Ray* [1999, 2000] (*RAY*) und *Seiler* [1991] (*SEI*) sowie als Resultat der reinen Gezeitensimulation (*tid*) und der um den Zirkulationsanteil reduzierten Simultanrechnung (*tsim*). Amplituden A in [10^{25} $\text{kgm}^2\text{s}^{-1}$], Phasen P in Grad bezogen auf das Maximum des Gezeitenpotentials am Greenwich–Meridian, nördliche Hemisphäre.

Ref.	\mathbf{x}_1				\mathbf{x}_2				\mathbf{x}_3			
	Massen		Strömgn.		Massen		Strömgn.		Massen		Strömgn.	
	A	P	A	P	A	P	A	P	A	P	A	P
O_1												
<i>CHA</i>	0,447	334,8	0,338	310,8	1,123	222,3	0,463	205,1	0,230	158,8	0,579	118,9
<i>RAY</i>	0,466	328,4	0,286	317,7	1,166	221,1	0,389	213,7	0,201	150,7	0,593	118,2
<i>SEI</i>	0,489	13,6	0,204	262,2	1,533	217,1	0,185	111,7	0,516	106,6	0,851	114,2
<i>tid</i>	0,142	354,0	0,819	233,9	1,895	200,2	0,744	111,2	1,306	88,5	0,510	72,4
<i>tsim</i>	0,181	15,8	0,832	233,7	1,923	197,7	0,684	105,7	1,287	86,1	0,542	65,0
K_1												
<i>CHA</i>	0,456	311,1	0,512	289,5	1,351	222,5	0,793	188,7	0,149	26,3	0,761	124,6
<i>RAY</i>	0,458	307,0	0,521	287,9	1,381	222,8	0,749	192,2	0,142	30,9	0,766	130,0
<i>SEI</i>	0,637	358,2	0,182	234,2	1,134	221,4	0,380	201,6	0,076	124,9	0,653	143,3
<i>tid</i>	1,054	307,3	0,843	307,1	1,690	228,8	1,198	202,8	1,031	185,6	0,931	101,3
<i>tsim</i>	1,162	306,5	0,874	312,3	1,681	232,0	1,280	205,7	1,106	190,2	1,004	103,0
P_1												
<i>CHA</i>	0,138	316,4	0,151	292,8	0,425	222,3	0,240	192,3	0,036	0,3	0,238	124,9
<i>RAY</i>	0,155	309,2	0,168	283,8	0,463	222,7	0,248	189,6	0,040	39,6	0,251	128,8
<i>SEI</i>	0,251	351,1	0,037	275,2	0,371	228,3	0,169	213,3	0,047	183,0	0,240	144,7
<i>tid</i>	0,360	307,0	0,291	311,0	0,561	233,0	0,413	204,1	0,357	184,6	0,307	103,3
<i>tsim</i>	0,389	305,4	0,304	314,5	0,567	235,6	0,438	205,4	0,380	187,4	0,329	104,2
Q_1												
<i>CHA</i>	0,110	342,4	0,078	304,8	0,247	217,7	0,078	209,3	0,085	136,3	0,132	105,9
<i>RAY</i>	0,115	341,6	0,071	295,7	0,261	215,9	0,071	205,5	0,070	133,8	0,128	109,0
<i>tid</i>	0,239	353,4	0,064	247,8	0,370	200,9	0,038	302,4	0,173	79,3	0,164	83,3
<i>tsim</i>	0,237	350,5	0,068	244,5	0,359	201,3	0,032	274,2	0,164	82,5	0,150	82,4

weitgehend unterbunden sind.

Wenngleich gemäß Tabelle 7 bei den ganztägigen Tiden deutlichere Differenzen zwischen *tid* und *tsim* festzustellen sind als bei den halbtägigen, erscheint eine Ursache hierfür physikalischen Ursprungs doch als unwahrscheinlich; denn bei einer auf zwölf Stunden begrenzten zeitlichen Auflösung der atmosphärischen ECHAM3-Antriebe kann der Tagesgang infolge des Zusammenfallens mit der Nyquist–Frequenz nicht wiedergegeben werden. Im Zusammenhang mit der bei einem Modellzeitschritt von einer Stunde notwendigen Interpolation der Atmosphärendaten wird vielmehr eine Tagesfrequenz numerisch in das Zirkulationsfeld hineinprojiziert, deren Nähe zu den ganztägigen Tiden zwar merkliche, aber doch nur numerisch verursachte Wechselwirkungen zwischen beiden Dynamiken ermöglicht.

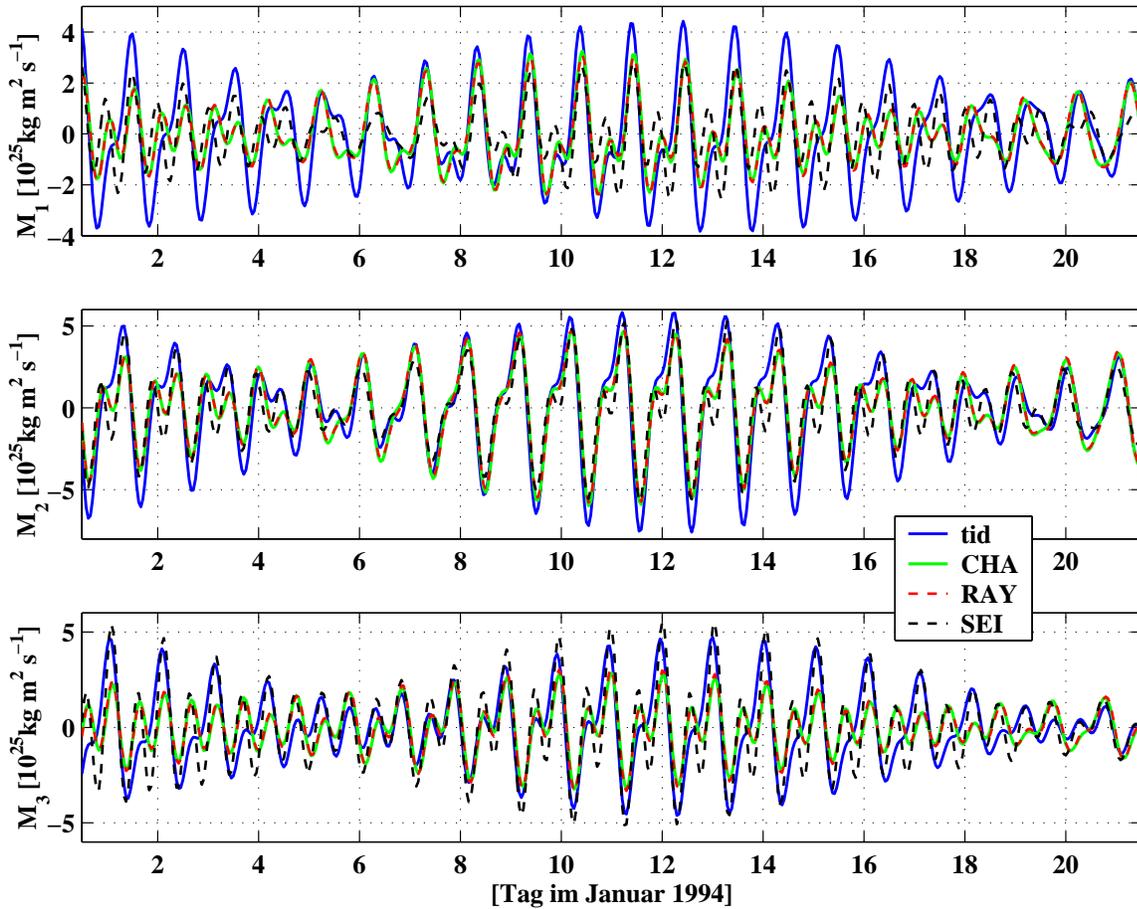


Abbildung 14: Totale Drehimpulsvariationen M_i , $i = 1, 2, 3$ im Zeitbereich aus der Überlagerung der Partialtidenbeiträge von K_1 , O_1 , P_1 , M_2 , N_2 und S_2 gemäß der Modellresultate von *Chao et al.* [1996] (*CHA*), *Ray* [1999, 2000] (*RAY*), *Seiler* [1991] (*SEI*) und der hier durchgeführten reinen Gezeitensimulation des Laufes 1 (*tid*); $t=0$ bezieht sich auf den 01. Januar 1994, 00:00:00h UT.

Die Diskrepanzen zwischen den freien Modellen *SEI*, *tid* und *tsim* auf der einen und den TOPEX/Poseidon-Modellen *CHA* und *RAY* auf der anderen Seite lassen, ähnlich wie im halbtägigen Frequenzbereich, weder für die Phasen noch für die Amplituden eine für alle Tiden und Koordinaten einheitliche Systematik erkennen. Als grobe Tendenz ist bei *tid* und *tsim* wiederum eine Erhöhung der Amplituden der x_3 -Komponente gegenüber *CHA* und *RAY* festzustellen.

Eine Überlagerung der Drehimpulse im Zeitbereich lässt die unterschiedlichen Charakteristiken der Modellresultate deutlicher hervortreten. Mithilfe der Fundamentalargumente (s. z.B. *McCarthy* [1996]) werden hierzu die durch die harmonischen Koeffizienten repräsentierten Beiträge einzelner Partialtiden in den Echtzeitbereich transformiert.

Anschließende Summation über die strömungs- und massenbedingten Drehimpulse der Partialtiden aus dem halb- und ganztägigen Frequenzbereich, für die gemäß der Tabellen 6 und 7 sowohl bei *Chao et al.* [1994] und *Ray* [1999, 2000] als auch bei *Seiler* [1991] Vergleichswerte vorliegen, führt auf die in Abbildung 14 dargestellten Oszillationen. Die exemplarisch für die ersten drei Wochen des Jahres 1994 aufgezeigten Variationen offenkundigen Schwächen der Simulation *tid* vornehmlich bei der Reproduktion ganztägiger Oszillationen in der x_1 -Komponente des absoluten Drehimpulses, die insbesondere aus Überschätzungen des Strömungstermes der O_1 und des Massentermes der K_1 resultieren. Da bei der K_1 die Phasendifferenz zwischen strömungs- und massenbedingten Drehimpulsen nahezu verschwinden, findet keinerlei Kompensation beider Anteile statt, was zu einer weiteren Stärkung der ganztägigen Schwingungen führt. Während infolge der Verwendung gleicher Beobachtungsdaten die Resultate *CHA* und *RAY* nahezu zusammenfallen, treten zwischen den freien, rein numerischen Simulationen *SEI* und *tid* markantere Unterschiede auf, was die Empfindlichkeit des Schwingungssystems sowohl hinsichtlich der numerischen Modellformulierung als auch der Auflösung hervorhebt; denn letztere kontrolliert über Küstenlinien und Bathymetrie maßgeblich die Resonanzbedingungen des Systems. Mit Ausnahme der axialen Drehimpulskomponente neigt das Resultat *tid* zu ausgeprägteren täglichen Schwingungen als *SEI*. Die bei *SEI* in allen drei Komponenten zum Ausdruck kommenden sehr starken Einflüsse aus dem halbtägigen Frequenzbereich sind auf ausgesprochen hohe Strömungsterme bei der M_2 und S_2 zurückzuführen.

Für den langperiodischen Frequenzbereich werden am Special Bureau for the Oceans derzeit ausschließlich die Modellresultate von *Seiler* [1991] bereitgestellt, weshalb sich die Gegenüberstellung der durch langperiodische Tiden verursachten Drehimpulsvariationen der Tabelle 8 auf die rein numerischen Resultate *SEI*, *tid* und *tsim* beschränkt. Im Gegensatz zu den oben behandelten halb- und ganztägigen Gezeiten sind die langperiodischen ozeanischen Tiden weitgehend im Gleichgewicht mit der jeweiligen anregenden Äquipotentialfläche. Da das langperiodische Gezeitenpotential über die Erde achsensymmetrisch verteilt ist, gehen mit niederfrequenten Tiden vornehmlich Variationen des polaren Trägheitsmomentes einher. Die Dominanz des Massentermes der x_3 -Komponente bei allen in Tabelle 8 aufgeführten Tiden ist daher keineswegs überraschend, und die geringen Phasenverzögerungen unterstreichen hier die Nähe zum Gleichgewichtszustand. Wäre die Erde von exakt axialsymmetrischer Gestalt, so könnten aus Symmetriegründen (oder mathematisch ausgedrückt: infolge der Orthogonalität der Kugelflächenfunktionen) nur die langperiodischen Zonaltiden, nicht aber die tesseralen ganz- und die sektoriellen halbtägigen Gezeiten Schwankungen der x_3 -Komponente des Drehimpulses und damit der Tageslänge verursachen. Obwohl der Strömungsterm M_3^r den Massenterm $I_{33}\Omega$ schon um eine Größenordnung unterschreitet, überwiegen die M_3^r -Variationen doch stets alle horizontalen Änderungen. Erwartungsgemäß geben Strömungen stets geringeren Anlass zu Drehimpulsvariationen als Massenverschiebungen; Ausnahmen liefern alle drei Modellresultate lediglich bei der x_1 -Komponente der vierzehntägigen *Mf*- und der monatlichen *Mm*-Gezeit.

Abgesehen von einer grundsätzlichen Korrespondenz in der Größenordnung der berechneten Variationen sind zwischen den Resultaten *SEI* und *tid* im allgemeinen markante Diskrepanzen festzustellen, die wiederum keine einheitliche Systematik aufweisen. Eine

Tabelle 8: Massen- und strömungsbedingte Drehimpulse langperiodischer ozeanischer Tiden nach *Seiler* [1991] (*SEI*) sowie als Resultat der reinen Gezeitensimulation (*tid*) und der um den Zirkulationsanteil reduzierten Simultanrechnung (*tsim*). Amplituden A in [10^{24} $\text{kgm}^2\text{s}^{-1}$], Phasen P in Grad bezogen auf das Maximum des Gezeitenpotentials am Äquator.

Ref.	x_1				x_2				x_3			
	Massen		Strömgn.		Massen		Strömgn.		Massen		Strömgn.	
	A	P	A	P	A	P	A	P	A	P	A	P
<i>Mf</i>												
<i>SEI</i>	0,093	118,3	0,127	332,8	0,112	24,5	0,092	0,0	3,324	15,8	0,286	97,7
<i>tid</i>	0,017	38,1	0,179	345,6	0,093	273,5	0,009	336,2	4,288	10,5	0,450	46,5
<i>tsim</i>	0,012	57,1	0,189	348,5	0,083	283,4	0,021	23,4	4,276	10,4	0,435	48,0
<i>Mm</i>												
<i>SEI</i>	0,043	58,2	0,062	315,3	0,059	339,5	0,037	326,0	1,945	10,7	0,074	91,3
<i>tid</i>	0,011	18,9	0,087	318,5	0,037	325,8	0,016	342,0	2,075	14,2	0,120	44,6
<i>tsim</i>	0,029	28,0	0,097	317,0	0,042	313,2	0,020	325,7	2,076	14,2	0,125	43,6
<i>Ssa</i>												
<i>SEI</i>	0,026	6,2	0,011	278,3	0,012	258,6	0,007	279,9	1,851	2,0	0,009	88,9
<i>tid</i>	0,026	322,8	0,021	283,7	0,037	213,9	0,004	343,9	2,151	4,9	0,086	9,3
<i>tsim</i>	0,023	290,2	0,017	273,5	0,033	215,4	0,005	10,9	2,154	3,8	0,085	6,5
<i>Sa</i>												
<i>tid</i>	0,001	342,2	0,002	261,3	0,007	167,8	0,002	2,4	0,379	348,9	0,015	354,6
<i>tsim</i>	0,023	57,8	0,008	35,5	0,023	92,5	0,007	48,4	0,357	354,1	0,018	359,5

Bewertung erscheint in Anbetracht des Fehlens weiterer Vergleichslösungen jedoch nicht als angebracht.

Deutlich weniger ausgeprägt sind die Unterschiede zwischen *tid* und der um den Zirkulationsanteil reduzierten Simultanrechnung *tsim*, was als Hinweis auf die Relevanz des numerischen Verfahrens zur Formulierung eines Prozesses im Vergleich zur Einbeziehung weiterer sekundärer physikalischer Einflussfaktoren gedeutet werden darf. Die naheliegende Annahme, dass die Einflussnahme des Zirkulationsfeldes auf die Tiden mit zunehmender Nähe von Gezeiten- und signifikanten meteorologisch bedingten Perioden wächst, bestätigen die aufgelisteten Resultate in dieser Einfachheit nicht. Zwar sind bei der annualen *Sa*-Tide die stärksten prozentualen Abweichungen zwischen *tid* und *tsim* bei den Drehimpulsamplituden zu verzeichnen, doch sind bei der halbjährlichen *Ssa*-Gezeit, wo ähnliche Beeinflussungen meteorologischer Herkunft zu erwarten sind, die Modifikationen im Vergleich zu denen der vierzehntägigen und monatlichen Perioden nur marginal.

Trotz der gegenüber *CHA* und *RAY* festgestellten Überhöhungen ganztägiger Oszillationen vornehmlich in der x_1 -, weniger in der x_2 -Komponente deuten die vorgestellten Drehimpulsvariationen der Resultate *tid* und *tsim* auf eine im globalen Sinne realistische Reproduktion der mit den ozeanischen Gezeiten einhergehenden Drehimpulsvariationen.

Diese optimistische Einschätzung ist stets vor dem Hintergrund einer hier benutzten Raum–Zeit–Auflösung zu sehen, die in der Horizontalen um einen effektiven Faktor von 3,5, im Zeitschritt um einen Faktor 10 (bei den halbtägigen Tiden) geringer ist als bei den von *Seiler* [1991] ebenfalls mit einem Modell ohne Dateneinspeisung erzielten Resultaten. Inwieweit auch die Modellierung der langperiodischen Tiden als realistisch eingestuft werden kann, kann angesichts der nur sehr begrenzt vorliegenden Vergleichsdaten nicht beurteilt werden. Weitere Indizien werden jedoch im Rahmen des Abschnittes 5.3.3 gegeben, wo ausschließlich Anregungen durch langperiodische Gezeiten und deren Effekt auf die Polbewegung diskutiert werden.

5.3.2 Spektralzerlegung strömungs- und massenbedingter Anregungen χ in den einzelnen Ozeanen

Bei der Betrachtung der Drehimpulse von Partialtiden aus unterschiedlichen Frequenzbereichen zeichnete sich bereits eine Abhängigkeit des relativen Gewichts von Strömungs- und Massenterm von der anregenden Frequenz und damit von der Zeitskala der Variation ab. Inwieweit die festgestellte Tendenz eines mit der Frequenz anwachsenden Verhältnisses von Strömungs- und Massenterm zu verallgemeinern ist, soll jetzt anhand einer Spektralanalyse im Anregungsbereich geprüft werden.

Zur Herausarbeitung der den einzelnen Ozeanen eigenen Charakteristiken ist es zweckmäßig, die Darstellung auf die axiale Komponente der Anregungen, d.h. auf das Tageslängenäquivalent, zu beschränken, da χ_3 im Gegensatz zu den äquatorialen Variationsmaßen χ_1 und χ_2 bei einer als rotationssymmetrisch angenommenen Erde nicht von der geographischen Länge abhängt.¹¹

Für die spektrale Analyse der nach Gleichung (25) bestimmten Zeitreihen der Funktionen χ_3 fand die bei *Thomson* [1982] beschriebene „Multi Taper“ Methode (MTM) Verwendung. Basierend auf der Anwendung orthogonaler Fensterfunktionen liefert dieses Verfahren eine Schätzung der Spektraldichte, die trotz hoher Auflösung gegenüber klassischen Verfahren mit nur geringer Varianz behaftet ist; die resultierende Schätzung ist nichtparametrisch, d.h. der MTM liegt kein parameterabhängiges Modell des die Zeitserie produzierenden Prozesses zugrunde. (Nähere Einzelheiten zu dieser und zahlreichen weiteren für geowissenschaftliche Fragestellungen nützliche Anwendungen der Statistik finden sich beispielsweise bei *Ghil et al.* [2001].)

Die semilogarithmischen Darstellungen der Abbildung 15 zeigen zwei Ausschnitte des mit der MTM berechneten Energiespektrums der aus der Integration über den Weltozean bestimmten Anregungen χ_3 als Ergebnis der reinen Gezeitensimulation *tid*; die linke Darstellung resultiert aus der Analyse der χ_3 -Zeitreihen des Jahres 1994 mit einer zeitlichen Auflösung von einer Stunde, die rechte Teilabbildung aus einer Analyse einer auf zwei Tage gemittelten Zeitserie des Simulationsintervalls von 1984 bis 1994. Innerhalb einer Gezeitenklasse (halbtägig, ganztägig, langperiodisch) reflektieren die zum Amplitudenquadrat der χ_3 -Funktionen proportionalen Spektralampplituden sowohl des Strömungs-

¹¹Mit anderen Worten, es ist egal, auf welchem Längengrad sich der Ozean befindet. Auf den Zusammenhang von Anregungen der Polbewegung und der Ausrichtung des terrestrischen Koordinatensystems wird an späterer Stelle eingegangen.

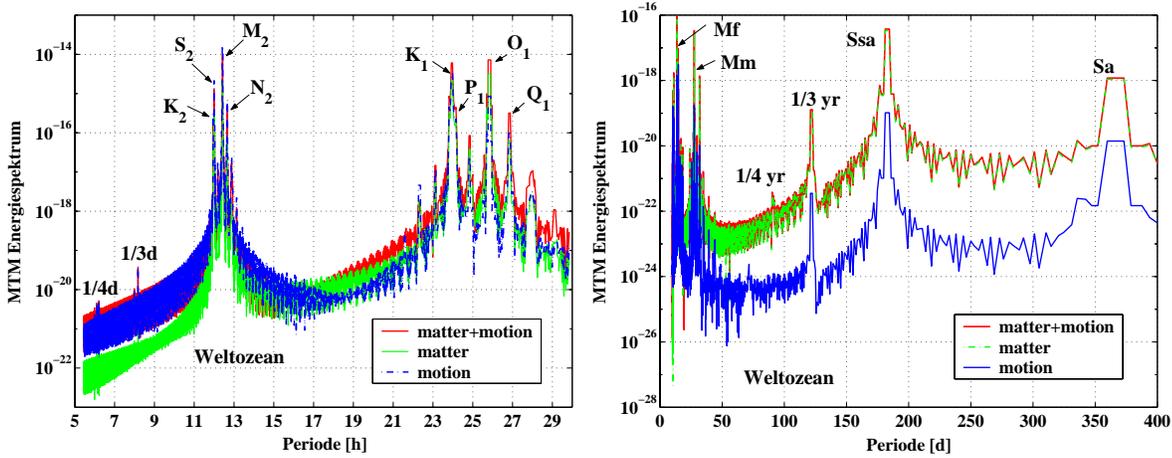


Abbildung 15: Mit der „Multi Taper“ Methode berechnete Energiespektren der axialen Drehimpulsfunktionen χ_3 als Ergebnis der reinen Gezeitensimulation (Lauf 1, *tid*). Dargestellt sind die Spektren des Strömungs- (blau) und des Massenterms (grün) sowie der Summe aus strömungs- und massenbedingten Anregungen (rot). Der hochfrequente Ausschnitt (links) resultiert aus der Analyse der einstündigen Zeitreihen des Simulationsjahres 1994, der niederfrequente (rechts) aus einer Analyse der auf zwei Tage gemittelten Zeitserien des Zeitraumes 1985-1994.

als auch des Massenterms qualitativ die relative Bedeutung des Koeffizienten der jeweiligen Tide in der harmonischen Entwicklung des Gezeitenpotentials. Leicht abweichend verhält sich lediglich die K_1 bezüglich der O_1 , wobei bei ersterer – ebenso wie bei der K_2 – lunare und solare Anteile nicht zu trennen sind. In Übereinstimmung mit den im letzten Abschnitt aufgelisteten Drehimpulsen liefert somit die M_2 die quantitativ bedeutsamste axiale Anregung, wobei der maßgebliche Beitrag hier auf Strömungen zurückzuführen ist. Dem mit der Periode wachsenden Abstand der blauen und grünen Kurven ist die relative Bedeutung strömungs- und massenbedingter Anregungen zu entnehmen. Während bei viertel- bis dritteltägigen Perioden fast ausschließlich Strömungsterme Signifikanz zeigen, dominieren im langperiodischen Bereich der Zonaltiden erwartungsgemäß die Massenvariationen das Spektrum.

Im Hinblick auf eine grobe Lokalisierung relevanter Anregungskomponenten wurde die in Abbildung 15 rot dargestellte totale χ_3 -Komponente zerlegt durch separate Analysen der auf die einzelnen Ozeane entfallenden Beiträge. Da gemäß der Beziehungen (63) und (64) einerseits sowohl der relative Drehimpuls M_3^r als auch die Trägheitstensorkomponente I_{33} proportional zum Kosinus bzw. Kosinusquadrat der geographischen Breite ist, andererseits im Falle barotroper Gezeiten eine Axialanregung nur über Zonalströme und Meeresspiegelauslenkungen erfolgen kann, sind effiziente Anregungen grundsätzlich in den tropisch bis subtropischen Regionen zu erwarten, wo die ozeanische Geometrie die Entwicklung ausgeprägter Zonalgeschwindigkeiten begünstigt und/oder hohe Gezeitenamplituden vorzufinden sind. Die hohe Flächenausdehnung des Pazifischen Ozeans in

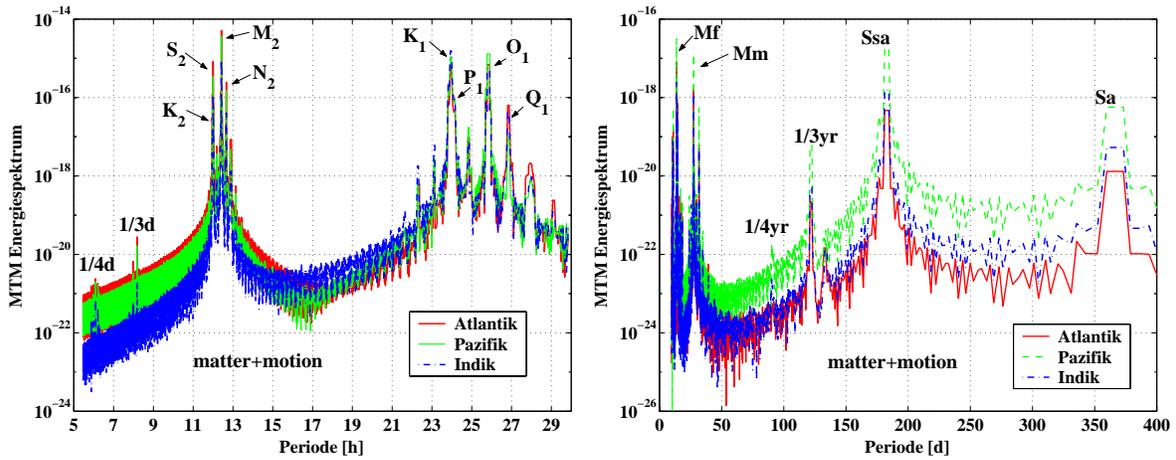


Abbildung 16: Energiespektren der axialen Drehimpulsfunktionen χ_3 als Ergebnis der reinen Gezeitensimulation (Lauf 1, *tid*). Dargestellt sind die auf die einzelnen Ozeane entfallenden Anteile an den totalen, d.h. strömungs- und massenbedingten weltozeanischen Anregungen (vgl. Abb. 15, rote Kurven).

niederen Breiten mag daher als Indikator für eine Dominanz des Pazifiks hinsichtlich der Anregung gezeiteninduzierter Tageslängenvariationen betrachtet werden.

Die für die einzelnen Ozeane getrennt aufgetragenen Spektren der Abbildung 16 bestätigen eine derartige Prognose allerdings nur eingeschränkt. Bei den langperiodischen Tiden (rechte Darstellung) geht die entscheidende Anregung durchweg von Meereshöhenvariationen im Pazifik aus, wie die Kombination mit Abbildung 15 verdeutlicht. Ähnlich ausgeprägt ist das Übergewicht der Beiträge des Indischen Ozeans gegenüber denjenigen des Atlantiks. Letzteres hebt die Bedeutung der für axiale Anregungen günstigen geographischen Position des Indiks hervor, die den bezüglich des Atlantiks geringeren Flächenanteil mehr als kompensiert. Da die zonalen Tiden nahezu mit dem anregenden Potential im Gleichgewicht stehen, lässt sich das zugehörige Schwingungssystem anhand des Gezeitenpotentials vereinfachend als stehende Welle mit Schwingungsbäuchen an den Polen und am Äquator sowie Knotenlinien knapp jenseits 30° Breite charakterisieren. Ein derartiges Schwingungssystem im Zusammenhang mit der Proportionalität der axialen Drehimpulse zum Kosinus der geographischen Breite macht jegliche Anregung von den Knotenlinien polwärts ineffizient, weshalb das Überwiegen der Anregungen im Indischen Ozean gegenüber denen im Atlantischen keineswegs überraschend ist.

Im hochfrequenten Spektralbereich widersprechen die Resultate weitgehend den aus einfachen geometrischen Betrachtungen und der Gleichgewichtstheorie zu gewinnenden Prognosen hinsichtlich der relativen Gewichtung der Ozeane, da die zugehörigen Schwingungssysteme infolge resonanter Anregung zunehmend von denen der Gleichgewichtszeit abweichen. Die im Atlantik für halbtägige Gezeiten sehr günstigen Resonanzbedingungen (s. z.B. Platzman [1984]) dürfen deshalb verantwortlich gemacht werden für die vorherrschende Position des Atlantiks bei den halbtägigen Anregungen (Abb. 16, links).

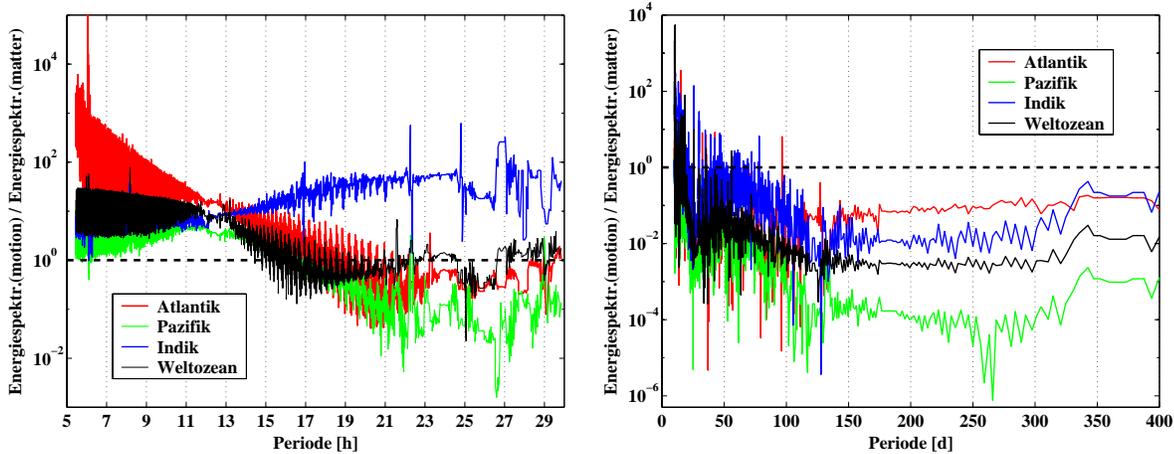


Abbildung 17: Quotienten der Spektren aus strömungs- und massenbedingten axialen Anregungen χ_3 gemäß der reinen Gezeitensimulation (Lauf 1, *tid*) in Abhängigkeit von der Anregungsperiode.

Mit Ausnahme der Q_1 treten bei den ganztägigen Tiden atlantische Beiträge hinter denen des Pazifiks zurück. Auffallend sind hier die ausgesprochen hohen Anteile des Indischen Ozeans. Die Ursache letzterer lässt sich auf hohe Zonalstromkomponenten im Indik zurückführen, was eine Bildung der Quotienten der Spektren aus strömungs- und massenbedingten Anregungen offenbart. Nach Abbildung 17 zeigt der Indische Ozean im Periodenintervall von etwa dreizehn bis dreißig Stunden insofern ein anomales Verhalten, als dass mit sinkender Anregungsfrequenz das Gewicht des Strömungs- bezüglich des Massenterms auf ein hohes Niveau anwächst. Im Unterschied zum Atlantik und Pazifik, wo bei ganztägigen Perioden der Massenterm bereits überwiegt, dominiert im Indik der Strömungs- den Massenterm um mehr als eine Größenordnung. Die Knotenzonen der Kurven im halb- und ganztägigen Periodenbereich sind Ausdruck der statistisch signifikanten, nicht zufälligen Anregungen seitens des Gezeitenpotentials. Die festgestellte resonanzbedingte hohe Bedeutung des Atlantiks bei halbtägigen Anregungen findet hier nach ihre Ursache vornehmlich im Strömungsfeld.

Gemäß der rechten Darstellung der Abbildung 17 sinkt der Einfluss des Strömungsterms für Perioden, die wenige Tage überschreiten, schnell ab. Während im Pazifik Anregungen durch Strömungen ab einer Periodenlänge von einem Vierteljahr jegliche Bedeutung verlieren, hält der Strömungsterm im Atlantik seinen Anteil bei etwa zehn Prozent, so dass im weltozeanischen Mittel die Anregungen seitens des Strömungs- und des Massenfeldes um etwa zwei Größenordnungen differieren.

Im weltozeanischen Mittel sinkt damit erwartungsgemäß der Einfluss des Strömungs- bezüglich des Massenterms mit wachsender Anregungsperiode. Bereits die sehr grobe lokale Separation der weltozeanischen Anregungen in die der einzelnen Ozeane stellt jedoch am Beispiel des anomalen Verhaltens des Indischen Ozeans nahe ganztägiger Perioden heraus, dass die relative Bedeutung beider Terme empfindlich von den lokalen

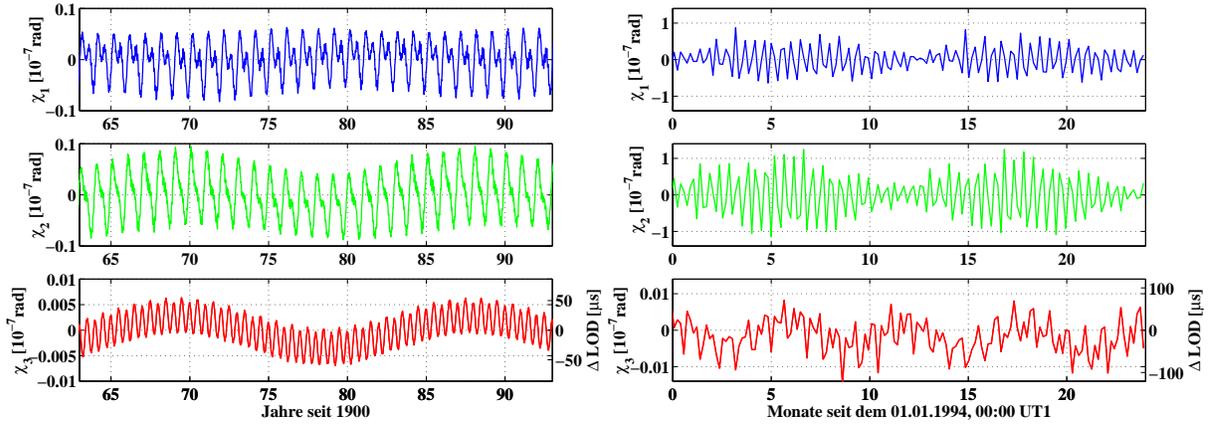


Abbildung 18: Tiefpassgefilterte Zeitserien der totalen, d.h. strömungs- und massenbedingten χ -Funktionen als Resultat der reinen Gezeitenimulation (Lauf 1, *tid*). Für die linke Darstellung wurde eine Cutoff-Periode von 40 Tagen, für die rechte eine von 7 Tagen verwendet.

Resonanzbedingungen und damit von der räumlichen Diskretisierung abhängt. Für die nachfolgend behandelten langperiodischen Tiden ist allerdings einheitlich eine Dominanz des Massenterms vorauszusetzen, wie aus obigen Spektren abzulesen ist.

5.3.3 Anregungen und Rotationsbewegungen durch langperiodische Tiden

Infolge der auf zwölf Stunden begrenzten Auflösung der atmosphärischen Antriebsfelder ist bei der späteren quantitativen Untersuchung möglicher Wechselwirkungen zwischen Zirkulations- und Gezeitenfeld im Hinblick auf Erdrotationsparameter eine Beschränkung auf Zeitskalen notwendig, die einige Tage überschreiten. Die für ausgewählte Partialtiden vorgestellten Drehimpulsvariationen sowie die im vorigen Abschnitt am Beispiel der Axialschwankungen dargelegte Frequenzabhängigkeit gezeitenbedingter Anregungen zeigten ferner, dass der Einfluss halb- und ganztägiger Tiden den der langperiodischen Gezeiten um etwa eine Größenordnung bei den Drehimpulsamplituden und damit um etwa zwei Größenordnungen im Energiespektrum überwiegt. Da einerseits die hochfrequenten Tiden die niederfrequenten Gezeiteneinflüsse optisch überdecken, andererseits bei der angestrebten Gegenüberstellung mit den Zirkulationssignalen ausschließlich die langperiodischen Gezeiten relevant sind, werden die Zeitreihen der nach den Relationen (24) und (25) bestimmten Anregungen durch Tiefpassfilterung von den kurzperiodischen Beiträgen befreit.

In Abbildung 18 sind zwei Beispiele gezeitenbedingter Anregungen χ für alle drei Achsen aufgenommen. Die Kurven der linken Darstellung für den drei Dekaden überspannenden Zeitraum von 1963 bis einschließlich 1992 sind das Resultat einer Tiefpassfilterung mit einer Cutoff-Periode von vierzig Tagen. Auffällig ist die unterschiedliche Gewichtung der drei noch signifikanten Schwingungen – *Ssa*, *Sa* und Periode des Mondbahnknotens

– in den einzelnen Komponenten. Während bei χ_1 vornehmlich halb- und ganzjährige Oszillationen zum Tragen kommen, treten bei χ_2 die halbjährlichen Einflüsse deutlich zugunsten der Periode des Mondbahnknotens zurück. Annuelle Signale verschwinden dagegen bei χ_3 fast vollständig, so dass das Langzeitsignal dominiert wird von der Ssa und der letztgenannten Periode von 18,6 Jahren. Da die angeführten Tiden sämtlich als im Gleichgewicht mit dem anregenden Potential betrachtet werden dürfen und letzteres im Falle langperiodischer Gezeiten äquatorsymmetrisch ist, kann bei χ_3 die geringe Bedeutung der Sa gegenüber der Ssa zurückgeführt werden auf ein entsprechendes Übergewicht der Ssa im Koeffizienten der Tide. Die unterschiedliche Bedeutung der beiden letztgenannten Tiden bei den Horizontalkomponenten scheint hingegen im Zusammenhang mit der Längengradabhängigkeit von χ_1 (positiv in Richtung des Greenwich-Meridians) und χ_2 (positiv in Richtung 90° E) zu stehen. Es ist möglich, dass die nach Abbildung 17 in allen drei Ozeanen herrschende Dominanz der Ssa gegenüber der Sa kompensiert wird infolge von „geraden“ Symmetrien, die sich beispielsweise in zwei sich auf einem Breitengrad diametral gegenüberliegenden zeitparallelen Anregungen äußern.

Die rechte Darstellung der Abbildung 18 zeigt die nach einer Tiefpassfilterung mit einer Cutoff-Periode von sieben Tagen verbleibenden Variationen für die letzten zwei Simulationsjahre. Verursacht durch die oben genannte geringe Bedeutung der Sa bei χ_3 sind lediglich die horizontalen χ -Funktionen einer merklichen annuellen Modulation unterworfen, wohingegen bei χ_3 wiederum die bereits im Langzeitsignal dominierende semiannuelle Oszillation das Schwingungsbild beherrscht. In den höherfrequenten Oszillationen kommt der Einfluss der vierzehntägigen Tiden Mf und MSf zum Ausdruck, bei χ_3 treten im Unterschied zu χ_1 und χ_2 zudem deutlich monatliche, auf die Mm -Tide zurückzuführende Anteile hervor.

Die im vorigen Abschnitt behandelten axialen Schwankungen sind nach Relation (25) und (31) linear vom Drehimpuls- in den Rotationsbereich überführbar, weshalb Anregungen χ_3 und resultierende Tageslängenvariationen ΔLOD einander linear proportional sind. Von dieser einfachen Verknüpfung beider Ebenen wurde in Abbildung 18 bereits Gebrauch gemacht, indem in den jeweiligen rechtsseitigen Skalierungen bei χ_3 die der Anregung äquivalente Tageslängenänderung ΔLOD in der Einheit von Mikrosekunden (μs) gegeben ist.

Horizontale Drehimpulsvariationen sind gemäß Relation (30) in den Polbewegungsbereich durch Anwendung einer Resonatorgleichung transformierbar, mit der den freien, resonanten Schwingungen des Erdkörpers Rechnung getragen wird. Die resultierenden Variationen der horizontalen Komponenten des Rotationsvektors hängen infolgedessen nicht nur von der Amplitude, sondern auch – und das entscheidend – von der Resonanznähe der Anregung ab. Da die Polbewegungen hinsichtlich der Anregung demnach deutlich sensitiver als die Tageslängenvariationen sind, wird zunächst die von einzelnen langperiodischen Tiden verursachte Polbewegung im Hinblick auf ihre Plausibilität betrachtet. Für eine vergleichende Gegenüberstellung stehen nach Tabelle 8 lediglich die von *Seiler* [1991] ebenfalls mit einem freien numerischen Modell bereitgestellten Daten zur Verfügung. *Gross* [1993] berechnete unter Heranziehung der Relation (30) für die von *Seiler* [1991] angegebenen Gezeitendrehimpulse die resultierenden Polbewegungen. Zur Tabellierung der Bewegungskomponenten wählt *Gross* [1993] die von *Munk and MacDo-*

Tabelle 9: Prograde und retrograde Komponenten der Polbewegung infolge langperiodischer ozeanischer Tiden nach *Seiler* [1991] (*SEI*) sowie als Resultat der reinen Gezeiten simulation des Laufes 1 (*tid*). Amplituden A in [μarcsec], Phasen P in Grad.

Ref.	Massen				Strömungen				Massen + Strömungen			
	<i>progr.</i>		<i>retrogr.</i>		<i>progr.</i>		<i>retrogr.</i>		<i>progr.</i>		<i>retrogr.</i>	
	A_p	P_p	A_r	P_r	A_p	P_p	A_r	P_r	A_p	P_p	A_r	P_r
<i>Mf</i>												
<i>SEI</i>	52,74	233,0	31,09	16,7	3,91	83,3	36,77	296,2	49,40	230,7	51,92	332,4
<i>tid</i>	50,04	197,3	47,74	348,4	15,47	183,6	19,42	188,7	65,17	194,1	30,29	335,5
<i>Mm</i>												
<i>SEI</i>	45,62	252,5	34,06	348,7	7,59	263,9	35,78	64,7	53,08	254,2	55,03	27,8
<i>tid</i>	55,62	230,7	42,29	329,1	11,71	290,6	16,53	47,4	62,33	240,0	48,41	348,6
<i>Ssa</i>												
<i>SEI</i>	82,96	293,8	32,92	311,2	64,72	159,9	65,94	0,6	60,21	243,1	90,86	344,6
<i>tid</i>	153,9	261,0	45,27	290,0	62,25	92,5	108,9	311,8	93,70	253,3	151,9	305,4

nald [1960, Gl. (6.7.5)] eingeführte Aufspaltung der Polbewegung in pro- und retrograde Terme. Hiernach lässt sich die komplexwertige Polbewegung \mathbf{p} im Zeitbereich darstellen als

$$\mathbf{p}(t) = A_p e^{[iP_p + i\varpi(t)]} + A_r e^{[iP_r - i\varpi(t)]} , \quad (67)$$

wobei der Index p auf prograde, der Index r auf retrograde Amplituden A und Phasen P verweist und der Bezug zur Echtzeit über das Gezeitenargument $\varpi(t)$ vollzogen wird (s. z.B. *McCarthy* [1996]).

In Analogie zum Vorgehen von *Gross* [1993] wurden die in Tabelle 8 aufgelisteten Drehimpulse langperiodischer Tiden der Resultate *SEI* und *tid* mittels Relation (30) in Polbewegungen umgerechnet und mit (67) als Amplituden und Phasen pro- und retrograder Bewegungen ausgedrückt, was auf Tabelle 9 führt. Einheitlich liefern beide Simulationen höhere prograde Bewegungen beim Massenterm, höhere retrograde Anteile beim Strömungsterm. Werden die von Strömungen und Gezeitenhöhen verursachten Beiträge überlagert, so resultieren bei *SEI* für alle angeführten Tiden höhere retrograde Bewegungen, wohingegen *tid* im Falle der vierzehntägigen *Mf*-Tide und der monatlichen *Mm*-Gezeit überwiegend prograde Bewegungen liefert.

Mit $\mathbf{p} = \Re(\mathbf{p}) - i\Im(\mathbf{p}) = X^{POL} - iY^{POL}$ erhält man für die gemeinsame Wirkung der drei Tiden *Mf*, *Mm* und *Ssa* durch Überlagerung der pro- und retrograden Terme aus (67) die in Abbildung 19 getrennt für die horizontalen Koordinatenrichtungen aufgezeigten Variationen. Während die x_2 -Komponenten von *SEI* (rote Kurve) und *tid* (blaue Kurve) weitestgehend übereinstimmen, äußern sich markantere Differenzen in der x_1 -Komponente, da einerseits bei *tid* höhere semiannuelle Anteile als bei *SEI* hervortreten, andererseits bei *SEI* die vierzehntägigen, bei *tid* die monatlichen Schwingungen deutlicher ausgeprägt sind. Werden nicht nur die drei genannten Tiden, sondern Anregungen aus dem gesamten Spektralintervall von 13 bis 200 Tagen der Simulation *tid* berücksich-

tigt, so führt dies gemäß der grünen Kurven zu einer weiteren Verstärkung halbjährlicher und monatlicher Komponenten in der x_1 -, zu einer Erhöhung der vierzehntägigen Anteile und damit insgesamt zu einer Dämpfung der x_2 -Komponente. Zu vermuten ist, dass die Modifikationen vornehmlich durch die Zunahme der vierzehntägigen MSf - und der monatlichen MSm -Tide verursacht werden, denen – gemessen am Koeffizienten der Tide – nach Mf , Mm und Ssa die nächstbedeutenden Anteile im genannten Spektralbereich zukommen.

Zur Demonstration des Gesamteffekts der mit langperiodischen Gezeitensignalen einhergehenden Rotationsschwankungen, die bislang zwar für die Axialkomponente erfolgte (Abb. 18, links), für die Polbewegungen jedoch noch aussteht, werden die mit (30) für das spektrale Intervall [13 d ... 33 yr] ermittelten pro- und retrograden Bewegungskomponenten mittels (67) im Zeitbereich additiv überlagert. Das resultierende niederfrequente Langzeitsignal ist in Abbildung 20 getrennt für beide Koordinaten gegeben. Beherrscht werden die niederfrequenten Variationen von durch die Sa verursachten annuellen Schwingungen, die Amplituden von bis zu $700 \mu\text{arcsec}$ in beiden Koordinaten erreichen, was bei Projektion auf die Erdoberfläche einer Wegstrecke von etwa 21,6 mm gleichkommt¹². Halbjährliche Signale kommen in Analogie zu den in Abbildung 18 dar-

¹²Bezieht man diese annuellen Amplituden der gezeiteninduzierten Polbewegung auf Objekte, die den Erdkörper planmäßig umkreisen, wie beispielsweise die Raumstation ISS („International Space

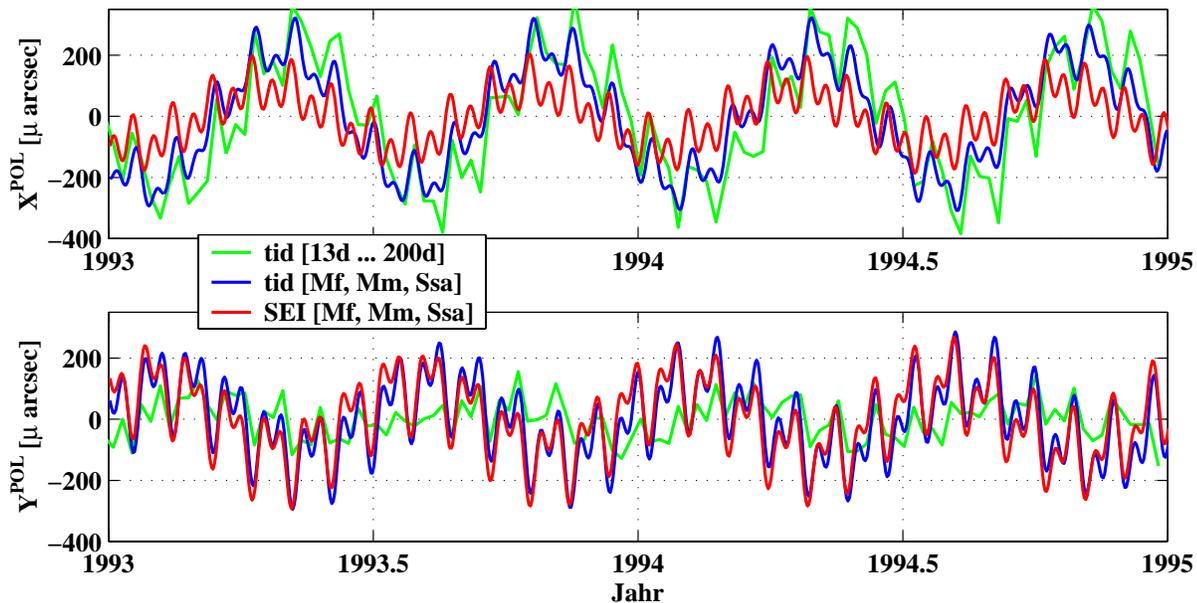


Abbildung 19: Polbewegungen $\mathbf{p} = X^{POL} - iY^{POL}$ im Zeitbereich aus der Überlagerung der in Tabelle 9 aufgelisteten totalen pro- und retrograden Partialtidenbeiträge von Mf , Mm und Ssa gemäß der Modellresultate von Seiler [1991] (SEI) und der hier durchgeführten reinen Gezeitensimulation des Laufes 1 (tid). Die grünen Kurven resultieren aus einer vollständigen Analyse des Spektralintervalls [13 d ... 200 d] des Laufes 1. Die Jahreszahlen kennzeichnen den Beginn des jeweiligen Kalenderjahres.

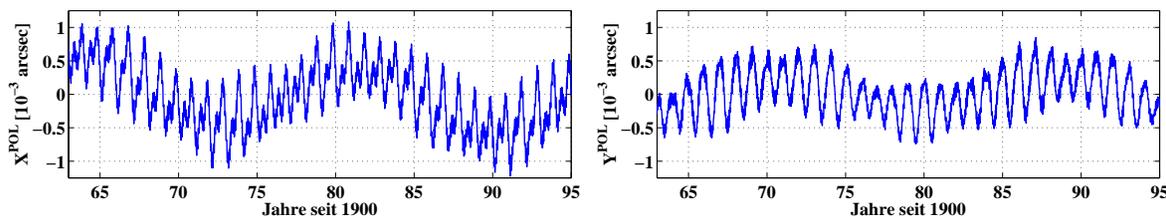


Abbildung 20: Gezeiteninduzierte totale Polbewegungen $\mathbf{p} = X^{POL} - iY^{POL}$ im Zeitbereich aus der Analyse des Spektralintervalls [13 d ... 33 yr] gemäß der reinen Gezeiten-simulation des Laufes 1 (*tid*).

gestellten χ -Funktionen vornehmlich in der x_1 -Komponente zum Tragen. Während sich der Einfluss der Periode des Mondbahnknotens im Anregungsbereich nur schwach und vornehmlich in der x_2 -Komponente abzeichnete, ist dieser niederfrequente Effekt bei den Polbewegungen deutlicher ausgeprägt, wobei insbesondere die Verstärkung in der x_1 -Komponente bemerkenswert ist.

Wie bereits die Partialtidenanalyse der Polbewegungen in Tabelle 9 andeutete, weichen vierzehntägige bis monatliche Anteile trotz höherer Drehimpulsamplituden (vgl. Tab. 8) im Polbewegungsbereich zugunsten halb- und ganzjähriger Tiden zurück; denn die Anregungen durch letztere Tiden sind infolge ihrer Periodennähe zur resonanten Chandlerschen Bewegung von weitaus höherer Effizienz als die resonanzferneren vierzehntägigen und monatlichen Anregungen. Die Charakteristiken der Polbewegungen dürfen deshalb – wie einleitend prognostiziert – nicht als Repräsentant der Anregungsamplituden verstanden werden, da bei Transformation in den Polbewegungsbereich durch die in Relation (30) berücksichtigten Eigenschwingungen des Erdkörpers stets resonanznahe Anregungen begünstigt werden.

5.4 Wirkung der allgemeinen Zirkulation auf die Erdrotation

Die in der Atmosphäre ablaufenden stochastischen, dynamischen und statischen Prozesse führen zu zeitlichen Änderungen des Drehimpulses in diesem Teilsystem, die durch an der Erdoberfläche angreifende Drehmomente balanciert werden. Das Prinzip der Drehimpulserhaltung des Gesamtsystems Erde (Gl. (1) und (2)) verlangt, dass jede derartige Variation des Drehimpulses in einem Untersystem entweder eine entsprechende Variation des Drehimpulses der festen Erde nach sich zieht und sich somit direkt als Rotationsschwankung äußert oder durch eine Drehimpulsvariation in einem anderen Teilsystem (vorübergehend) kompensiert wird. In ersterem Fall erfolgt die Balancierung der atmosphärischen Drehimpulsvariation zum einen durch das infolge von Windreibung an der kontinentalen Grenzfläche entstehende Drehmoment („friction torque“), zum anderen durch das

Station“), die ihre Bahn in etwa 400 km Höhe zieht, oder gar den Mond, dessen mittlerer Abstand zur Erde etwa 384400 km beträgt, so erhöhen sich die Projektionsstrecken im Falle des künstlichen Trabanten auf 23,0 mm, im Falle des Mondes auf immerhin 1,33 m.

an der Orographie infolge horizontaler Druckgradienten wirkende Drehmoment („mountain“ oder „pressure torque“). Beide Prozesse finden ihr Analogon an der ozeanischen Grenzfläche, wo Windschubspannungen und zeitvariabler Atmosphärendruck ebenso wie dessen horizontale Gradienten ozeanische Massenverlagerungen, Strömungen, Wellen und somit Variationen des ozeanischen Drehimpulses nach sich ziehen. Diese mechanischen Antriebe durch die Atmosphäre, die Impulsflüsse, geben im Zusammenhang mit den atmosphärisch bedingten Dichteveränderungen, hervorgerufen durch Wärme- und Frischwasserflüsse, Anlass zu der auf der rotierenden Erde sich einstellenden, als allgemeine Zirkulation bekannten ozeanischen Reaktion.

Die hier zum Antrieb des Ozeanmodells verwendete ECHAM3-Modellatmosphäre, ihrerseits angetrieben durch beobachtete Meeresoberflächentemperaturen und globale Eisbedeckungsgrade, verursacht demnach durch Übertragungsprozesse an der mit dem Ozean gemeinsamen Grenzfläche auch Schwankungen des Drehimpulses in der ozeanischen Sphäre. Diese mit der thermohalinen, wind- und druckgetriebenen Zirkulation einhergehenden ozeanischen Drehimpulsvariationen werden nachfolgend im Hinblick auf einzelne physikalische Prozesse – d.h. hinsichtlich der verschiedenen Antriebsfelder und einbezogenen Effekte – analysiert.

Anfänglich werden die durch die traditionellen Antriebe Windschub, Frischwasserfluss und Wärmeübertragung verursachten transienten Variationen der Integralgrößen einer entsprechenden klimatologischen Zirkulationsdynamik gegenübergestellt. Nach Schätzung des Einflusses dichtebedingter Expansionen der Wassersäule, die bei Verwendung der Inkompressibilitätsbedingung in numerischen Modellen im allgemeinen vernachlässigt werden, erfolgt eine Quantifizierung der statischen und dynamischen Auswirkungen des Atmosphärendruckes auf den ozeanischen Drehimpulshaushalt, bevor die aus Eigengravitation der Wassermassen und Auflast auf dem Ozeanboden resultierenden Sekundäreffekte hinsichtlich ihrer Bedeutung für ozeanische Anregungen von Erdrotationschwankungen betrachtet werden.

5.4.1 Windgetriebene und thermohaline Effekte: Klimatologische versus Echtzeit-zirkulation

Sämtliche hier durchgeführten die transiente allgemeine Zirkulation einschließenden Simulationen setzen auf einen klimatologischen Zustand auf, der in dem Sinne als hinreichend quasistationär betrachtet wurde, als dass jeglicher noch verbleibende Modelltrend, der durch fortwährende Anpassungsprozesse des tiefen Ozeans hervorgerufen wird, als linear angenommen werden kann. Die Forderung des Lineartrends ist für eine Trennung der rein numerischen von den realistischen Signalen zwar nicht notwendig, rechtfertigt jedoch eine sehr simple Eliminierung des Trends mittels linearer Regression. Eine Prüfung, inwieweit diese Forderung einerseits für den klimatologischen Zustand, andererseits für den Analysezeitraum des transienten Feldes erfüllt ist, wird an dieser Stelle anhand der numerisch sensitiven Integralgrößen nachgeholt.

In der linken Darstellung der Abbildung 21 sind für die letzten 32 Simulationsjahre die aus den Drehimpulsen berechneten, linear regressierten totalen χ -Funktionen als Resultat des klimatologischen und der diesem Lauf vergleichbaren transienten Simulation der

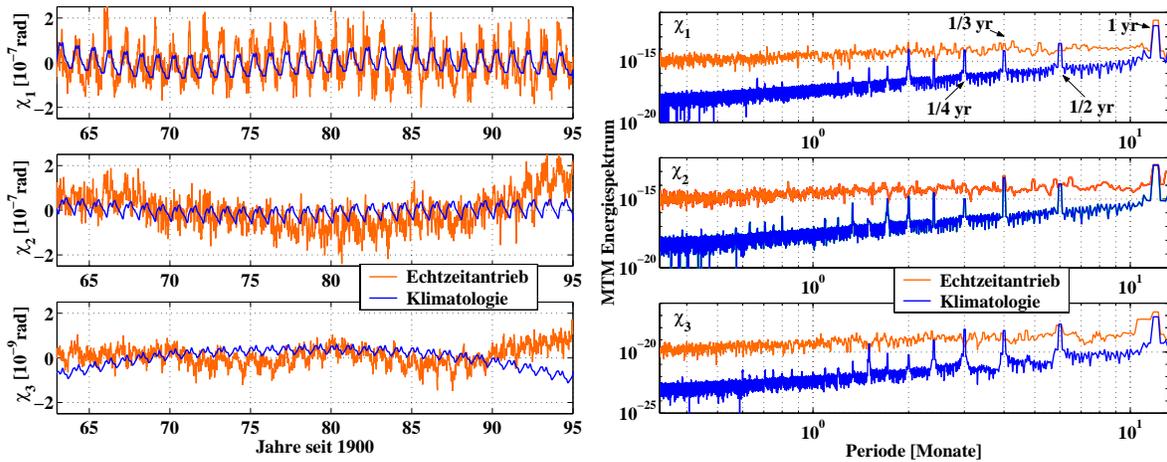


Abbildung 21: Mit einer Cutoff-Periode von 13 Tagen tiefpassgefilterte, linear regressierte Zeitserien (links) und mit der „Multi Taper“ Methode berechnete Energiespektren (rechts) der totalen, d.h. strömungs- und massenbedingten χ -Funktionen infolge allgemeiner Zirkulation bei klimatologischem und Echtzeitantrieb (Lauf 2a).

windgetriebenen und thermohalinen Zirkulation (Lauf 2a) gegeben. Die Datierung auf der x_1 -Achse bezieht sich jeweils auf den Beginn eines Simulationsjahres bei der transienten Zirkulation; zum Zwecke der direkten Vergleichbarkeit wurden hierbei auch die Zeitreihen des zyklischen klimatologischen Resultates, denen zwar eine saisonale Phase, jedoch prinzipiell eine willkürliche Jahreszahl zukommt, auf die Echtzeitdatierung bezogen. Während die Horizontalkomponenten des klimatologischen Laufes offensichtlich frei von einem nicht als linear zu approximierenden Trend sind, zeigt die axiale χ_3 -Zeitreihe eine schwache niederfrequente Schwingung mit einer Periodenlänge nahe 30 Jahren. Ob letzteres Signal, das in ähnlicher Weise bei χ_2 der transienten Simulation zu beobachten ist, aus noch andauernden Anpassungsprozessen resultiert oder aber durch eine dem Modellsystem eigene Schwingung aufgeprägt wird, muss hier unbeantwortet bleiben. Eine Einschränkung für weitere Interpretationen bedeutet dies nicht, da derartig niederfrequenten interdekadischen Variationen in Anbetracht der Länge des Simulationszeitraumes ohnehin keine Signifikanz beigemessen werden darf.

Die Annahme quasistationärer Zustände im oben genannten Sinne wird deshalb im folgenden als legitimiert betrachtet. Bemerkt sei allerdings, dass durch die erforderliche lineare Regression der integralen Zeitreihen stets auch jeglicher, möglicherweise realistische Trend eliminiert wird und sich damit der Untersuchung entzieht.

Die Gegenüberstellung der Abbildung 21 veranschaulicht einige grundsätzliche charakteristische Unterschiede der klimatologisch und transient berechneten Anregungen. Während die klimatologischen Kurven per definitionem ausschließlich von saisonalen Signalen bestimmt sind, wobei hier vornehmlich ganzjährige Schwingungen mit schwachen halbjährlichen Anteilen sichtbar sind, lassen die auf Echtzeit bezogenen transienten Zeitreihen zwar eine deutliche Jahresperiode, ansonsten jedoch keine streng periodischen

Variationen erkennen. Diesen optischen Eindruck bestätigen die mit der „Multi Taper“ Methode berechneten Energiespektren der χ -Funktionen in der rechten Darstellung der Abbildung 21. Übereinstimmend werden in beiden Resultaten die Variationen beherrscht von der annuellen, saisonal bedingten Oszillation. Höherfrequente signifikante Peaks treten bei den klimatologischen Spektren einheitlich bei den höheren Harmonischen des Jahressignals auf, also bei $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{3}$ und $\frac{1}{4}$ Jahr. Da die zeitliche Auflösung der hier zugrunde gelegten Klimatologien [Levitus, 1982; Hellerman and Rosenstein, 1983] lediglich einen Monat beträgt, können bei exakter dynamischer Konsistenz der Antriebe nur Periodenlängen zwischen zwei Monaten und einem Jahr erfasst werden. Dass die klimatologischen Spektren jedoch auch bei Periodenlängen unterhalb von zwei Monaten energetische Peaks zeigen, ist als Artefakt zu bewerten, dessen Ursache in dynamischen Inkonsistenzen, d.h. Phasenverschiebungen im Jahresgang, der aus unterschiedlichen Datenquellen erstellten Antriebsklimatologien zu vermuten ist.

Im Unterschied zu den klimatologischen fehlen bei den transienten Spektren Energiehäufungen im subannuellen Bereich. Ähnlich wie die aus der ECHAM3-Modellatmosphäre berechneten atmosphärischen Drehimpulse [Elberskirch und Henze, 1998] ist auch das durch die ECHAM3-Antriebe initiierte ozeanische Spektrum kontinuierlich¹³, wobei – mit Ausnahme halbjährlicher Beiträge – die transienten Spektren im gesamten dargestellten Periodenbereich eine höhere Variabilität zeigen als die klimatologischen.

Die in Abschnitt 5.2.2.2 beschriebenen zur Verfügung stehenden Vergleichsdaten berücksichtigen ausschließlich wind- und thermisch getriebene [Johnson et al., 1999] beziehungsweise wind- und thermohalin getriebene [Ponte et al., 1998] Anteile der allgemeinen Zirkulation. Bevor auf weitere hier modellierte Effekte eingegangen wird, bietet sich daher an dieser Stelle eine Gegenüberstellung der aus unterschiedlichen Modellkonstrukten und Antrieben gewonnenen zirkulationsbedingten Einflüsse auf die Erdrotationsparameter an.

Ponte et al. [1998] lieferten Drehimpulse für den Zeitraum von Januar 1985 bis April 1996 bei einer zeitlichen Auflösung von fünf Tagen; der Datensatz von Johnson et al. [1999] überdeckt lediglich die Jahre 1990 bis 1993 und repräsentiert 15-tägige Mittelwerte. Im Zusammenhang mit dem Integrationszeitraum der hier durchgeführten Simulationen ist damit der maximale Vergleichszeitraum auf das Intervall von Januar 1985 bis Dezember 1994 begrenzt. Zur Anpassung der von den drei Datensätzen berücksichtigten Spektralbereiche wurden alle Zeitreihen zudem einer Tiefpassfilterung mit einer Cutoff-Periode von dreißig Tagen unterzogen. Die resultierenden, nach (24) und (25) berechneten χ -Funktionen sind in Abbildung 22 gegeben, wobei die Resultate von Ponte et al. [1998] und Johnson et al. [1999] aus optischen Gründen willkürlich vertikal verschoben wur-

¹³Die hier gewählte Abbildung in den Spektralraum beschreibt die frequenzabhängige mittlere Variabilität der Anregungen und ist somit ein Repräsentant nur für stationäre Prozesse. Die auf subannuellen Zeitskalen kontinuierlichen transienten Kurven schließen nicht aus, dass in der modellierten transienten Zirkulation nichtstationäre Variationen auftreten. Zur Identifikation derartiger in ihrer Intensität zeitvariabler Prozesse ist eine Abbildung der Zeitserien in den Spektral- und Zeitraum nötig, die mittels einer Wavelettransformation zu realisieren ist.

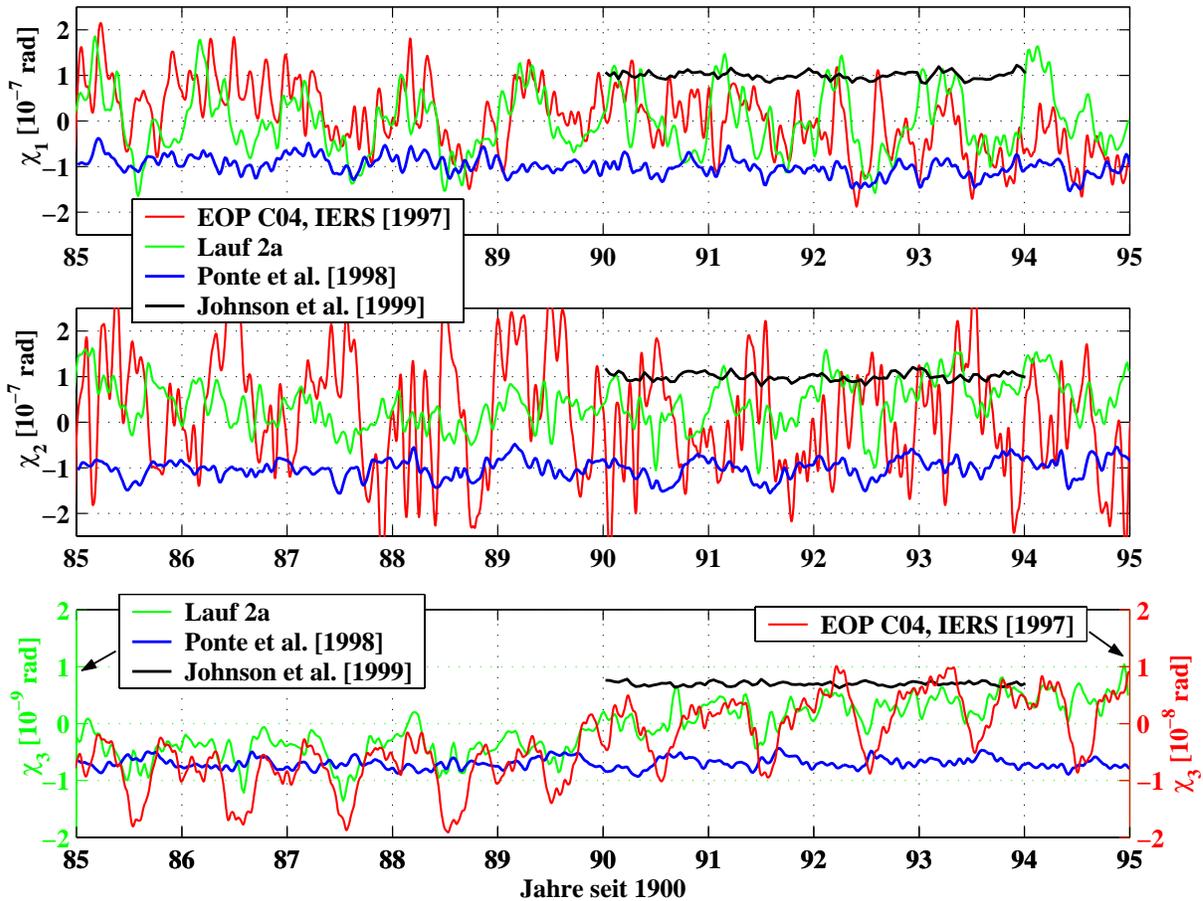


Abbildung 22: Mit einer Cutoff–Periode von 30 Tagen tiefpassgefilterte Drehimpulsfunktionen χ gemäß der Modellresultate von *Ponte et al.* [1998], *Johnson et al.* [1999] und der hier durchgeführten Simulation der thermohalinen und windgetriebenen Zirkulation (Lauf 2a). Hinzugefügt sind die aus der Beobachtungszeitreihe EOP C04 [*IERS*, 1997] berechneten geodätischen Anregungen. Bei χ_3 bezieht sich die linke Vertikalskalierung auf die Modellresultate, die rechte auf die Beobachtungszeitreihe. Die Resultate von *Ponte et al.* [1998] und *Johnson et al.* [1999] wurden jeweils um einen willkürlichen Betrag vertikal verschoben.

den. Ergänzt ist die Darstellung um die aus der EOP C04–Beobachtungszeitreihe durch diskrete Differenzenbildung berechneten Anregungen. Da letzteres geodätische Resultat den integralen, d.h. den von allen Teilsystemen der Erde zusammen verursachten Effekt widerspiegelt, kann (und darf) hier keine Übereinstimmung von Beobachtungs- und Modellanregungen erwartet werden; die gemeinsame Auftragung der Kurven verschafft jedoch einen Eindruck hinsichtlich der charakteristischen Rolle des Ozeans bei der Anregung von Erdrotationsschwankungen.

Offensichtlich messen die verschiedenen Modelllösungen trotz physikalisch vergleichbarer Antriebsbedingungen dem Ozean eine unterschiedliche Bedeutung bei. Während die vom

POCM nach *Johnson et al.* [1999] produzierten Horizontalanregungen durchweg um etwa eine Größenordnung kleiner sind als die Beobachtungen, liegen die Amplituden des hier durchgeführten Laufes 2a bei χ_1 im Bereich der gemessenen, bei χ_2 leicht darunter. Das von *Ponte et al.* [1998] dokumentierte MIT-Modellresultat nimmt eine mittlere Position ein. Inwieweit die Modelle der Beobachtung durch etwaige Über- oder Unterschätzungen widersprechen, kann von dieser Gegenüberstellung noch nicht abgeleitet werden, da die Hinzunahme der Einflüsse zusätzlicher Teilsysteme in Abhängigkeit von der Phasendifferenz zu den ozeanischen Signalen sowohl zu weiteren Erhöhungen als auch zu Kompensationen führen kann.

Das MIT-Modell neigt ebenso wie die Beobachtungszeitreihe bei χ_2 zu höheren Variationen als bei χ_1 , wohingegen die hier durchgeführte Simulation zu stärkeren Variationen der x_1 -Komponente tendiert. Insbesondere bei χ_1 sprechen die Korrespondenzen der Kurvenverläufe der EOP C04-Reihe und der Simulation 2a für eine qualitativ realistische Reproduktion der ozeanischen Anregung. Bei χ_2 , wo die Übereinstimmungen weitaus weniger offensichtlich sind, eilen die ozeanischen Variationen den gemessenen im allgemeinen um etwa drei Monate voraus; hervorgehoben sei in diesem Zusammenhang beispielsweise das Intervall von 1990 bis 1993. Als verantwortlich in Betracht zu ziehen für derartige Phasendifferenzen zwischen Ozean und fester Erde ist vornehmlich das rheologische Verhalten der festen Erde, das nicht exakt elastisch (und damit die Reaktion nicht unmittelbar), sondern eher nahe dem eines Maxwell'schen Körpers, also viskoelastisch ist.

Tageslängenvariationen werden auf Zeitskalen von einigen Tagen bis hin zu mehreren Jahren in dominanter Weise von der Atmosphäre verursacht (s. z.B. *Salstein and Rosen* [1986]; *Dickey et al.* [1992]). Die ozeanischen Anregungen χ_3 , deren Charakteristiken infolgedessen bei einer mit den Beobachtungsreihen gleich dimensionierten Skalierung nicht hervorträten, sind in der unteren Teilabbildung von (22) gegenüber EOP C04 um eine Größenordnung überhöht dargestellt. Die χ_3 -Anregungen des MIT-Modells lassen eine schwache annuelle Schwingung erkennen, wobei extremale Amplituden bezüglich der Beobachtung im Mittel um etwa vier Monate verzögert sind. In Analogie zu den Horizontalschwankungen deutet der Lauf 2a wiederum auf einen höheren Anregungsbeitrag seitens des Ozeans, wobei die Größe der Einflussnahme zu kürzeren Zeitskalen hin zunimmt, was der Vergleich annueller und subannueller Variationen zeigt. Betont sei, dass die hier durchgeführte Simulation auch die in dieser Darstellung als Trend erscheinende niederfrequente Variation der Beobachtungszeitreihe reflektiert, die bei den Modellergebnissen von *Johnson et al.* [1999] und *Ponte et al.* [1998] fehlt. Letzteres kann als Folge der Trendbereinigungen bei den Resultaten letztgenannter Modelle gewertet werden, da die bei allen drei Modellzeitserien erfolgte lineare Regression in Abhängigkeit von der Länge der Zeitreihe auch zu einer Elimination von Anteilen etwaiger niederfrequenter Signale führt.

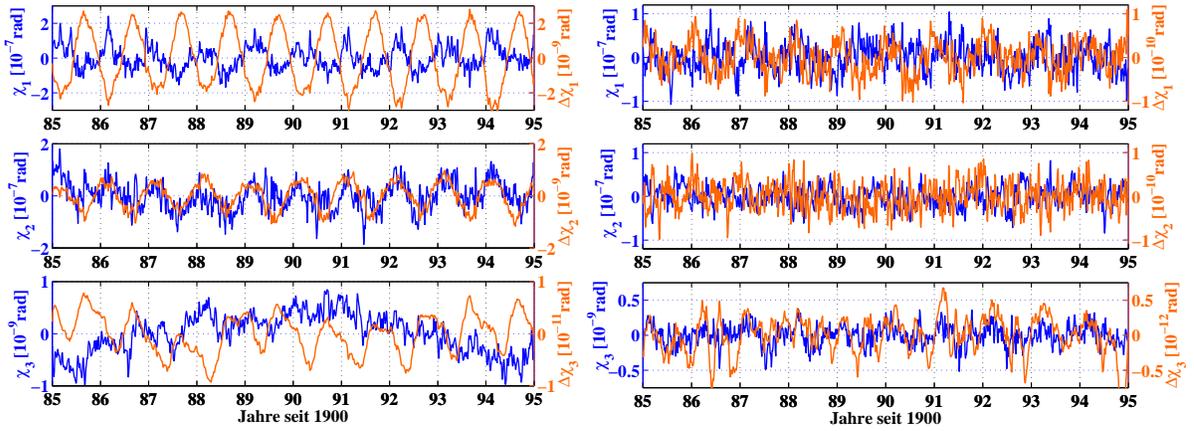


Abbildung 23: Mit einer Cutoff-Periode von 13 Tagen tiefpassgefilterte Zeitserien der massen- (links) und strömungsbedingten (rechts) Anregungen χ infolge allgemeiner Zirkulation. Blau ist das Resultat der Simulation 2a ohne Anwendung der sterischen Korrektur (60) dargestellt, orange der allein auf sterische Effekte zurückzuführende Anregungsbeitrag.

5.4.2 Sterische Effekte

Bei allen hier durchgeführten Simulationen, die Komponenten der allgemeinen Zirkulation enthalten, wurde zur Berücksichtigung von dichtebedingten Expansionen und Kontraktionen der Wassersäule die in Abschnitt 3.3 vorgestellte sterische Korrektur (60) angebracht. Zur Berechnung der im vorangegangenen Abschnitt für die Gegenüberstellung herangezogenen Resultate von *Ponte et al.* [1998] und *Johnson et al.* [1999] kam ebenfalls eine sterische Korrektur zur Anwendung, die aufgrund der Folgerungen von *Greatbatch* [1994] im Unterschied zur hiesigen ortsunabhängig ist und die Massenerhaltung durch Addition einer zeitabhängigen homogenen Schicht gewährt. In Abschnitt 4.2.2.1 wurde bereits geprüft, inwieweit die mit altimetrischen Methoden bestimmten und die aus (60) resultierenden raum-zeitabhängigen Anomalien der Oberflächenauslenkung konform sind. An dieser Stelle soll nun geschätzt werden, welchen indirekten Einfluss sterische Prozesse auf den ozeanischen Drehimpuls ausüben. Anders ausgedrückt, von welcher Größenordnung ist der zu erwartende Fehler, der aus der impliziten Vernachlässigung sterischer Effekte resultiert, wenn auf z-Koordinaten basierende Modelle zur Drehimpulsintegration verwendet werden.

Zur Quantifizierung der auf die sterische Korrektur zurückzuführenden Beiträge hinsichtlich des Drehimpulses und damit auch der Anregung von Rotationsänderungen, wurde der Lauf 2a der thermohalinen und windgetriebenen Zirkulation für den Zeitraum von 1985 bis einschließlich 1994 unter Verzicht der sterischen Korrektur (60) wiederholt. Getrennt nach massen- und strömungsinduzierten Anregungen sind die resultierenden Komponenten der χ -Funktionen in Abbildung 23 (blaue Kurven) dargestellt. Die orangenen Kurven repräsentieren die Änderungen der χ -Funktionen, die ihren Ur-

sprung in der Einbeziehung der sterisch bedingten Variationen der Modellschichtdicken finden; die Separation dieses Beitrages erfolgte durch einfache Differenzbildung der Anregungen bei Berücksichtigung und bei Vernachlässigung der Parametrisierung (60), also $\Delta\chi = \chi(\text{mit ster. Korrektur}) - \chi(\text{ohne ster. Korrektur})$.

Die unterschiedlichen Vertikalskalierungen verdeutlichen, dass die Berücksichtigung sterischer Effekte zu einer Korrektur des Massenterms führt, die um etwa zwei Größenordnungen unterhalb des ursprünglichen, d.h. aus der Integration über konstante Schichtdicken und variablem ζ -Feld resultierenden Absolutwertes liegt. Kann diese Beeinflussung noch als sekundär betrachtet werden, so ist die entsprechende Modifikation des Strömungsterms tertiär; denn hier differieren Absolutwerte und Korrekturterme durchweg um drei Größenordnungen. Diese Gewichtung entspricht zwar der Vorstellung, dass die sterisch bedingten Dichteveränderungen über die Kontinuitätsgleichung in ihrer nicht als Inkompressibilitätsbedingung degenerierten Form sich vornehmlich auf die Trägheitstensor-Komponenten, weniger auf das Strömungsfeld auswirken. Jedoch ist die festgestellte geringe Einflussnahme auf den Strömungsterm auch im Zusammenhang mit der gewählten Parametrisierung der sterischen Effekte zu sehen; denn die Korrektur (60) approximiert zwar eine Höhenanomalie, erlaubt aber keine Rückwirkungen auf die interne Dynamik. *Greatbatch* [1994] schließt aus seinen Untersuchungen die Vernachlässigbarkeit der durch die Expansionen und Kontraktionen der Wassersäule induzierten Veränderungen der Vorticity („vortex stretching“); die hier verwendete Parametrisierung kann diese Folgerung wegen ihres ebenfalls statischen Charakters weder bestätigen noch widerlegen. Die Erweiterung des Ansatzes von *Greatbatch* [1994] besteht einzig in der Aufgabe einer räumlich homogenen Korrektur, die durch eine von Raum und Zeit abhängige ersetzt wurde.

Da die relativen Drehimpulse (63) aus der Integration des Produktes von zeitabhängigen Strömungsgeschwindigkeiten und Momentanhöhen der Wassersäule resultieren, reflektieren die Strömungsterme von $\Delta\chi$ die hohe Variabilität der strömungsbedingten χ -Variationen, die sich bei Vernachlässigung der sterischen Korrektur offenbaren. Folglich ist das aus der Saisonalität der Höhenanomalien zu erwartende Jahressignal im Strömungsterm von $\Delta\chi$ insbesondere in der zweiten und dritten Komponente nur zu erahnen. Beim Massenterm dominiert die Jahresschwingung den Korrekturterm dagegen offensichtlich, da die sterischen Höhenanomalien gemäß (60) und Trägheitstensor-Komponenten (64) in direkter Weise proportional zur momentanen Dichte ρ sowie zur Auslenkung ζ sind, weshalb das die blauen Kurven beherrschende Jahressignal sich auch im Korrekturterm niederschlägt. Auffällig ist hingegen die in den einzelnen Koordinaten unterschiedliche Phasenbeziehung von Grund- und Korrektursignal. Die annuellen Schwingungen beider Kurven sind bei χ_1 außer, bei χ_2 in Phase; die axialen Variationen des Korrekturterms eilen dem Grundsignal oftmals um etwa 90° voraus, wobei die axialen Phasendifferenzen im Unterschied zu den horizontalen deutlichen Schwankungen ausgesetzt sind.

Minima der sterisch bedingten Axialschwingungen treten stets im nordhemisphärischen Frühjahr, Maxima im nordhemisphärischen Herbst auf, d.h. mit der typischen dreimonatigen Verzögerungszeit zu den thermisch verursachten saisonalen Extrema der Atmosphäre. Infolge der asymmetrischen Nord-Süd-Verteilung ozeanischer Wassermassen mit einem deutlichen südhemisphärischen Übergewicht sind die saisonalen Charakteristi-

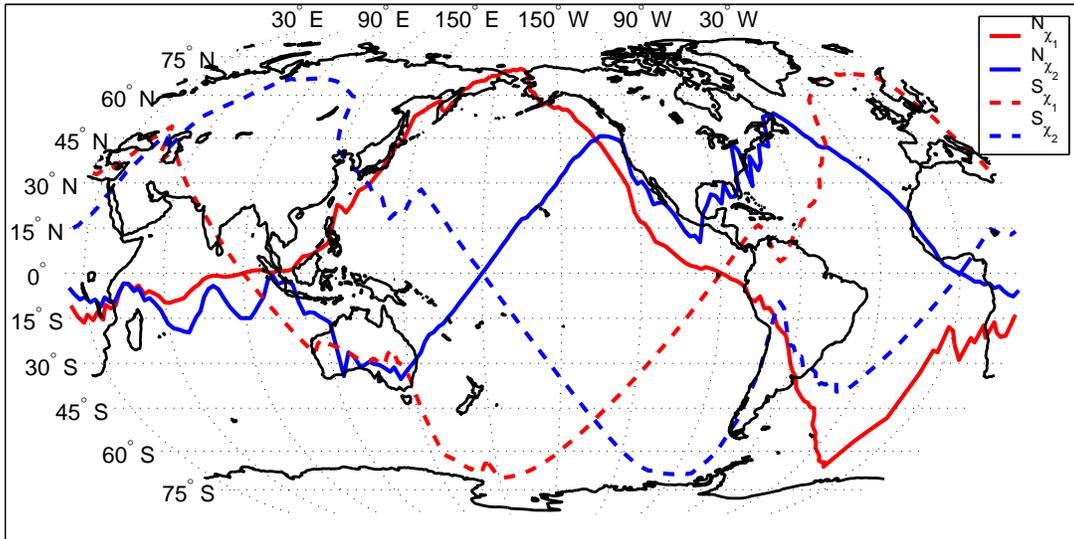


Abbildung 24: Gemäß (68) und (69) zonal integrierte und auf die Erdoberfläche projizierte Proportionalitätsfunktionen $N_{\chi_{1,2}}$ und $S_{\chi_{1,2}}$ nach einheitlicher Normierung.

ken der masseninduzierten Tageslängenvariationen geprägt vom Verhalten des südlichen Ozeans. Die Rotationsgeschwindigkeit erfahre bei einheitlicher Ausdehnung des Meeres über den Trägheitstensor eine Bremsung. Bei vollständiger Kugelsymmetrie kompensierten sich die saisonalen nord- und südhemisphärischen Signale, so dass keine χ_3 -Anregung erfolgte. Die höhere Ausdehnung des südlichen gegenüber dem nördlichen Ozean führt dazu, dass im südhemisphärischen Frühjahr die dortige maximale Kontraktion der Wassersäule bezüglich des Jahresmittels insgesamt eine negative, im südhemisphärischen Herbst die Expansion insgesamt eine positive χ_3 -Anregung nach sich zieht, wobei die negative Anregung gleichbedeutend ist mit einer Verkürzung, die positive mit einer Verlängerung der Tageslänge.

Die sterischen Anregungen reflektieren damit infolge ihrer engen Kopplung an die thermohaline Zirkulation typische Charakteristiken des gesamten thermohalinen Signals. Während die Hauptmerkmale der Axialschwankungen im dargelegten Zusammenhang mit der Nord-Süd-Asymmetrie der Land-Wasser-Verteilung stehen, lassen sich in analoger Weise auch die Phasen der sterischen Horizontalanregungen begründen mit Symmetriebetrachtungen, wobei im horizontalen Fall vornehmlich die Längengradabhängigkeit, d.h. die axiale Asymmetrie des Ozeans, in den Vordergrund tritt.

Die horizontalen χ -Funktionen (24) sind nach (64) im Unterschied zu χ_3 sowohl von der geographischen Breite als auch von der geographischen Länge abhängig. Das terrestrisch fixierte Koordinatensystem ist derart gewählt, dass χ_1 positiv in Richtung des Greenwich-Meridians, χ_2 positiv in Richtung 90° E zeigt. Den Proportionalitäten $\chi_1 \sim \cos^2 \varphi \sin \varphi \cos \lambda$ und $\chi_2 \sim \cos^2 \varphi \sin \varphi \sin \lambda$ ist folglich eine Aussage hinsichtlich der Effizienz der Anregung der Polbewegung bei gegebener geographischer Position des anre-

genden Ereignisses zu entnehmen. (Die quadratische Abhängigkeit vom Kosinus der geographischen Breite resultiert aus der Einbeziehung der Breitenabhängigkeit der Flächenelemente.) Da beispielsweise der Nordatlantik in einer Zone liegt, wo $\cos \varphi$ positiv ist, kann demnach von einer positiven Höhenanomalie bei Beachtung des negativen Vorzeichens von I_{13} in (64) eine Anregung in Richtung der negativen x_1 -Achse, also in Richtung 180° E erwartet werden. Ähnliche Prognosen lassen sich für weitere Sektoren ableiten. Eine systematischere Schätzung des „Potentials“ horizontaler Anregung auf der Nord- und Südhalbkugel erhält man durch Auftrag der längengradabhängigen Funktionen

$$\begin{pmatrix} N_{\chi_1}(\lambda) \\ N_{\chi_2}(\lambda) \end{pmatrix} = - \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos^2 \varphi \sin \varphi \begin{pmatrix} \cos \lambda \\ \sin \lambda \end{pmatrix} f(\varphi, \lambda) d\varphi, \quad (68)$$

$$\begin{pmatrix} S_{\chi_1}(\lambda) \\ S_{\chi_2}(\lambda) \end{pmatrix} = - \int_{-\frac{\pi}{2}}^0 \cos^2 \varphi \sin \varphi \begin{pmatrix} \cos \lambda \\ \sin \lambda \end{pmatrix} f(\varphi, \lambda) d\varphi, \quad (69)$$

wobei N für die Nord-, S für die Südhemisphäre steht und $f(\varphi, \lambda)$ die von *Munk and MacDonald* [1960] eingeführte Ozeanfunktion ist, die den Wert 1 im Ozean, den Wert 0 auf Landoberflächen annimmt.

Die resultierenden Kurven N_{χ_1, χ_2} und S_{χ_1, χ_2} wurden einheitlich normiert und in Abbildung 24 auf die Erdoberfläche projiziert, so dass ein Kurvenverlauf in südlichen Breiten einem negativen Funktionswert entspricht. Infolge der Proportionalität der dargestellten Kurven zu den Funktionen χ_1 bzw. χ_2 ist beispielsweise der Funktion N_{χ_1} (rote, durchgezogene Linie) zu entnehmen, dass eine positive Höhenanomalie im Nordpazifik zu einer positiven χ_1 -Anregung, eine positive Höhenanomalie im Nordatlantik dagegen eine negative χ_1 -Anregung zur Folge hat. Die zwar nahezu in Phase ablaufenden saisonalen Expansionsprozesse wirken demnach in entgegengesetzte Richtungen. Betrachtet man die von den Kurven und dem Äquator in den genannten ozeanischen Bereichen eingeschlossenen Flächen, so deutet der größere pazifische Flächenanteil auf eine gegenüber dem Nordatlantik höhere Effizienz der Anregung, weshalb die saisonalen thermischen Expansionen der Wassersäule im Nordatlantik und -pazifik insgesamt zu einer Anregung in positive x_1 -Richtung führen sollten. Aus analogen Überlegungen für S_{χ_1} (rote, gestrichelte Linie) folgt, dass auch auf der Südhemisphäre der pazifische Einfluss auf χ_1 der bedeutsamste ist, weshalb auch im südlichen Ozean die thermisch bedingte χ_1 -Anregung geprägt ist von den Charakteristiken des Pazifiks. Dementsprechend treten maximale Amplituden der sterischen χ_1 -Anregung gemäß Abbildung 23 jeweils am Ende des nordhemisphärischen Sommers, Minima jeweils am Ende des nordhemisphärischen Winters auf.

Den zu χ_2 proportionalen Kurven ist eine derart offensichtliche regionale Abhängigkeit nicht zu entnehmen, da die infolge der Nähe zur x_2 -Achse effizienten Einflüsse von südindischen und südostpazifischen Regionen einander entgegenwirken und sich somit weitgehend kompensieren. Die Hinzunahme der von N_{χ_2} mit dem Äquator eingeschlossenen Flächenanteile ließe eine schwach positive χ_2 -Anregung am Ende des nordhemisphärischen Sommers erwarten. Die χ_2 -Kurven der Abbildung 23 widersprechen allerdings dieser Annahme; denn Maxima treten jeweils zu Beginn eines Kalenderjahres auf. Bei ausschließlich thermischer Argumentation führt die Kombination der Abbildungen 23

und 24 damit zu dem Schluss einer schwachen Dominanz von Anregungen aus dem Indischen Ozean und südwestpazifischen Regionen.

Anhand sterischer Anomalien können, da sie maßgeblich an das jahreszeitliche Signal gekoppelt sind, typische Merkmale der thermohalinen Zirkulation aufgezeigt werden, die bei gleichzeitiger Simulation mit windgetriebenen Prozessen weitgehend von letzteren überdeckt werden. Obwohl die Diskussion in Abschnitt 4.2.2.1 auf eine nicht zu vernachlässigende Rolle sterischer Effekte im Zusammenhang mit Höhenanomalien hinwies, ist ihr quantitativer Einfluss auf den ozeanischen Drehimpuls insgesamt unbedeutend, da die lokalen, den momentanen Drehimpuls modifizierenden Höhenanomalien trotz der erwähnten Asymmetrien in der Land–Wasser–Verteilung sich global in großem Maße kompensieren.

5.4.3 Einfluss atmosphärischer Druckschwankungen

In Abschnitt 4.2.2.2 wurde die unter Wirkung des Atmosphärendruckes sich einstellende modellierte Meeresoberfläche der Oberflächentopographie gegenübergestellt, die unter Anwendung der statischen invers barometrischen Approximation (38) aus dem momentanen ECHAM3-Druckfeld resultiert. Der aufgezeigte Momentanzustand stellte heraus, dass im Rahmen der hydrostatischen, inkompressiblen Modellformulierung die Reaktion der Oberflächenauslenkungen im allgemeinen zu über 90 % der eines inversen Barometers entspricht, was konsistent ist mit den altimetrischen Untersuchungen von *Fu and Pihos* [1994] und den Modellergebnissen von *Gaspar and Ponte* [1997]. Über das dort gewählte Beispiel eines Momentanzustandes hinausgehend soll nun die Gültigkeit der rein statischen invers barometrischen Näherung im Hinblick auf den ozeanischen Drehimpuls (genauer: auf die Transmission desselben) geprüft werden.

Da nach (38) bereits eine atmosphärische Druckanomalie von $\delta p_a = 1$ mbar zu einer Variation der Oberflächenauslenkung in der Größenordnung von einem Zentimeter führen wird, was in mittleren Breiten einer Wassermassenverdrängung von etwa $2,8 \cdot 10^8$ Tonnen pro Gitterzelle entspricht, sind vom Atmosphärendruck Einflüsse auf den ozeanischen Drehimpuls anzunehmen, die bei weitem die thermohalin induzierten übersteigen und den von den Windschubspannungen verursachten gleichkommen. Infolge ihrer starken Korrelation und damit ihrer geringen Phasendifferenz sollten sich ferner Druck- und Windantrieb in der Wirkung verstärken.

Die während des Laufes 2b bestimmten Anregungen bestätigen gemäß der linken Darstellung von Abbildung 25 diese Prognose. In allen drei Komponenten ist gegenüber der Simulation ohne atmosphärischen Druckantrieb (Lauf 2a) eine deutliche Erhöhung insbesondere der das Langzeitsignal beherrschenden annuellen Amplituden zu verzeichnen. Nach Einbeziehung atmosphärischen Druckantriebes treten zudem zunehmend auch kurzfristige Ereignisse hervor, die teils phasengleich mit der Jahresschwingung, teils außer Phase mit dieser sind, was beispielsweise bei χ_2 gegen Ende von 1992 und 1993 für ersteren und Ende 1970 für letzteren Fall besonders deutlich ist.

Durch Differenzbildung der während der Läufe 2b und 2a bestimmten Anregungen lassen sich die allein vom atmosphärischen Druck verursachten Einflüsse separieren. Getrennt

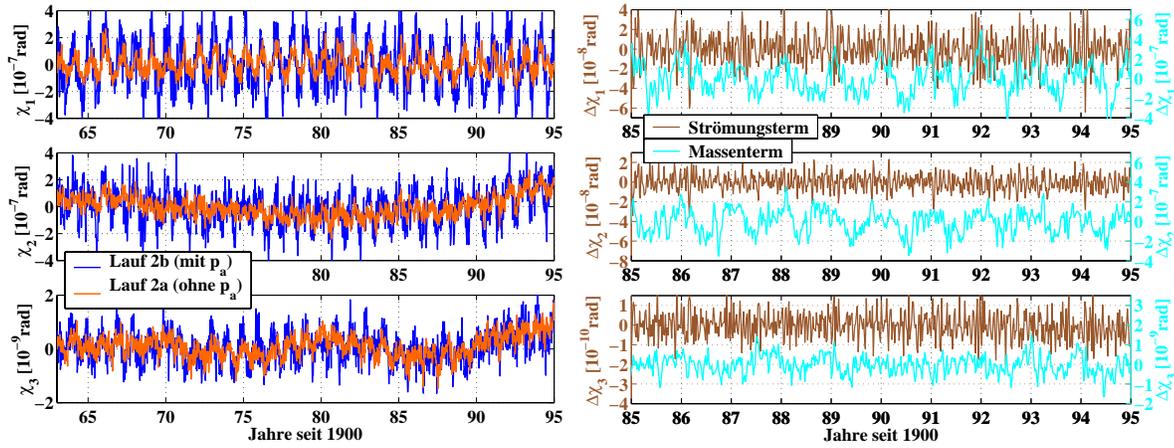


Abbildung 25: Mit einer Cutoff-Periode von 13 Tagen tiefpassgefilterte χ -Funktionen infolge allgemeiner Zirkulation bei Berücksichtigung und Vernachlässigung von atmosphärischem Druckantrieb. Links sind die totalen Anregungen χ der beiden sich ausschließlich hinsichtlich des Druckantriebes unterscheidenden Simulationen 2a und 2b dargestellt, rechts die Differenzen beider Läufe hinsichtlich strömungs- (braun) und massenbedingter (cyan) Anregungen.

nach Strömungs- und Massenterm sind in der rechten Darstellung der Abbildung 25 die resultierenden Differenzen exemplarisch für die letzte Simulationsdekade aufgetragen. Den unterschiedlichen Vertikalskalierungen ist zu entnehmen, dass der druckinduzierte Strömungsterm stets etwa eine Größenordnung unterhalb des Massenterms liegt. Dies ist konsistent mit der Annahme eines vorwiegend statisch auf atmosphärische Druckschwankungen reagierenden Ozeans, zumal in den Differenzen des Strömungsterms auch die Beiträge enthalten sind, die einzig durch das infolge der ζ -Anpassung modifizierte Integrationsvolumen in (63) verursacht werden. Da nach Abschnitt 4.2.2.2 die Meeresoberfläche bereits einen Zeitschritt nach Wirkung der Druckanomalie zu über 90 % im Gleichgewicht mit letzterer ist, spielen barotrope Strömungskomponenten, die durch Horizontalgradienten im Atmosphärendruck verursacht werden, folglich nur eine untergeordnete Rolle, insbesondere im Falle der hier betrachteten langen Zeitskalen.

Die Dominanz der statischen gegenüber der dynamischen Druckkomponente scheint damit für lange Zeitskalen das Procedere zu rechtfertigen, bei der Simulation der allgemeinen ozeanischen Zirkulation zur Quantifizierung des Drehimpulses zunächst auf atmosphärischen Druckantrieb zu verzichten, da der Druckeffekt im nachhinein aus dem atmosphärischen Druckfeld approximiert werden kann. Einen Eindruck hinsichtlich des Gütegrades dieser Näherung, die auch *Ponte et al.* [1998] und *Johnson et al.* [1999] bei den in Abschnitt 5.4.1 vorgestellten Resultaten implizit zur Anwendung brachten, gibt zum einen die Größe des in der rechten Teilabbildung von 25 braun dargestellten Strömungsterms, zum anderen die Abweichung des Massenterms (cyan) vom Anregungsbeitrag, der mit der invers barometrischen Formel (38) aus dem hier zum Antrieb

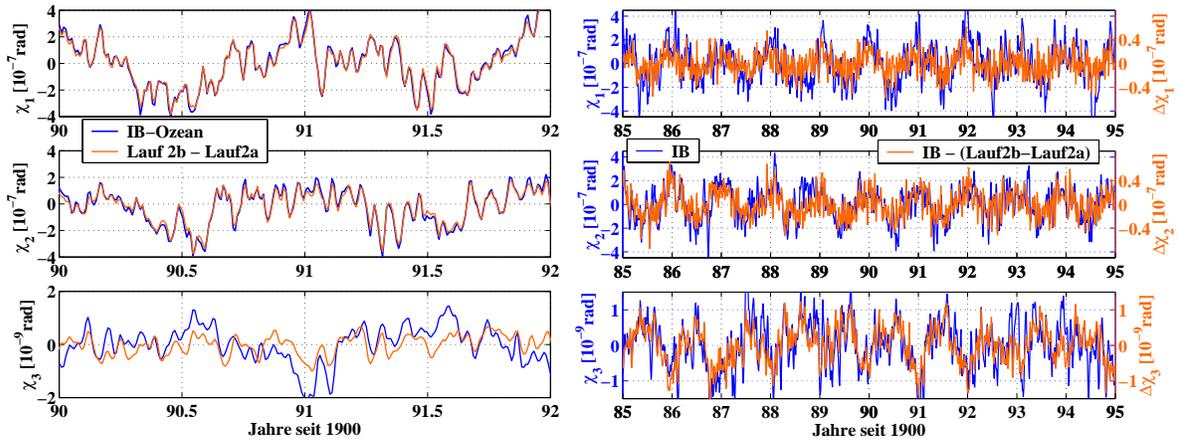


Abbildung 26: Durch atmosphärische Druckanomalien induzierte ozeanische χ -Funktionen. Links sind die Anregungen bei Annahme eines gemäß (38) exakt invers barometrischen Ozeans (blau) den aus der Massentermdifferenz der Simulationen 2b und 2a extrahierten statischen Druckeffekten (orange) gegenübergestellt; rechts sind die Differenzen der linksseitigen Kurven in Beziehung zu den Anregungen des invers barometrischen Ozeans gesetzt. Die Zeitserien wurden mit einer Cutoff-Periode von 13 Tagen tiefpassgefiltert.

verwendeten atmosphärischen Druckfeld in mittlerer Meereshöhe resultiert.

Aus den ECHAM3-Druckfeldern wurden deshalb unter Annahme exakt barometrischen Verhaltens der Meeresoberfläche mit (38) zunächst die invers barometrischen Höhen ζ^{ib} berechnet, die mit der mittleren Meereshöhe als Nullniveau das verdrängte beziehungsweise angestaute Wasservolumen einschließen, das bei der Integration zur Bestimmung der zugehörigen Variationen der Trägheitstensorkomponenten (64) Verwendung findet. Für den exemplarischen Zeitraum von 1990 bis 1992 sind die aus diesen Massenverlagerungen resultierenden Anregungen χ in der linken Teilabbildung von 26 zusammen mit den simulierten druckinduzierten Anregungen aufgetragen, die aus der Differenz der Simulationen 2b und 2a bestimmt und bereits in Abbildung 25 gezeigt wurden. Während die horizontalen Anregungen nahezu deckungsgleich erscheinen, treten deutliche Abweichungen in der axialen Komponente auf, wobei die modellierten Amplituden gegenüber dem theoretischen invers barometrischen Ozean gedämpft und zumeist leicht verzögert sind. Ein Maß der oben angesprochenen Abweichung des Modellozeans von einem exakt invers barometrischen liefert die jeweilige Differenz der in der linken Teilabbildung angegebenen Kurven, was auf die orangen Kurven der rechten Darstellung von 26 führt.¹⁴ Hinzugefügt ist den Differenzkurven das mit (38) bestimmte theoretische Resultat.

¹⁴Bei der Differenzbildung wurden die Zeitreihen um jeweils einen Modellzeitschritt gegeneinander verschoben, um die numerisch bedingte minimale Reaktionszeit des Modellozeans zu berücksichtigen. Bei Nichtverschiebung der Zeitserien resultierte auch im Falle eines exakt invers barometrischen Ozeans eine Abweichung.

tat (blau). Das bei den Horizontalkomponenten gewählte Achsenverhältnis von 1:5 – d.h. gleiche Amplituden entsprechen einer Abweichung von 20 % – deutet an, dass die Meeresoberfläche in longitudinaler Richtung zu etwa 85 % instantan invers barometrisch auf atmosphärische Druckanomalien reagiert. Markant sind dagegen die Diskrepanzen zwischen den numerischen und theoretischen Axialanregungen, die in der Größenordnung des absoluten Signals und damit um den Faktor 10 über den bei χ_1 und χ_2 festgestellten liegen. Die Trägheitstensor Komponente I_{33} ist nach (64) proportional zum Kosinusquadrat der geographischen Breite, weshalb maßgebliche Einflüsse aus äquatorialen und subäquatorialen Bereichen zu erwarten sind. Gerade tropische Regionen wurden von *Fu and Pihos* [1994] und *Gaspar and Ponte* [1997] jedoch als die Zonen identifiziert, wo die invers barometrische Approximation nur bedingt erfüllt ist. Zwar ist die atmosphärische Druckvariabilität in den Tropen mit einem rms-Wert unter 2 mbar extrem klein, doch vermögen die zeitvariablen tropischen Druckfelder unter dem Einfluss des mit dem Druck stark korrelierten Windfeldes doch zu den signifikanten Differenzen zwischen dem theoretischen und numerischen Ergebnis zu führen. Da diese indirekte Wirkung des Windfeldes bei der Differenzbildung der Simulationen 2b und 2a nicht eliminiert werden kann, ist anzunehmen, dass die Differenzen der Axialkomponente in Abbildung 26 im Zusammenhang stehen mit zonal propagierenden atmosphärischen Druck-Wind-Signalen, auf die der Ozean aus Trägheitsgründen nicht im Sinne eines inversen Barometers reagieren kann.

Im als hydrostatisch approximierten Ozean geht nach Abbildung 25 mit der Einbeziehung atmosphärischer Druckantriebe eine massive Erhöhung der Anregungen einher. Gemessen an den in Abbildung 22 dargestellten Anregungen, die aus Beobachtungen abgeleitet wurden und den Gesamteffekt repräsentieren, mag der ozeanische Beitrag zunächst als unrealistisch hoch bewertet werden.

Die Komponenten des Trägheitstensors (64) lassen sich mit der internen Druckrelation (33) in Abhängigkeit des ozeanischen Bodendruckes p_{bot} darstellen als

$$\begin{pmatrix} I_{13} \\ I_{23} \\ I_{33} \end{pmatrix} = \frac{a^2}{g} \int_O p_{bot} \begin{pmatrix} -\sin \varphi \cos \lambda \\ -\sin \varphi \sin \lambda \\ \cos \varphi \end{pmatrix} \cos \varphi dO, \quad (70)$$

wobei die Integration über die gesamte ozeanische Fläche O durchzuführen ist. Wegen (70) kann die Diskussion der Rolle atmosphärischer Druckfelder hinsichtlich der Funktionen χ auf die Behandlung der Einflussnahme auf den ozeanischen Bodendruck reduziert werden.

Der absolute Druck am Ozeanboden unter dem Einfluss der Atmosphäre berechnet sich durch simple additive Überlagerung der Beiträge beider Teilsysteme zu

$$p_{bot} = p_o + p_a = \int_{-h}^{\zeta} g \rho_o dx_3 + \int_{\zeta}^{\infty} g \rho_a dx_3, \quad (71)$$

wobei der Index o auf den ozeanischen, der Index a auf den atmosphärischen Anteil hinweist. Spaltet man die Oberflächenauslenkung in einen druckinduzierten und einen auf sonstige dynamische Einflüsse zurückzuführenden Anteil, d.h. $\zeta = \zeta^{p_a} + \zeta'$, so folgt

mit den in Abschnitt 3.2.2 verwendeten Notationen ($p_a = \bar{p}_a + \delta p_a$, \bar{p}_a =weltozeanisches, momentanes Flächenmittel, δp_a = Anomalie des Atmosphärendruckes)

$$p_{bot} = \int_{-h}^{\zeta'} g \rho_o dx_3 + \bar{p}_a + \int_0^{\zeta^{pa}} g \rho_o dx_3 + \delta p_a . \quad (72)$$

Die Grenzen des zweiten Integrals resultieren aus der Identität $[\zeta', \zeta] = [0, \zeta^{pa}]$. Reagiert die Meeresoberfläche tatsächlich wie ein inverses Barometer, so gilt $\zeta^{pa} = \zeta^{ib}$ und $\delta p_a = -g \rho_o \zeta^{ib}$, weshalb sich die letzten beiden Summanden in (72) exakt kompensieren und damit keine Bodendruckbeeinflussung von atmosphärischen Druckanomalien ausgeht.

Bei der Drehimpulsbilanzierung der beiden Teilsysteme Atmosphäre und Ozean ist es auf Zeitskalen, die einige Tage überschreiten, bislang üblich, von der Annahme eines invers barometrischen Ozeans Gebrauch zu machen. Nach (72) kommt diese Approximation einer Rechtfertigung der Vernachlässigung von atmosphärischen Druckantrieben bei der Modellierung der ozeanischen Anregung gleich. Die zeitabhängigen Effekte von \bar{p}_a gehen dabei in die Kalkulation der strömungsbedingten atmosphärischen Anregungsbeiträge ein, ebenfalls basierend auf der invers barometrischen Näherung [Salstein et al., 1993]. Legitimiert ist dieses Vorgehen, das nicht nur in den genannten Arbeiten von Ponte et al. [1998] und Johnson et al. [1999], sondern auch in jüngsten Untersuchungen verfolgt wird (s. z.B. Ponte et al. [2001]), in dem Maße, wie die Voraussetzung $\zeta^{pa} - \zeta^{ib} \approx 0$ gerechtfertigt ist.

Auch die Resultate der vorliegenden Arbeit geben deutliche Hinweise auf ein zumindest quasi invers barometrisches Verhalten des Ozeans, das weitgehend eine Transmission der atmosphärischen Druckanomalien zum Ozeanboden, also der „festen“ Erde, verhindert. Aus (72) ist deshalb einerseits abzuleiten, dass ein wesentlicher Anteil der bei der Hinzunahme atmosphärischen Druckantriebes verzeichneten Erhöhung ozeanischer Anregungsbeiträge kompensiert wird, wenn der Modellozean mit der nicht invers barometrisch korrigierten ECHAM3–Atmosphäre überlagert wird. Inwieweit die Kompensation erfolgt, wird anhand der Bilanzierung beider Teilsysteme in Abschnitt 5.7 behandelt. Andererseits stellen obige Betrachtungen die hohe Sensitivität der Überlagerung eines druckgetriebenen Ozeans mit der Atmosphäre heraus; hierbei ist eine exakte Raum–Zeit–Konsistenz der Teilsysteme hinsichtlich des Atmosphärendruckes unerlässlich, da ansonsten infolge nicht zusammenpassender Meeresoberflächentopographien die Gefahr der doppelten Berücksichtigung statischer Komponenten des Atmosphärendruckes bei der Bestimmung der atmosphärisch-ozeanisch induzierten Anregungen besteht.

5.4.4 Zirkulationsbedingte Auflast- und Selbstanziehungseffekte

Die Effekte von Auflast und Selbstanziehung der Wassermassen fanden bislang ausschließlich Berücksichtigung bei der Simulation der Gezeitendynamik, wie beispielsweise im Partialtidenmodell von Seiler [1991], die den barotropen Parametrisierungsansatz von Accad and Pekeris [1978] benutzte (vgl. Abschnitt 3.2.4). In globalen Modellen der allgemeinen Zirkulation sind derartige Sekundäreffekte bislang vernachlässigt worden. Die Wirkung des hier verwendeten baroklinen Parametrisierungsansatzes (55) im Hinblick

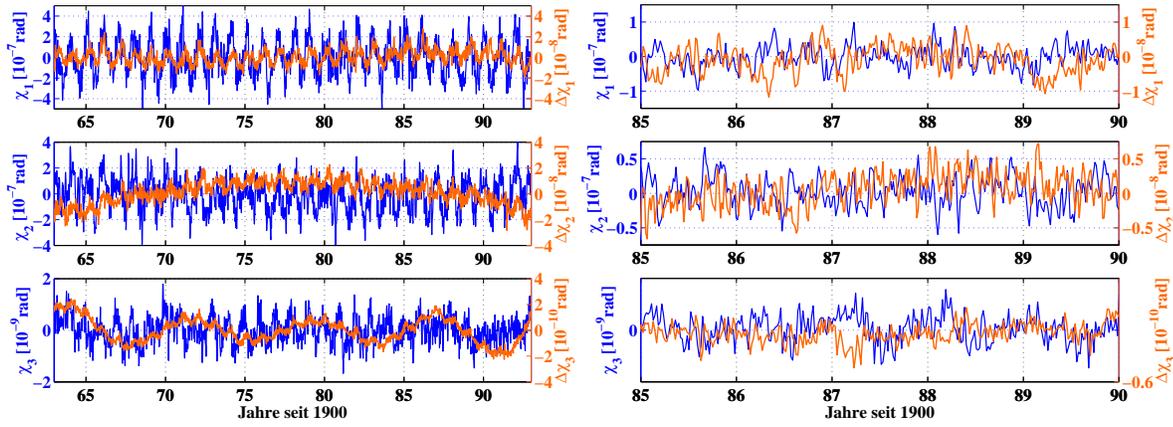


Abbildung 27: Drehimpulsfunktionen χ infolge allgemeiner Zirkulation bei Berücksichtigung von Auflast und Selbstanziehung der Wassermassen nach Tiefpassfilterung mit einer Cutoff-Periode von 13 Tagen. Blaue Kurven repräsentieren den während der Simulation 2c bestimmten totalen Anregungsbeitrag, orange Kurven den durch Differenzbildung der Läufe 2c und 2b extrahierten Anteil der Sekundäreffekte; links sind die massen-, rechts die strömungsbedingten Anregungen dargestellt.

auf die sich maßgeblich in der Oberflächentopographie widerspiegelnde Massenverteilung wurde anhand eines über den Zeitraum von drei Monaten gemittelten Zustandes in Abschnitt 4.2.2.3 skizziert. Das Beispiel deutete auf eine unter der Wirkung von Auflast und Selbstanziehung geringfügige Erhöhung der Elliptizität der Meeresoberfläche hin, die sich äußerte in einer Absenkung des Meeresspiegels in polaren und subpolaren Regionen um etwa 3,5 cm sowie in einer mittleren Erhöhung desselben in tropischen und subtropischen Breiten um rund 2,5 cm. Inwieweit von Auflast- und Selbstanziehungseffekten eine Beeinflussung der aus dem Zirkulationsfeld abgeleiteten Anregung von Erdrotationsschwankungen ausgeht, soll nun aus einem Vergleich der Simulationen 2c und 2b geschätzt und im Hinblick auf typische Charakteristiken betrachtet werden.

Einsetzen des zur Berücksichtigung der Auflast- und Selbstanziehungseffekte verwendeten baroklinen Ansatzes (55) in die Impulserhaltungsgleichungen (32) zeigt unmittelbar, dass die Parametrisierung des Terms prinzipiell entgegen dem horizontalen Druckgradienten wirkt. Da Druckanomalien sehr klein bezüglich der absoluten Referenzdichte sind, also $\rho' \ll \rho_0$, ist eine Modifikation des Druckterms proportional zu $(1 - \varepsilon)$ analog dem barotropen Fall zu erwarten. Die oben genannte, in 4.2.2.3 festgestellte Erhöhung der Elliptizität sollte im Zusammenhang mit der insbesondere in den Regionen der westlichen Randströme auftretenden Verstärkungen der Topographiegradienten vornehmlich zu einer Beeinflussung des Massenterms der axialen χ -Funktion sowie – bei Annahme geostrophisch dominierter Verhältnisse – der zonalen Strömungskomponente und damit insbesondere des χ_3 -Strömungsterms führen.

Derartig homogen und eindeutig ist die Modifikation der Anregungen infolge Auflast und Selbstanziehung allerdings nicht, wie Abbildung 27 veranschaulicht. Dort sind die abso-

luten Strömungs- und Massenterme der während des Laufes 2c bestimmten Anregungen zusammen mit den allein aus Auflast- und Selbstanziehungseffekten resultierenden Beiträgen aufgetragen, die durch Differenzbildung der Simulationen 2c und 2b extrahiert wurden. Da die Zeitskalen der Variationen des Strömungsterms hier deutlich kürzer sind als beim Massenterm, beschränkt sich die Darstellung des ersteren auf einen exemplarischen Ausschnitt von fünf Jahren. Den vertikalen Skalierungen ist zu entnehmen, dass die durch Auflast und Selbstanziehung verursachte Anregung beim Massenterm (linke Teilabbildung) knapp 5 %, beim Strömungsterm (rechte Darstellung) etwa 10 % der totalen Variationen beträgt. Auf die Abhängigkeit der relativen Größe des Sekundärbeitrages von der subjektiven Wahl des Proportionalitätskoeffizienten ε im Ansatz (55) wird bei *Thomas et al.* [2001] im Zusammenhang mit nichtlinearen Anregungsbeiträgen eingegangen. Es wird dargelegt, dass der Einfluss des Sekundärpotentials auf die χ -Funktionen – analog zum verbreiteten Vorgehen bei der Berücksichtigung des statischen Effektes von Atmosphärendruck – keineswegs im nachhinein durch Anbringen einer Korrektur approximiert werden kann. Diese Annahme ist infolge der druckproportionalen Parametrisierung des Sekundärpotentials zwar naheliegend, jedoch nicht anwendbar, da im allgemeinen keine direkte Proportionalität zwischen Φ_{LSA} und einzelnen χ -Komponenten besteht.

Dem Fehlen eines permanenten einfachen Proportionalitätszusammenhanges zwischen den totalen und den auf Auflast und Selbstanziehung zurückzuführenden Anregungen entsprechend sind auch die für die letzten drei Simulationsdekaden bestimmten Korrelationskoeffizienten beider Anteile in allen Komponenten klein. Beim Massenterm erweisen sich insbesondere die χ_2 -Funktionen mit einem Koeffizienten $\mu_{\chi_2} < 0,04$ als völlig unkorreliert, was nicht zuletzt im Zusammenhang mit den stark variierenden Phasendifferenzen der jährlichen Oszillation zu sehen ist. Größere Koeffizienten liefern χ_1 mit $\mu_{\chi_1} = 0,34$ und χ_3 mit $\mu_{\chi_3} = 0,30$, wobei die geringfügige Erhöhung im ersteren Fall vornehmlich durch die annuelle, im letzteren Fall durch die niederfrequente Modulationsperiode nahe sieben Jahren hervorgerufen wird¹⁵. Die den Sekundärbeitrag repräsentierende, stark modulierte χ_3 -Kurve erreicht noch vor Mitte der neunziger Jahre positive Werte, das heißt die Wirkung der Anregung ist im Sinne einer Verlängerung der Tageslänge zu verstehen. Derart positive χ_3 -Anregungen sind konsistent mit der Erhöhung der Elliptizität der Meeresoberflächentopographie, die in 4.2.2.3 für einen über drei Monate gemittelten Zeitraum festgestellt wurde. Im nachhinein können damit die im wesentlichen breitenabhängigen Modifikationen der Oberflächentopographie als niederfrequente Oszillationen verstanden werden, von denen in 4.2.2.3 lediglich ein Schwingungsausschnitt präsentiert wurde.

Beim Strömungsterm ist der durch das Sekundärpotential Φ_{LSA} verursachte Beitrag zu meist den totalen Anregungen entgegen gerichtet, weshalb die Korrelationskoeffizienten hier für alle drei Koordinaten negativ sind. Die deutlichste Wechselbeziehung zeigt sich in der axialen Anregung, wo der Korrelationskoeffizient bei $\mu_{\chi_3} = -0,53$ liegt und somit die eingangs geäußerte Annahme einer vornehmlichen Beeinflussung der zonalen Strömungen durch das Auflast- und Selbstanziehungspotential unterstützt.

¹⁵Vgl. hierzu auch Abschnitt 5.5.1.

Um Wiederholungen zu vermeiden, erfolgt eine zusammenfassende Bewertung des vorgestellten Sekundäreffektes erst in Abschnitt 5.5.1 im Zusammenhang mit den nichtlinearen Wechselwirkungen zwischen Zirkulation und Gezeiten.

5.5 Das transiente Simultanfeld

Nachdem in den vorangegangenen Abschnitten 5.3 und 5.4 die mit der ozeanischen Gezeiten- und Zirkulationsdynamik einhergehenden Einflüsse auf die Erdrotationsparameter isoliert behandelt und insbesondere neu einbezogene Prozesse im Hinblick auf ihre Einflussnahme auf Integralgrößen geschätzt wurden, widmet sich der folgende Abschnitt dem während des Laufes 3 produzierten Simultanfeld der beiden Hauptkomponenten ozeanischer Dynamik. Bevor exemplarisch aufgezeigt wird, inwieweit der derzeitige Entwicklungsstand der präsentierten numerischen Methode Möglichkeiten der Identifikation und Lokalisierung von Rotationsschwankungen verursachenden Prozessen bietet, wird die Zulässigkeit der traditionellen isolierten Behandlung von Zirkulation und Gezeiten anhand der zwischen beiden Komponenten modellierten Wechselwirkungen geprüft.

5.5.1 Nichtlineare Wechselwirkungen

Die traditionelle Vorgehensweise, in numerischen Modellen die Hauptkomponenten ozeanischer Dynamik, Zirkulation und Gezeiten, separat zu behandeln und die totalen ozeanischen Integralgrößen durch lineare Überlagerung beider Anteile zu bestimmen, ist in dem Maße eine geeignete Approximation, wie die implizite Annahme der Vernachlässigbarkeit nichtlinearer Wechselwirkungen zwischen Zirkulation und Gezeiten gerechtfertigt ist. Das soll nun untersucht werden.

Im Rahmen des Laufes 3 wurde erstmalig das von der allgemeinen Zirkulation und dem lunisolaren Gezeitenpotential verursachte Simultanfeld ozeanischer Dynamik auf der weltozeanischen Skala simuliert. Die auf nichtlinearen Wechselwirkungen zwischen Zirkulation und Gezeiten beruhenden Komponenten lassen sich – in Analogie zur bisherigen Verfahrensweise – separieren durch Differenzbildung mit den additiv überlagerten Zuständen des während des Laufes 1 bestimmten reinen Gezeiten- und des während des Laufes 2c berechneten Zirkulationsfeldes¹⁶. Grundsätzlich sind signifikante Wechselwirkungen auf Zeitskalen zu erwarten, wo typische Perioden der atmosphärisch getriebenen Zirkulation den Perioden einzelner Partialtiden benachbart sind. Von den beiden ausgezeichneten atmosphärisch verursachten Perioden, Tages- und Jahresgang, entzieht sich ersterer einer Quantifizierung in dieser Arbeit infolge der auf zwölf Stunden limitierten Auflösung der ECHAM3-Antriebe. Es ist daher nicht einschränkend, sowohl die während des Simultanlaufes 3 bestimmten als auch die extrahierten nichtlinearen Anteile der Anregungen einer Tiefpassfilterung mit einer Cutoff-Periode von 30 Tagen zu unterziehen.

¹⁶Im Simultanlauf ist infolge der zirkulationsbedingten Meeresoberflächentopographie die Phasengeschwindigkeit der Gezeitenwelle gegenüber der reinen Gezeitesimulation modifiziert. Die hieraus resultierenden Anregungsbeiträge sind mit einfacher Differenzbildung nicht von denen der Nichtlinearitäten zu trennen, weshalb im folgenden zwischen beiden nicht unterschieden wird.

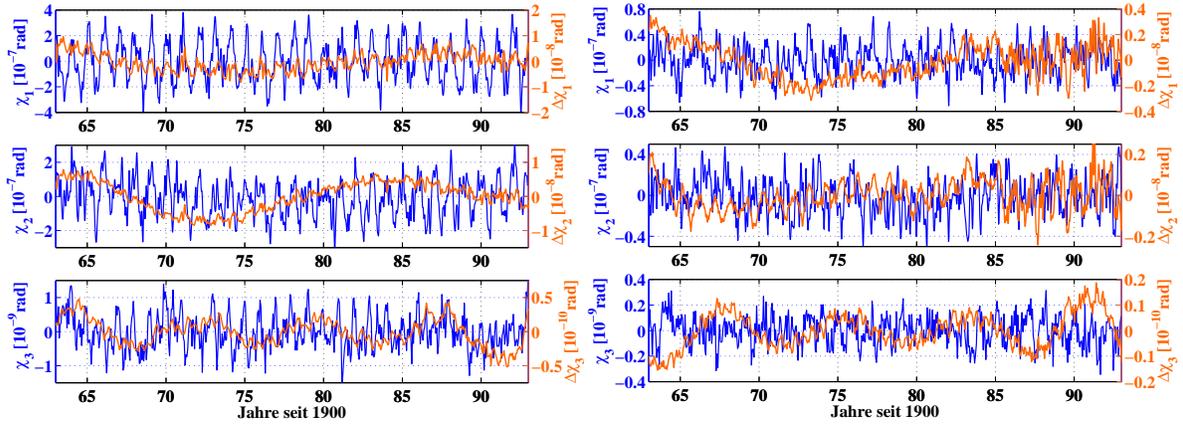


Abbildung 28: Durch das Simultanfeld von Zirkulation und Gezeiten verursachte Anregungen χ gemäß Lauf 3 (blau) und Anregungen infolge nichtlinearer Wechselwirkungen zwischen Zirkulation und Gezeiten (orange). Links sind die massen-, rechts die strömungsbedingten Anregungen dargestellt. Alle Zeitreihen wurden tiefpassgefiltert mit einer Cutoff-Periode von 30 Tagen.

Die aus dem Simultanlauf 3 gewonnenen χ -Funktionen sind in Abbildung 28 den aus Wechselwirkungen zwischen Zirkulation und Gezeiten resultierenden Anregungsbeiträgen gegenübergestellt. Unter Beachtung des für die nichtlinearen und totalen Anregungen einheitlich gewählten vertikalen Skalierungsverhältnisses von 1:20 stellt sich heraus, dass die während der Simultanrechnung zugelassenen Wechselwirkungsprozesse zu Modifikationen im Massenterm (linke Teilabbildung) führen, die auf subannuellen Zeitskalen bis hin zu einigen Jahren 2 %, auf längeren Zeitskalen 5 % des totalen Signals in keiner der drei Komponenten überschreiten. Eine ähnliche relative Einflussnahme zeigen die Strömungsterme für den Zeitraum bis einschließlich 1984. Mit Beginn des Jahres 1985 gewinnen die auf nichtlinearen Wechselwirkungen basierenden Beiträge fast Übergangslos an Gewicht, so dass während der letzten Simulationsjahre Nichtlinearitäten etwa 10 % des totalen Strömungsterms ausmachen. Da eine Verstärkung des numerischen Trends für diesen Zeitraum nicht festgestellt werden konnte, erscheint eine Tendenz zur Instabilität nicht als Ursache dieser markanten Erhöhung. Inwieweit das Phänomen in einem Zusammenhang mit geänderten Charakteristiken des Datensatzes der beobachteten Meeresoberflächentemperaturen steht, kann hier nicht abschließend geklärt werden, da ein entsprechender expliziter Hinweis bei *Parker et al.* [1994] nicht gegeben wird. Es ist jedoch wahrscheinlich, dass der zur Initialisierung der ECHAM3-Simulationen herangezogene Datensatz aufgrund veränderter Verfahren hinsichtlich der Datenerhebung, beispielsweise mit Methoden der Fernerkundung, insbesondere auf subannuellen Zeitskalen für den genannten aktuellen Zeitraum eine höhere Variabilität zeigt, die sich fortpflanzt über die ECHAM3-Antriebsfelder und sich schließlich auch im Modellozean bemerkbar macht.

Die nichtlinearen Beiträge werden weitgehend von annuellen Variationen dominiert, was

als Resultat der prognostizierten effektiven Wechselwirkung zwischen der bei der reinen Zirkulation vorherrschenden jährlichen saisonalen Oszillation und der annuellen Sa -Tide gedeutet werden kann. Abweichend verhalten sich die Strömungsterme χ_1 und χ_3 , die geprägt sind von vorwiegend semiannualen Variationen. Obwohl halbjährliche Schwingungen in den Spektren der von den ECHAM3-Antrieben verursachten reinen Zirkulation keine signifikanten Peaks zeigen, scheinen hier Wechselwirkungen mit dem Strömungsfeld der Ssa -Tide hervorzutreten. Letzteres ist konsistent mit den in Tabelle 8 aufgelisteten Drehimpulsamplituden $tsim = \text{Lauf 3-Lauf 2c}$. Hiernach liefert die Sa -Tide bei den Relativdrehimpulsen lediglich in der x_2 -Komponente geringfügig höhere Amplituden als die Ssa ; in der x_1 - und x_3 -Komponente überwiegen dagegen deutlich die halbjährlichen Amplituden die annuellen.

Niederfrequente Modulationen sind insbesondere in den axialen Beiträgen ausgeprägt. Während den Schwingungen der horizontalen massenbedingten Anregungen infolge ihrer Periodenlänge nahe beziehungsweise über zwanzig Jahren in Anbetracht der Länge des Simulationszeitraumes keine Signifikanz beigemessen werden darf (und auch ein Bezug der χ_2 -Modulation zur Periode des Mondbahnknotens als gewagt erscheint), erinnern die langperiodischen Oszillationen bei χ_3 mit Schwingungsdauern nahe sieben Jahren an die bereits im Zusammenhang mit den Auflast- und Selbstanziehungseffekten festgestellten massenbedingten χ_3 -Variationen (vgl. Abb. 27). Diese siebenjährige Oszillation ist daher keine für die Wechselwirkungen typische, sondern als eine dem reinen Zirkulationssystem eigene Charakteristik zu verstehen. Die axiale atmosphärische Drehimpulskomponente, die aus den ECHAM3-Feldern berechnet wurde, zeigt im Waveletspektrum für Perioden nahe sieben Jahren schwache Energieakkumulationen im Zeitraum von 1970 bis 1990 [Brosche et al., 2000; Elberskirch und Hense, 1998]. Es ist deshalb naheliegend, die Ursache der niederfrequenten Axialschwingung in den atmosphärischen Antrieben zu sehen, die das Signal in den Ozean transportieren, wo es dann – realistisch physikalisch oder auch als numerisches Artefakt – verstärkt wird. Während die von Nichtlinearitäten produzierte Modulation im χ_3 -Massenterm bezüglich der absoluten Anregungen nur gering phasenverzögert ist und damit signalverstärkend wirkt, ist ihr Effekt beim χ_3 -Strömungsterm dämpfend, da nichtlineare und totale Anregungen weitgehend außer Phase sind. Dementsprechend tritt die Modulation im χ_3 -Massenterm des Simultanexperiments weitaus deutlicher hervor als in den von Strömungen verursachten axialen Anregungen.

Nach Thomas et al. [2001] sind von den kombinierten Effekten von Auflast, Selbstanziehung sowie nichtlinearen Wechselwirkungen Beeinflussungen ozeanischer Anregungen zu erwarten, die etwa 8 % des totalen von der Zirkulation und den Gezeiten verursachten Signals betragen. Die hier erfolgte getrennte Behandlung beider Sekundäreffekte stellt heraus, dass – in sehr grober Vereinfachung – auf subsaisonalen Zeitskalen bis hin zu Perioden von wenigen Jahren vom Sekundärpotential eine etwa doppelt so starke relative Beeinflussung des Strömungs- wie auch des Massenterms ausgeht als von nichtlinearen Wechselwirkungen. Die mit beiden Effekten einhergehenden Modifikationen der Meeresoberflächentopographie, die exemplarisch in den Abschnitten 4.2.2.3 und 4.3 vorgestellt wurden (vgl. Abb. 11 und 13), konnten eine umgekehrte Gewichtung ver-

muten lassen; denn die durch Auflast und Selbstanziehung verursachten ζ -Variationen betragen mit maximal 10 cm nur etwa die Hälfte der durch Nichtlinearitäten hervorgerufenen Höhenänderungen. Die beiden in Abbildung 13 dargestellten Beispiele zeigen jedoch auch, dass – im Unterschied zu den vom Sekundärpotential verursachten maximalen Variationen – die auf Nichtlinearitäten zurückzuführenden Bereiche maximaler Höhenänderungen im zirkumpolaren Gürtel weitgehend stationär und infolge der Polnähe für die Anregung von Rotationsschwankungen wenig effizient sind.

Bei der zukünftigen Modellierung ist damit zunächst dem Auflast- und Selbstanziehungseffekt der zirkulationsbedingten Massenumverteilungen besondere Beachtung zu schenken. Die hier angewandte Parametrisierung letzteren Sekundäreffektes mithilfe des massenproportionalen Ansatzes (55) darf infolge seiner Einfachheit sicher lediglich als erste Schätzung des Effektes verstanden werden. Von dem hier erhaltenen Hinweis auf die Bedeutung des Sekundärpotentials für die aus der Zirkulation berechneten Integralgrößen ist zu erhoffen, dass er Anstoß gibt sowohl für verfeinerte, aber auch vom Rechenaufwand vertretbare Parametrisierungen von Auflast und Selbstanziehung im baroklinen Ozean. Obwohl die von nichtlinearen Wechselwirkungen verursachten Anregungsbeiträge diejenigen des Sekundärpotentials deutlich unterschreiten, kommt den von Nichtlinearitäten ausgehenden Einflüssen auf die Erdrotation doch eine höhere Bedeutung zu als der Wirkung langperiodischer Tiden, wie bereits der optische Vergleich der Darstellungen 18 und 28 zeigt. Die Modellschätzungen führen damit zu dem Schluss, dass auf Zeitskalen von einem Monat bis zu mehreren Jahren die primären ozeanischen Tiden weitaus geringere Rotationsschwankungen nach sich ziehen als die von Auflast und Selbstanziehung der Wassermassen verursachten „Sekundäreinflüsse“.

5.5.2 Dekomposition der Integralgrößen - Ein Beispiel

Ausgehend von der windgetriebenen und thermohalinen Zirkulation wurden bei der bisherigen Diskussion ozeanischer Integralgrößen sukzessive weitere, bislang in dieser Weise noch nicht berücksichtigte physikalische Prozesse hinzugefügt, um deren Einfluss auf die mit der Erdrotation im Zusammenhang stehenden Parameter zu schätzen. Diese synthetische Vorgehensweise, die im transienten Simultanfeld von Zirkulation und lunisolaren Gezeiten mündete, erlaubte damit ebenso wie die vorausgegangene separate Behandlung der Gezeitendynamik bereits eine begrenzte Identifikation von Erdrotationsschwankungen verursachenden physikalischen Prozessen. Am Beispiel axialer Schwankungen, dargestellt als Variationen der Tageslänge, wird im folgenden stellvertretend aufgezeigt, inwieweit die derzeitige Konzeption des Modells eine Identifikation und Lokalisierung physikalischer Prozesse durch Beschreiten des umgekehrten, d.h. analytischen Weges erlaubt.

Auf Zeitskalen zwischen einem Monat und mehreren Dekaden sind nach Abbildung 28 im Simultanfeld axiale Schwankungen zu etwa 20 % auf Variationen des Strömungsfeldes, zu etwa 80 % auf Umverteilungen der ozeanischen Wassermassen zurückzuführen. Die entsprechenden (blauen) χ_3 -Kurven dieser ersten, implizit bereits im vorausgegangenen Abschnitt durchgeführten Effektseparation zeigen neben dem dominierenden Jahressignal und der niederfrequenten Modulation transiente, kurzzeitig auftretende Ereignisse,

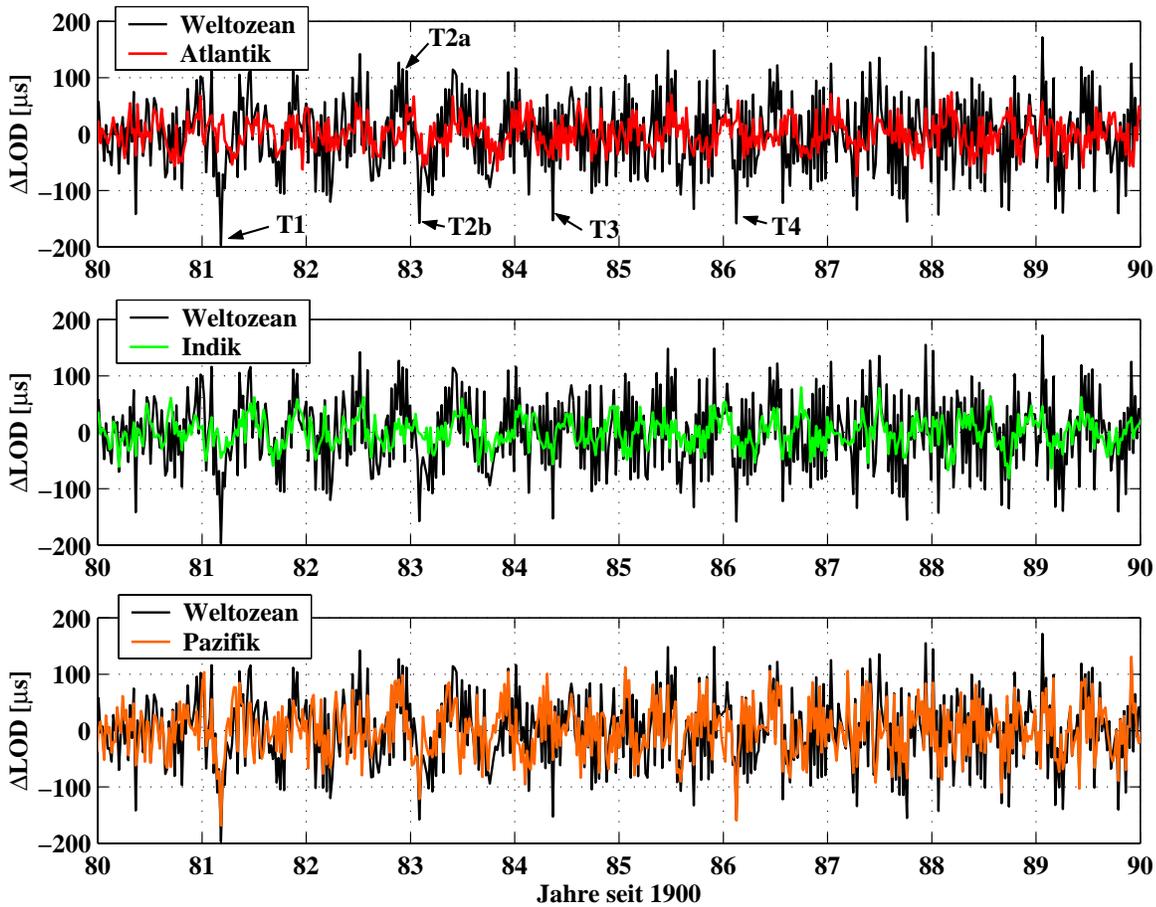


Abbildung 29: Ozeanisch induzierte Tageslängenvariationen ΔLOD als Resultat des Simultanexperimentes 3. Die weltozeanische Kurve sowie die den einzelnen Ozeanen zuzuordnenden Beiträge wurden zur Elimination des Jahresganges und der siebenjährigen Modulationsperiode bandpassgefiltert.

die sich vornehmlich in einer Anomalie zur mittleren annuellen Oszillation manifestieren. Zur Hervorhebung der anomalen Ereignisse wurde deshalb der mittlere Jahresgang der totalen χ_3 -Anregungen des Simultanexperimentes ebenso wie die niederfrequente Modulation mit einer Periodendauer nahe sieben Jahren eliminiert. Das verbleibende Signal wurde in die von den einzelnen Ozeanen geleisteten Beiträge zerlegt, so dass im Falle einer lokal begrenzten Anomalie eine Identifikation des die Störung verursachenden Ozeans möglich ist. Für das Zeitintervall von 1980 bis 1990 sind in Abbildung 29 die um die Schwebung und den mittleren Jahresgang reduzierten totalen Axialvariationen des Simultanlaufes in Form von Tageslängenvariationen ΔLOD den nach Ozeanen separierten Anteilen unterlegt.

Da einerseits die pazifischen Wassermassen die Summe aus atlantischen und indischen übersteigt, andererseits die beträchtliche Ost-West-Ausdehnung des Pazifiks insbesondere im äquatorialen Bereich nach (64) im Zusammenhang mit (31) eine gute Voraussetzung

ist für eine besonders effektive Einflussnahme auf die dritte Komponente des Erdrotationsvektors, werden die wesentlichen Charakteristiken der dargestellten Tageslängenschwankungen vom Pazifischen Ozean aufgeprägt. Deutlich schwächer sind die Signale aus dem Atlantischen und Indischen Ozean, wobei letztere Ozeane Tageslängenvariationen von ähnlicher Größe verursachen.

Die in der obersten Teilabbildung exemplarisch markierten Ereignisse zu den Zeitpunkten T1, T2a und T2b sowie T4 sind maßgeblich auf Prozesse im Pazifik zurückzuführen. Zum Zeitpunkt T1 wird der die Erdrotation beschleunigende Prozess im Pazifik unterstützt durch einen ebenfalls, allerdings schwachen beschleunigenden Beitrag aus dem Indischen Ozean, wohingegen der Atlantik bremsend wirkt. Das relative Minimum zu T4 der weltozeanischen schwarzen Kurve findet seinen Ursprung in einem intensiv die Rotation beschleunigenden pazifischen Ereignis, das – bei neutralem Verhalten des Indischen Ozeans – leicht gedämpft wird durch einen entgegen gerichteten Beitrag des Atlantiks. Die Zerlegung offenbart aber auch, dass das Minimum der schwarzen Kurve zum Zeitpunkt T3 nicht das Ergebnis eines intensiven Prozesses in einem der Ozeane ist, sondern aus gleich gerichteten gemäßigten Beiträgen aus allen drei Ozeanen resultiert.

Wird das in der untersten Teilabbildung von 29 dargestellte pazifische Signal um die von Gezeiten, dem Sekundärpotential und nichtlinearen Wechselwirkungen verursachten Anteile reduziert, so verbleiben die in der obersten Teilabbildung von 30 orange dargestellten Variationen. Letztere entsprechen dem pazifischen Massenterm der Simulation 2b nach Elimination des mittleren Jahresganges sowie der niederfrequenten Modulation. Der Vergleich mit der wiederum das absolute weltozeanische Signal des Simultanlaufes 3 repräsentierenden schwarzen Kurve zeigt, dass zahlreiche Charakteristiken der weltozeanisch verursachten Tageslängenvariationen ihren Ursprung in zirkulationsbedingten pazifischen Massenumverteilungen finden. Wird des weiteren auch der auf atmosphärischen Druckantrieb zurückzuführende Anteil entfernt (mittlere Teilabbildung von 30), so verschwinden insbesondere die markanten Extrema zu den Zeitpunkten T1, T2a, T2b und T4, weshalb atmosphärische Druckanomalien als wesentlicher Transporteur intensiver transients Tageslängenschwankungen identifiziert werden können.

Die dominante Rolle des Pazifiks bei ozeanisch induzierten Variationen der Tageslänge ist nicht auf die druckgetriebenen Prozesse beschränkt, sondern manifestiert sich ebenso in den Schwankungen, die mit der thermohalinen und windgetriebenen Zirkulation einhergehen. Dies verdeutlicht die untere Teilabbildung von 30, wo die Tageslängenvariationen infolge pazifischer Massenverlagerungen der Simulation 2a dem totalen weltozeanischen Schwankungen des Laufes 2a gegenübergestellt sind. Ein Korrelationskoeffizient von $\mu = 0,68$ bestätigt hier den optischen Eindruck einer starken Wechselbeziehung beider Kurven.

Die ausgeprägten ΔLOD -Amplituden sowohl im weltozeanischen als auch im pazifischen Signal zur Jahreswende 1982/1983, markiert in Abbildung 29 mit T2a und T2b, legen einen engen Zusammenhang mit der „El Niño Southern Oscillation“ (ENSO) nahe. *Rosen et al.* [1984] untersuchen die Auswirkungen dieser in jüngerer Zeit stärksten El Niño Phase auf die atmosphärische Drehimpulsbilanz und beleuchten Aspekte hinsichtlich des Bezuges zu beobachteten Rotationsschwankungen. *Stuck* [2001] stellt die Signifikanz der

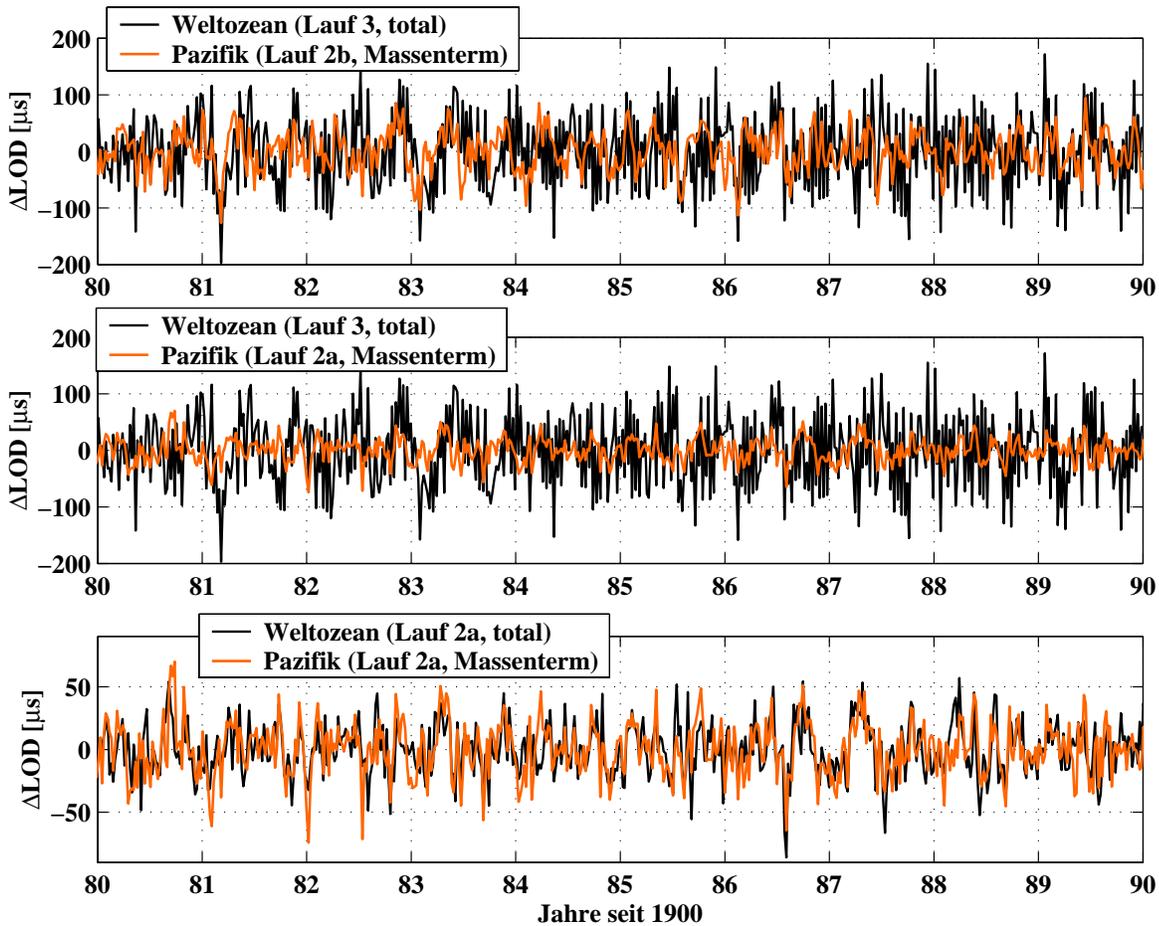


Abbildung 30: Ozeanisch induzierte Tageslängenvariationen ΔLOD . In der oberen Abbildung sind die aus dem Lauf 3 resultierenden massen- und strömungsbedingten weltozeanischen Variationen dem pazifischen Massenterm der Simulation 2b bei Berücksichtigung atmosphärischen Druckantriebes gegenübergestellt, in der mittleren Abbildung dem pazifischen Massenterm bei Vernachlässigung von Atmosphärendruck (Lauf 2a). Die untere Darstellung gibt die weltozeanischen totalen sowie die pazifischen massenbedingten Änderungen infolge windgetriebener und thermohaliner Zirkulation wieder. Zur Elimination des Jahresganges und der siebenjährigen Modulationsperiode wurden die Zeitreihen bandpassgefiltert.

ENSO in den Simulationsergebnissen der ECHAM3-Initialisierungen heraus, die über die untere Randbedingung von den beobachteten Meeresoberflächentemperaturen und deren Anomalien produziert werden, und behandelt die hierdurch hervorgerufenen Variationen des axialen atmosphärischen Drehimpulses. Das Vorhandensein der El Niño Phase zur Jahreswende 1982/1983 in der hier zum Antrieb des Ozeans verwendeten Modellatmosphäre darf deshalb vorausgesetzt werden.

Die mit dem El Niño verbundene positive bodennahe atmosphärische Druckanomalie über Südostasien und dem westlichen Pazifik sowie die gleichzeitige negative Druckan-

omalie im östlichen Pazifik führt zu einer Verringerung des Ost–West–Gradienten des Atmosphärendruckes und damit zu einer Abschwächung der westlich gerichteten Passatwinde. Bei Annahme einer von der ECHAM3–Modellatmosphäre angemessenen Reproduktion dieses Mechanismus ist vom Modellozean – entsprechend der Beobachtung – ein reduzierter Auftrieb von kühlem Wasser im Ostpazifik zu erwarten, was positive Temperaturanomalien in der tropischen ostpazifischen Deckschicht nach sich zieht. Als Maß für die angemessene Reproduktion der ozeanischen Charakteristika der El Niño Phase wurden deshalb die Abweichungen der Oberflächentemperatur im Dezember 1982 vom über die Dezembermonate der letzten fünfzehn Simulationsjahre des Laufes 2b ermittelten mittleren Temperaturfeld berechnet. Gemäß der linken Teilabbildung von 31 treten deutlich die anomalen Erwärmungen vor äquatornahen südamerikanischen Küsten hervor, die sich westwärts bis in den zentralen Pazifik erstrecken. Da ferner die maximalen Anomalien im Bereich von $4\text{ }^{\circ}\text{C}$ ebenso wie die anomalen Temperaturerniedrigungen in höheren Breiten im Einklang mit der Beobachtung stehen, kann von einer realistischen Wiedergabe des El Niño auch seitens des Ozeanmodells ausgegangen werden. Die dargestellten Temperaturanomalien sind Ausdruck und Folge eines modifizierten tropischen Strömungs- und Massenfeldes des Ozeans wie auch der Atmosphäre. Der typische dipolare Ost–West–Charakter sowie die Äquatornähe des El Niño–Ereignisses begünstigen eine Einflussnahme auf die axiale Drehimpulskomponente im atmosphärisch–ozeanischen System. In den beobachteten Tageslängenschwankungen schlagen sich deutlich die Auswirkungen dieser Drehimpulsänderungen zu Beginn des Jahres 1983 nieder (rechte Teilabbildung von 31). Auf Zeitskalen von Stunden bis einigen Jahren dominiert

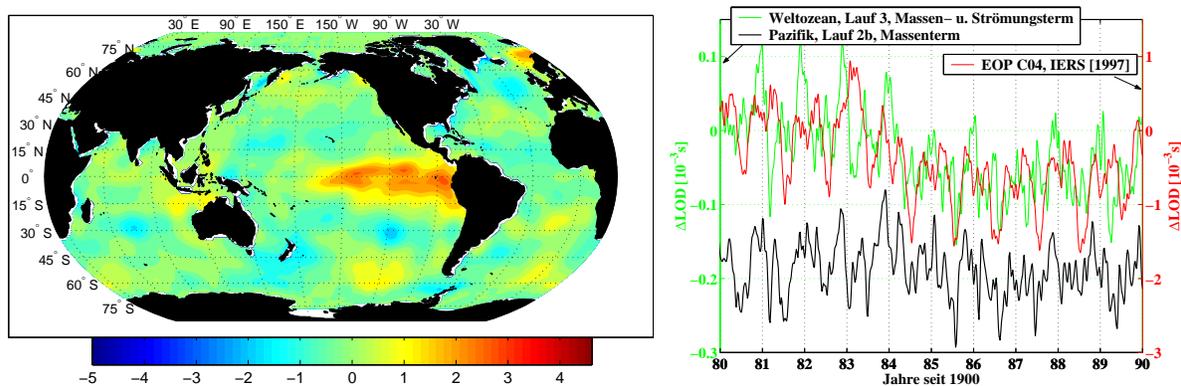


Abbildung 31: Links: Simulierte Anomalien der Meeresoberflächentemperatur [$^{\circ}\text{C}$] im Dezember 1982 als Resultat des Laufes 2b. Rechts: Mit einer Cutoff–Periode von 30 Tagen tiefpassgefilterte Tageslängenschwankungen ΔLOD . Die rote Kurve repräsentiert die beobachteten integralen Variationen, die grüne die totalen weltozeanischen Einflüsse als Ergebnis des Simultanlaufes 3, die schwarze die auf zirkulationsbedingte Massenverlagerungen im Pazifik zurückzuführenden Änderungen. Die simulierten Kurven sind gemäß der vertikalen Skalierung gegenüber den Beobachtungen zehnfach überhöht, die schwarze Kurve ist zudem vertikal um einen konstanten Betrag in negative Richtung verschoben.

der Einfluss der Atmosphäre auf die Rotationsgeschwindigkeit der Erde und vermag bis zu 80 % der beobachteten Variationen zu erklären (s. z.B. *Rosen* [1993] und *Salstein and Rosen* [1986]). Da sich infolgedessen die Beobachtungszeitreihe und die ozeanisch induzierten Tageslängenschwankungen um etwa eine Dimension unterscheiden, sind in der rechten Teilabbildung von 31 die hinzugefügten ozeanischen Modellresultate zehnfach gegenüber den Beobachtungen überhöht dargestellt, was die unterschiedliche vertikale Skalierung verdeutlicht. Die Gegenüberstellung der Beobachtungen mit den im Rahmen des Simultanexperimentes 3 bestimmten totalen weltozeanischen Einflüssen (grüne Kurve) zeigt, dass die ozeanische annuelle Oszillation, insbesondere in der ersten Hälfte der achtziger Jahre, den Beobachtungen um mehrere Monate vorauseilt. Dem ausgeprägtesten Maximum der Beobachtungszeitreihe während der ersten Monate des Jahres 1983, das einen engen Zusammenhang mit dem El Niño von 1982/1983 vermuten lässt, geht gegen Ende 1982 ein signifikantes ozeanisches Signal voraus. Die Reduktion der weltozeanisch induzierten Variation auf den Beitrag, der allein aus zirkulationsbedingten Massenverlagerungen im Pazifik resultiert (schwarze Kurve), bringt erneut die bedeutende Rolle des Pazifiks bei der Entwicklung dieses Maximums zum Ausdruck. Das aus den beiden oberen Teilabbildungen von 30 gewonnene Vorwissen stellt jedoch heraus, dass nicht die anomalen Deckschichttemperaturen, sondern Anomalien der pazifischen druckgetriebenen Zirkulation maßgeblich die Verantwortung für die weltozeanischen Variationen im genannten Zeitraum tragen. Zwar sind Modifikationen der Oberflächentemperaturen aufgrund ihrer mit fernerkundlichen Methoden geeigneten Messbarkeit sowie ihrer sozioökonomischen Auswirkungen das relevante Maß für die ENSO-Phase, doch schlagen sich derartige Anomalien gemäß der mittleren und unteren Abbildung in 30 nur geringfügig in den aus dem Dichtefeld berechneten Massentermen des ozeanischen Drehimpulses nieder. Begünstigt durch die hier vorgenommene sterische Korrektur gehen temperaturbedingte ozeanische Dichteanomalien einher mit kompensierend wirkenden Höhenanomalien, weshalb die aus der Integration des Massenfeldes bestimmten Größen nur eine schwache, gedämpfte Modifikation erfahren. Letzteres kommt damit einem kleinskaligeren Analogon der infolge von Salzgehaltsanomalien merklich differierenden mittleren Meereshöhen im Pazifik und Atlantik gleich (vgl. Abb. 2). Am Beispiel der ebenfalls aus der Massenintegration berechneten Bewegungen des ozeanischen Schwerpunktes wird dieser Effekt der Kompensation von Dichteschichtung und Meereshöhen bei *Thomas und Sündermann* [1998] behandelt.

Infolge der untergeordneten Rolle des Ozeans hinsichtlich der integralen Schwankungen des axialen Drehimpulses ist eine Identifikation ozeanisch verursachter Tageslängenschwankungen anhand der beobachteten Variationen frühestens nach Subtraktion des atmosphärischen Beitrages möglich. Zwar erlauben in jüngerer Zeit die Methoden der Fernerkundung, vornehmlich die der Altimetrie, eine mit Ausnahme der küstennahen Randbereiche nahezu flächendeckende und präzise Beobachtung ozeanischer Höhenanomalien, doch ist hieraus nur eine bedingte Schätzung der ozeanischen Massenverlagerungen sowie des geostrophischen Strömungsfeldes möglich. Die oben genannte teilweise Kompensation von Massen- und Höhenanomalien fordert eine Betrachtung der ozeanischen Variabilität in einem dreidimensionalen Sinne. In Anbetracht der eingeschränkten

Beobachtungsmöglichkeiten des inneren Ozeans können Modellstudien hier (weiterhin) einen wichtigen Beitrag zur Identifikation und Lokalisierung von auf die Geodynamik Einfluss nehmenden Prozessen leisten.

5.6 Drehimpulsbilanz des Teilsystems Atmosphäre-Ozean

Änderungen von Richtung und Betrag des Erdrotationsvektors reflektieren stets den integralen Effekt aller geosphärischen Massen- und Strömungsvariationen. Auf Zeitskalen von Stunden bis mehreren Jahren sind Relativbewegungen und Massenverlagerungen in Atmosphäre und Ozean für den dominanten Anteil gemessener Polbewegungen und Tageslängenänderungen verantwortlich. Eine Qualitätsprüfung der hier modellierten ozeanischen Anregungen anhand der beobachteten Erdrotationsparameter ist deshalb erst bei Einbeziehung atmosphärischer Drehimpulsvariationen möglich. Die Teilbilanzierung des atmosphärisch-ozeanischen Systems erfordert prinzipiell eine Konsistenz der verschiedenen physikalischen Flüsse an der dem Ozean und der Atmosphäre gemeinsamen Grenzfläche. Zur Gewährleistung dieser Korrespondenz werden folglich die Drehimpulsvariationen der Atmosphäre herangezogen, die auch zum Antrieb der ozeanischen Zirkulationsdynamik Verwendung fand.

Die von der ECHAM3-Atmosphäre und dem Modellozean induzierten Tageslängenschwankungen wurden bei *Brosche et al.* [2000] der Beobachtungszeitreihe von *Vondrak et al.* [1995] gegenübergestellt. Anhand einer multiplen linearen Regression zwischen den einzelnen atmosphärischen und ozeanischen Drehimpulsvariationen und den Beobachtungsdaten konnte herausgestellt werden, dass Modellatmosphäre und -ozean etwa 30 % der beobachteten Tageslängenvariationen zu erklären vermögen. Nach Herausfilterung der Jahresschwingung sank die erklärte Varianz auf 10 %, wobei 3 % den ozeanischen Anregungen zuzuschreiben sind. Die Steigerung der erklärten Varianz bei Hinzunahme ozeanischer Anregungen ist hierbei vornehmlich auf den gezeitenbedingten ozeanischen Relativdrehimpuls zurückzuführen. Wenngleich der prozentuale Anteil der erklärten Variabilität der Tageslänge zunächst als gering eingestuft werden mag, ist das bei *Brosche et al.* [2000] erzielte Resultat insofern bemerkenswert, als dass infolge des Antriebes des Atmosphärenmodells ausschließlich mit beobachteten Meeresoberflächentemperaturen und Eisbedeckungen sowie in Anbetracht des chaotischen Verhaltens der atmosphärischen Dynamik im hochfrequenten Bereich lediglich eine Kohärenz von Simulation und Beobachtung auf der interannuellen Zeitskala zu erwarten ist.

Marcus et al. [1998] stellten unter Heranziehung von Simulationsergebnissen, die mit dem „Modular Ocean Model“ (MOM) [*Pacanowski et al.*, 1993] und dem „Miami Isopycnal Coordinate Ocean Model“ (MICOM) [*Bleck et al.*, 1989] bei Antrieb ausschließlich durch Windschubspannungen und Wärmeflüssen erzielt wurden, die Bedeutung der ozeanischen Zirkulation hinsichtlich der Tageslängenschwankungen auf subdekadischen Zeitskalen heraus. Nach Reduktion der beobachteten Tageslängenschwankungen um den atmosphärischen Beitrag, der aus Daten des „Special Bureau for the Atmosphere“ des IERS ermittelt wurde, geben *Marcus et al.* [1998] eine erklärte Varianz von 42 % im Falle des MICOM und von 35 % im Falle des MOM an. Es sei allerdings bemerkt, dass die simulierten ozeanischen Drehimpulse und damit auch die Analysen einen Zeitraum

von lediglich drei Jahren überdecken.

Johnson et al. [1999] konnten hinsichtlich axialer Anregungen nur schwache Korrespondenzen zwischen modellierten ozeanischen und beobachteten Schwankungen nach Subtraktion atmosphärischer Drehimpulse feststellen, was dort vornehmlich mit numerischen Unsicherheiten bei der Differenzbildung beobachteter und atmosphärischer Datensätze begründet wird; denn infolge der atmosphärischen Dominanz bei der Anregung von Tageslängenvariationen verbleiben nur Restbeträge in der Größenordnung von einigen Prozent des beobachteten ursprünglichen Signals, weshalb Beobachtungsfehler und Ungenauigkeiten bei der Schätzung des atmosphärischen Beitrages besonders hervortreten. *Höpfner* [2001] bilanziert atmosphärische, ozeanische und hydrologische Drehimpulsvariationen im Hinblick auf saisonale Komponenten beobachteter Tageslängenvariationen. Für die ozeanische Komponente werden die auch von *Marcus et al.* [1998] verwendeten dreijährigen Drehimpulszeitreihen des MICOM sowie die letzten zwanzig Simulationsjahre des in der vorliegenden Arbeit vorgestellten Zirkulationslaufes 2a bei Vernachlässigung atmosphärischen Druckantriebes herangezogen. Mit letzteren und einer invers barometrisch korrigierten Atmosphäre kann *Höpfner* [2001], der die Quantifizierungen auf halb- und ganzjährige Variationen beschränkt, die Bilanz schließen, woraus er eine realistischere Reproduktion der Zirkulationsdynamik seitens des Laufes 2a im Vergleich zu den MICOM-Simulationen schließt.

Wünsch [2000] vergleicht bei der Analyse semiannueller und annueller Variationen aller drei Rotationsvektorkomponenten die von verschiedenen ozeanischen Zirkulationsmodellen gelieferten Beiträge. Neben den in Abschnitt 5.2.2 skizzierten Modellresultaten von *Ponte et al.* [1998], die das MIT-Modell verwendeten, und *Johnson et al.* [1999], die Simulationen mit dem POCM durchführten, betrachtet *Wünsch* [2000] – im Unterschied zu *Höpfner* [2001] – Ergebnisse der Simulation 2b, in der atmosphärischer Druckantrieb Berücksichtigung findet. Gemessen an den aus der EOP C04-Beobachtungsreihe und den atmosphärischen Drehimpulsen gemäß der NCEP-Reanalysen berechneten Differenzen erscheinen die aus dem Lauf 2b resultierenden Ellipsen der Polbewegungsanregung als überhöht, wohingegen das POCM stets die Wirkung des Ozeans unterschätzende Beiträge liefert. Im allgemeinen gute Übereinstimmung erhält *Wünsch* [2000] für das MIT-Resultat. Da *Ponte et al.* [1998] zum Antrieb des Ozeanmodells ebenfalls die NCEP-Reanalysedaten benutzten, kann letzteres als Konsequenz der dynamischen Konsistenz atmosphärischer und ozeanischer Datensätze gedeutet werden. Die in Abschnitt 5.4.3 dargelegten Ergebnisse legen im Zusammenhang mit Abbildung 25 nahe, dass der vom Ozeanmodell berücksichtigte atmosphärische Druckeffekt maßgeblich die für den Lauf 2b geäußerten Überhöhungen zu verantworten hat, weil der vom Druck verursachte Anregungsbeitrag nicht von der invers barometrischen NCEP-Atmosphäre kompensiert wird. In Abschnitt 5.4.3 wurde prognostiziert, dass wesentliche Anteile der von atmosphärischen Druckanomalien verursachten ozeanischen Anregung in Abhängigkeit von der Gültigkeit der invers barometrischen Approximation bei der Überlagerung mit den atmosphärischen ECHAM3-Anregungsbeiträgen kompensiert werden. Zur Prüfung dieser Annahme wurden deshalb als Fortführung der bei *Brosche et al.* [2000] vorgestellten Superposition der atmosphärisch und ozeanisch induzierten Tageslängenschwankungen die horizontalen Anregungskomponenten des unter dem Einfluss des Atmosphärendruckes

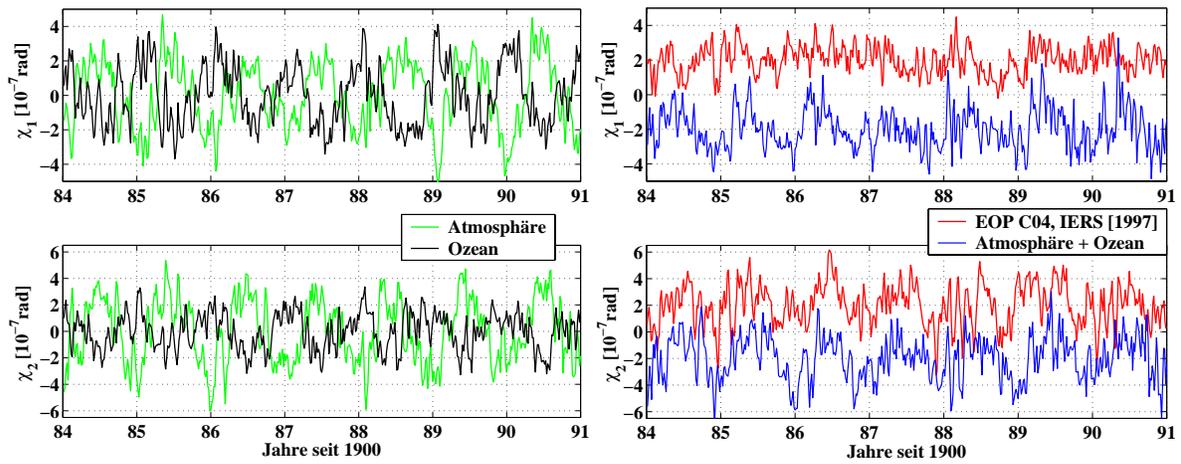


Abbildung 32: Links: Von der ECHAM3-Atmosphäre und dem ozeanischen Simultanfeld von Zirkulation und Gezeiten (Lauf 3) verursachte totale horizontale Anregungen $\chi_{1,2}$. Rechts: Vergleich der linearen Superposition atmosphärisch und ozeanisch induzierter Anregungen mit den aus der Beobachtungszeitreihe EOP C04 [IERS, 1997] berechneten geodätischen Anregungen. Alle Zeitreihen wurden tiefpassgefiltert mit einer Cutoff-Periode von 13 Tagen.

stehenden Modellozeans mit den Anregungen der nicht invers barometrisch korrigierten ECHAM3-Atmosphäre überlagert. Die atmosphärischen Daten basieren auf den in Abschnitt 5.2.3 erwähnten, von *Stuck* [2001, pers. Mitteilung] vorab zur Verfügung gestellten äquatorialen Drehimpulszeitreihen, die den Zeitraum von 1984 bis einschließlich 1990 überdecken.

In der linken Darstellung von Abbildung 32 sind die resultierenden Horizontalkomponenten der atmosphärischen Anregungen χ zusammen mit den entsprechenden ozeanischen Anregungen des Simultanexperimentes 3 aufgetragen. Da Jahresschwingung sowie subannuelle Variationen beider Teilsysteme deutlich gegeneinander phasenverschoben sind, deutet bereits der optische Eindruck auf eine gegenseitige Kompensation atmosphärischer und ozeanischer Anregungsbeiträge im Falle einer linearen Superposition. Eine Bestätigung findet die geäußerte Prognose in der rechten Teilabbildung von 32, wo das Resultat der Addition der Beobachtungszeitreihe EOP C04 [IERS, 1997] gegenübergestellt ist. Nach Abschnitt 5.4.3 reflektieren die horizontalen druckbedingten Anregungen instantan etwa 85 % der theoretisch aus den atmosphärischen Druckanomalien bestimmten Anregungen, woraus ein quasi-invers barometrisches Verhalten der Meeresoberfläche geschlossen werden konnte. Der Relation (72) ist zu entnehmen, dass der Anregungsbeitrag, der im Zusammenhang mit einer instantanen invers barometrischen Reaktion des Ozeans steht, bei Überlagerung mit der Atmosphäre neutralisiert wird. Die gegenüber den Einzelsignalen gedämpften atmosphärisch-ozeanischen Anregungen der rechten Darstellung in 32 können damit einerseits als Konsequenz der quasi-invers barometrischen Reaktion des Ozeans auf Anomalien des Atmosphärendruckes verstanden werden; an-

dererseits zeigt das skizzierte Beispiel aber auch, wie sensitiv die Superposition beider Teilsysteme insbesondere im Hinblick auf die Konsistenz des von beiden Systemen an der gemeinsamen Grenzfläche angenommenen Atmosphärendruckes ist. Sollen die nicht invers barometrischen Anteile bei einer Bilanzierung mit der Atmosphäre einbezogen werden, so ist zwingend ein Abgleich der Druckfelder beider Systeme erforderlich, da nicht konsistente Druckfelder nach (72) nicht nur eine mögliche realistische Kompensation atmosphärischer und ozeanischer Anregungen verhindern, sondern auch unrealistische, d.h. fehlerhafte Beiträge zu erzeugen vermögen. Die enge Korrelation von Atmosphärendruck und Windfeldern lässt es allerdings fraglich erscheinen, die Schaffung der Konsistenz von Atmosphärenfeldern und ozeanischen Antrieben auf die Druckkomponente beschränken zu können.

Wenngleich gemäß Abbildung 32 (rechts) die Anregungen, die von der ECHAM3-Atmosphäre und dem Modellozean gemeinsam verursacht werden, vornehmlich bei χ_1 noch gegenüber der Beobachtung als überhöht erscheinen, werden zahlreiche Charakteristiken des aus den Messungen abgeleiteten Signals wiedergegeben. Die weitgehende qualitative Korrespondenz von theoretischer Modellösung und den aus der Beobachtung abgeleiteten χ -Funktionen deutet insgesamt auf eine realitätsnahe Reproduktion der atmosphärisch-ozeanischen Strömungs- und Massenvariabilität und damit schließlich auch auf eine – im integralen Sinne – realistische transiente ozeanisch-atmosphärische Modelldynamik hin. Diese durchaus optimistisch positive Bewertung ist stets vor dem Hintergrund einer – mit Ausnahme der unteren Randbedingung der Atmosphärensimulation – rein theoretischen Näherung zu sehen, deren Resultat hier mit einer methodisch vollständig unabhängigen Lösung verglichen wurde, die zudem auch über die atmosphärisch-ozeanischen Wirkungen hinausgehende Einflüsse enthält.

Eine umfassende quantitative Analyse der an dieser Stelle nur qualitativ skizzierten Bilanzierung dynamisch konsistenter atmosphärischer und ozeanischer Anregungen erfolgt derzeit anhand eines freien Kreisellmodells im Rahmen des von der Deutschen Forschungsgemeinschaft unterstützten Vorhabens „Erdrotationsvektor“ unter geodätischer, meteorologischer und ozeanographischer Beteiligung, wo Änderungen der instantanen Richtung und des Betrages des Rotationsvektors auf Zeitskalen von Stunden bis Dekaden behandelt werden.

6 Zusammenfassung

Lange Version

Mit einem baroklinen Simultanmodell für Zirkulation und Gezeiten wurden die transienten Einflüsse des Weltozeans auf für die Erdrotation relevante Integralgrößen untersucht. Unter Verwendung realistischer atmosphärischer Antriebe aus ECHAM3-T21 Klimasimulationen und des vollständigen lunisolaren Gezeitenpotentials fanden hierbei nichtlineare Wechselwirkungen zwischen Zirkulation und Gezeiten, aus Auflast und Selbstanziehung der Wassermassen resultierende Sekundäreffekte sowie atmosphärischer Druckantrieb und sterisch bedingte Ausdehnungsprozesse Berücksichtigung. Neben einer lokalen wie auch physikalischen Separation ozeanischer Einflüsse auf die Erdrotation war somit erstmals eine Prüfung der Zulässigkeit der traditionell bei globalen numerischen Ozeanmodellen vollzogenen Trennung von Zirkulation und Gezeiten möglich.

Die Güte der reproduzierten Massen- und Strömungsverteilungen wurde zunächst anhand unabhängiger Lösungen geprüft. Der quantitative Vergleich des simulierten Gezeitenfeldes mit einem Beobachtungsdatensatz pelagischer Pegel zeigte, dass trotz der verhältnismäßig geringen Modellauflösung von $1,875^\circ$ in Länge und Breite und einem Zeitschritt von einer Stunde die ermittelten Regressionskenngrößen der im Weltozean dominierenden Tiden sich nur geringfügig von denen unterscheiden, die freie Partialtidenmodelle bei deutlich höherer Raum-Zeit-Auflösung liefern. Eine merkliche Beeinflussung der Gezeitendynamik durch die simultan modellierte Zirkulation äußerte sich lediglich bei den zonalen langperiodischen Tiden, insbesondere bei halb- und ganzjährigen Gezeiten infolge ihrer Nähe zu saisonalen meteorologischen Perioden.

Aus der Gegenüberstellung von mittleren Verteilungen der modellierten thermohalinen und windgetriebenen Zirkulation mit das Massen- und Strömungsfeld repräsentierenden Beobachtungsdaten konnte die realitätsnahe Wiedergabe großskaliger Strukturen der Zirkulation geschlossen werden. Wenngleich nicht der mittlere Zustand, sondern ausschließlich Anomalien von diesem zur Anregung von Rotationsschwankungen führen, ist die Qualität der Reproduktion mittlerer Niveaus doch ein Indikator für eine angemessene Erfassung der für die ozeanische Dynamik und typischer Phänomene verantwortlichen Prozesse. Diese Folgerung fand ihre Unterstützung in der anschließenden Darstellung von Momentanverteilungen der Meeresoberflächentopographie, anhand derer die Wirkung der bei der Zirkulationsmodellierung neu einbezogenen Prozesse aufgezeigt wurde. So wies beispielsweise die weitgehende Entsprechung der modellierten sterischen Höhenanomalien und der methodisch unabhängig aus TOPEX/Poseidon-Altimeterdaten ermittelten Anomalien der Meereshöhe darauf hin, dass einerseits die beobachteten Anomalien vornehmlich verursacht werden durch dichtebedingte Expansionsprozesse, andererseits der hier verwendete Parametrisierungsansatz in realistischer Weise die sterisch bedingten Massenumverteilungen wiederzugeben vermag. Nichtlineare Wechselwirkungen zwischen Zirkulation und Gezeiten führen zu Modifikationen der Meereshöhen, die regional etwa 8 % der absoluten vom Simultanfeld verursachten Auslenkungen erreichen, weshalb eine Approximation des instantanen Simultanfeldes durch lineare Überlagerung der Hauptkomponenten ozeanischer Dynamik nur in erster Näherung zulässig ist.

Analysen von fünf Langzeitsimulationen, die für den Zeitraum von 1949 bis einschließlich 1994 durchgeführt wurden unter Verwendung unterschiedlicher Antriebsbedingungen, dienten der Identifikation und Schätzung einzelner der transienten ozeanischen Dynamik unterliegenden Komponenten im Hinblick auf ihre relative Bedeutung bei der Anregung von Erdrotationsschwankungen. Die Abhängigkeit des Verhältnisses massen- und strömungsinduzierter Drehimpulsänderungen von der Zeitskala der Variation wurde am Beispiel einer Spektralzerlegung des Gezeitenfeldes aufgezeigt. Im weltozeanischen Mittel gewinnen die durch Strömungen verursachten Variationen integraler Größen umso mehr an Bedeutung, je höherfrequent die betrachteten Variationen sind; dominieren bei halbtägigen Tiden die Variationen infolge von Relativbewegungen, so werden im langperiodischen Frequenzbereich die integralen Änderungen beherrscht von Massenverlagerungen. Da die Zonaltiden charakterisiert sind von nahezu äquatorsymmetrischen Massenverteilungen, führen sie erwartungsgemäß vornehmlich zu Schwankungen der axialen Rotationsvektorkomponente, der Tageslänge. Die Zerlegung der weltozeanischen Gezeitendrehimpulse in die auf die einzelnen Ozeane entfallenden strömungs- und massenbedingten Anteile stellte ein insofern gegenüber dem Atlantik und Pazifik anomales Verhalten des Indischen Ozeans heraus, als dass in letzterem infolge unterschiedlicher Resonanzbedingungen nahe ganztägiger Perioden strömungsbedingte Drehimpulsvariationen die masseninduzierten um etwa eine Größenordnung überwiegen. Die für den Weltozean festgestellte nahezu monotone Tendenz des mit wachsender Anregungsperiode schwindenden Verhältnisses von strömungs- zu massenbedingten Drehimpulsen (und damit Anregungen von Rotationsschwankungen) hängt folglich empfindlich von den lokal vorherrschenden Resonanzbedingungen ab, die im numerischen Modell maßgeblich gesteuert werden durch die räumliche Diskretisierung ozeanischer Becken.

Im Unterschied zum Gezeitenfeld, wo für eine Verifizierung der simulierten Rotationsanregungen zumindest noch Vergleichslösungen seitens der Altimetrie für ausgewählte halb- und ganztägige Tiden vorliegen, ist eine Prüfung der von der baroklinen Zirkulation verursachten Rotationseinflüsse bislang nur sehr begrenzt möglich; denn flächendeckende Beobachtungen werden ausschließlich seitens satellitengestützter Verfahren geliefert, deren Informationen auf Reaktionen des Meeres an seiner Oberfläche beschränkt und deshalb nicht für eine Verifizierung barokliner Signale geeignet sind. Die derzeit einzigen für einen Vergleich zur Verfügung stehenden Zeitreihen, die integrale Effekte der baroklinen ozeanischen Zirkulation widerspiegeln, sind die numerischen Modellösungen von *Ponte et al.* [1998] und *Johnson et al.* [1999], wobei beide Resultate sich auf die rein thermohaline und windgetriebene Zirkulation beschränken und maximal einen Zeitraum von elf Jahren überdecken. Die in dieser Arbeit durchgeführten Simulationen der thermohalinen und windgetriebenen Zirkulation prognostizierten eine gegenüber den genannten Vergleichslösungen deutlich höhere Variabilität integraler Größen, was sowohl auf die den jeweiligen Modellen zugrunde gelegten numerischen Verfahren als auch auf geringere Variabilitäten in den herangezogenen atmosphärischen Antriebsdaten zurückzuführen ist. Auf monatlichen bis annuellen Zeitskalen liegen die hier erzielten horizontalen ozeanischen Anregungskomponenten nahe denen der geodätischen Beobachtungen; die axiale ozeanische Anregung unterschreitet infolge der Dominanz der Atmosphäre dagegen die

beobachteten Tageslängenvariationen stets um eine Größenordnung.

Zur Schätzung der Größenordnung des Fehlers, der aus der Degeneration der Massenerhaltungsgleichung zur Inkompressibilitätsbedingung bei auf z-Koordinaten formulierten numerischen Modellen resultiert, wurde ein in Raum und Zeit variabler Algorithmus zur sterischen Korrektur getestet. Wenngleich die durch sterische Expansions- und Kontraktionsprozesse der Wassersäule verursachten Anregungen um zwei bis drei Größenordnungen unterhalb des totalen Signals der thermohalinen und windgetriebenen Zirkulation liegen, reflektieren doch die extrahierten sterischen Einflüsse typische Charakteristiken thermisch bedingter Anregungen, die bei gleichzeitiger Berücksichtigung von Windeffekten überdeckt werden. Die Ausdehnungsprozesse führen erwartungsgemäß vornehmlich zu Beeinflussungen des ozeanischen Trägheitstensors, der extreme Modifikationen jeweils mit dreimonatiger Verzögerungszeit zu den thermisch bedingten saisonalen Extrema der Atmosphäre erfährt. Zahlreiche Merkmale der resultierenden Drehimpulsfunktionen finden ihre Erklärung in der Nord-Süd-Asymmetrie der Land-Wasser-Verteilung, die den Einfluss südlicher Ozeane begünstigt. Der von sterischen Effekten ausgeübte Einfluss auf den ozeanischen Drehimpuls ist insgesamt jedoch unbedeutend, da die für die Drehimpulsschwankungen verantwortlichen Höhenanomalien sich trotz der asymmetrischen Land-Wasser-Verteilung weitgehend kompensieren.

Die Gültigkeit der invers barometrischen Approximation, die eine Vernachlässigung atmosphärischer Druckanomalien bei der Modellierung der baroklinen ozeanischen Zirkulation zur Quantifizierung ozeanischer Anregungen von Rotationsschwankungen rechtfertigt, wurde durch Einbeziehung von atmosphärischen Druckantrieben geprüft. Die Simulationen im als hydrostatisch angenommenen Ozean weisen auf eine Reaktion des Ozeans hin, die instantan, d.h. bereits einen Zeitschritt nach Wirkung des Druckes zu über 90 % durch Deformation der Meeresoberfläche die Anomalien des Atmosphärendruckes statisch kompensiert; Abweichungen vom invers barometrischen Verhalten treten vornehmlich in küstennahen Randbereichen und unter dem Einfluss von Meereis auf, wo Anteile des atmosphärischen Drucksignals bis zum Ozeanboden transmittiert werden. Infolge der engen Korrelation von Atmosphärendruck und Wind führen die mit dem Druck einhergehenden Deformationen der Meeresoberfläche jedoch zu einer maßgeblichen Verstärkung der ozeanischen Drehimpulsfunktionen, wobei den druckinduzierten Anregungen eine ähnliche quantitative Bedeutung beizumessen ist wie der Summe aus thermohalinen und windgetriebenen Anregungen. Die Dominanz des vom Atmosphärendruck verursachten Massenterms gegenüber dem Strömungsterm bestätigte, dass die Wirkung des Atmosphärendruckes vornehmlich eine statische ist und die durch horizontale Druckgradienten verursachten barotropen Strömungskomponenten von untergeordneter Bedeutung sind. Trotz des weitgehenden Gleichgewichtes von Atmosphärendruck und Meeresoberfläche erreichen die nicht invers barometrischen (dynamischen) Komponenten mit 10-15 % doch eine weitaus höhere Bedeutung für die Anregung von Rotationsschwankungen als beispielsweise die derzeit viel diskutierte sterische Effekte, deren Einfluss um mehr als zwei Größenordnungen unterhalb der nicht invers barometrisch zu approximierenden ozeanischen Beiträge liegt.

Effekte von Auflast und Selbstanziehung der Wassermassen, die bisher lediglich bei der Simulation des barotropen Gezeitenfeldes einbezogen wurden, fanden erstmals auch bei

der Simulation der allgemeinen ozeanischen Zirkulation Berücksichtigung. Der hier verwendete massenproportionale Parametrisierungsansatz lieferte Beiträge, die beim Massenterm etwa 5 %, beim Strömungsterm etwa 10 % der totalen zirkulationsbedingten Anregung ausmachen, wobei beim Massenterm die Einflussnahme des Sekundärpotentials vornehmlich auf annuellen bis interannuellen, beim Strömungsterm vorzugsweise auf subannuellen Zeitskalen zu beobachten ist. Da die von nichtlinearen Wechselwirkungen zwischen Zirkulation und Gezeiten ausgehenden Modifikationen der zeitvariablen integralen Größen deutlich diejenigen des Sekundärpotentials unterschreiten, ist zukünftig zunächst den Auflast- und Selbstanziehungseffekten einer baroklinen Wassersäule bei der Modellierung der ozeanischen Zirkulation Beachtung zu schenken. Trotz derartig geringer Beiträge kommt den Nichtlinearitäten bei der Anregung von Rotationsschwankungen eine höhere Bedeutung zu als sämtlichen Zonaltiden mit Perioden, die einen Monat überschreiten. Den hier erfolgten Modellschätzungen ist folglich zu entnehmen, dass auf Zeitskalen von Monaten bis Jahren einerseits die Differenz aus linearer Überlagerung und simultaner Modellierung von Zirkulation und Gezeiten größer ist als ein Summand der Addition, andererseits das „Sekundärpotential“ zu markanteren Rotationsschwankungen führt als die primären Zonaltiden.

Nach Schätzung der Anregungsbeiträge einzelner Komponenten der ozeanischen Dynamik durch sukzessive Hinzunahme von Prozessen wurde in Umkehrung dieses synthetischen Vorgehens am Beispiel von ozeanisch induzierten Tageslängenvariationen aufgezeigt, inwieweit der derzeitige Entwicklungsstand umgekehrt eine Identifikation und grobe Lokalisierung von die Erdrotation beeinflussenden Prozessen erlaubt. Hiernach ist dem Pazifik sowohl infolge seines immensen Anteiles am weltozeanischen Wasservolumen als auch infolge der Ost-West-Ausdehnung in äquaturnahen Bereichen eine dominierende Rolle bei der Anregung von Tageslängenvariationen zuzuschreiben, wobei – wie exemplarisch anhand der El Niño Phase 1982/1983 demonstriert – atmosphärische Signale bevorzugt über das Druckfeld in den Ozean transportiert werden.

Da die beobachteten Änderungen der Erdrotation stets die Wirkung aller geosphärischen Massenverlagerungen und Relativbewegungen reflektieren, ist eine aussagekräftige Beurteilung der Güte der modellierten ozeanischen Effekte prinzipiell erst möglich, wenn die Einflüsse aller relevanten Teilsysteme gemeinsam betrachtet werden. Bereits die Bilanzierung der Teilsysteme Atmosphäre und Ozean stellte heraus, dass bei einer derartigen Überlagerung stets die dynamische Konsistenz von wechselwirkenden Teilsystemen vorauszusetzen ist, da andernfalls Prozesse, die sich in der Realität kompensieren, infolge von Phasendifferenzen in den einzelnen Systemen irreale, d.h. fehlerhafte Anregungskomponenten erzeugen. Als besonders empfindlich erwies sich hierbei die Wirkung des Atmosphärendruckes, der im ozeanischen System vornehmlich durch Deformation der Meeresoberfläche die genannten massiven Erhöhungen der Drehimpulsfunktionen nach sich zog, die nur durch entgegen gerichtete dynamisch konsistente atmosphärische Druckfelder balanciert werden können. Bei der zur Bilanzierung des Gesamtsystems notwendigen Einbeziehung weiterer Einflussfaktoren – beispielsweise Effekte seitens der Hydrologie, des Erdkerns sowie kontinentaler Schnee- und Eisbedeckungen – ist deshalb die Konsistenz der physikalischen Flüsse an der gemeinsamen Grenzfläche benachbarter Systeme eine wichtige, wenn nicht gar zwingende Voraussetzung. In besonderem Maße ist letzteres

bei den Teilsystemen Atmosphäre, Kryosphäre und Hydrosphäre der Fall, die alle drei in den globalen Wasserkreislauf eingebunden sind und folglich stets Massen untereinander austauschen.

Die erfolgreiche simultane Langzeitsimulation von lunisolaren Gezeiten sowie thermo-haliner, wind- und druckgetriebener ozeanischer Zirkulation unter Einbeziehung weiterer, bislang weitgehend vernachlässigter Sekundäreinflüsse darf insgesamt als wichtiger Schritt in Richtung einer operationellen Modellierung weltozeanischer Dynamik gewertet werden, die bislang zwar für die Atmosphäre, nicht jedoch für den Weltozean möglich ist. Die Übereinstimmung zahlreicher Charakteristiken von geodätisch beobachteten mit den von Modellatmosphäre und -ozean gemeinsam verursachten Horizontalanregungen brachte zum Ausdruck, dass der theoretische Modellansatz, bei dem ausschließlich beobachtete Monatsmittel der Meeresoberflächentemperaturen und Eisbedeckungen zum Antrieb des Atmosphärenmodells herangezogen wurden, geeignet ist für eine realitätsnahe Reproduktion der zeitlichen Variabilität integraler Größen und damit zur Aufdeckung von für die Erdrotation relevanten geophysikalischen Prozessen.

Nach nunmehr jahrzehntelanger Entwicklung erlauben numerische Modelle bei gestiegenen Rechenkapazitäten mit zunehmender Genauigkeit, den transienten ozeanischen Zustand über Zeiträume von mehreren Dekaden in hoher Auflösung zu simulieren. Von derzeitigen und zukünftigen Aktivitäten zur Bestimmung des konstanten und zeitvariablen Erdschwerefeldes im Rahmen der Missionen CHAMP, GRACE und GOCE ist ein im Raum zweidimensionales Abbild der gesamten geosphärischen Massenfelder zu erhoffen. *Wahr et al.* [1998] und *Wünsch et al.* [2001] zeigten am Beispiel der Mission GRACE, deren Start gegen Ende 2001 geplant ist, dass vom Ozean Einflüsse auf das Schwerefeld ausgehen, die deutlich über der Signifikanzgrenze der von dieser Mission zu erwartenden Genauigkeit liegt. Zur Interpretation der Beobachtungsdaten oder auch Separation von auf das Schwerefeld einflussnehmenden Effekten bietet die numerische Modellbildung einzelner und wechselwirkender Teilsysteme ein kostengünstiges Werkzeug der Analyse, weshalb – in Anbetracht eingeschränkter Beobachtungsmöglichkeiten des inneren Ozeans – die Tauglichkeit ozeanischer Globalmodelle zur Operationalität auf der Anwendungsebene von großer Bedeutung und damit die numerische Methode nicht eine akademische Spielerei ist.

Erst aus dem Zusammenspiel von präzisen geodätischen Beobachtungen, Messungen in Teilsystemen, Theorie und Modellstudien ist ein Verständnis der integral beobachteten geophysikalischen Aspekte globalen Wandels und deren Zusammenhänge zu erwarten, die schließlich zu einer effektiven Nutzbarmachung der erhobenen Daten führen kann. Trotz derzeit nicht ausschließlich optimistisch stimmender Signale bleibt zu hoffen, dass den kostengünstigen numerischen Verfahren die Gelegenheit gegeben wird, ihre Rolle bei den zukünftigen interdisziplinären Aktivitäten zur „Beobachtung des Systems Erde aus dem Weltraum“ zu übernehmen und ihre Einsatzfähigkeit unter Beweis zu stellen.

Kurzversion

Mit einem Simultanmodell für Zirkulation und Gezeiten des Weltozeans wurden auf Zeitskalen von Tagen bis Jahrzehnten verschiedene ozeanische Prozesse und Effekte im Hinblick auf ihren Einfluss auf die Erdrotation geschätzt. Berücksichtigung fanden die thermohaline und windgetriebene Zirkulation, lunisolare Gezeiten, sterische Expansionsprozesse, statische und dynamische Effekte des Atmosphärendruckes, das Sekundärpotential infolge von Auflast und Selbstanziehung der Wassermassen sowie nichtlineare Wechselwirkungen zwischen Zirkulation und Gezeiten.

Für den eiligen Leser lassen sich in grober Näherung die Schätzungen hinsichtlich des Einflusses einzelner Komponenten der totalen ozeanischen Dynamik auf die Anregung von Rotationsschwankungen unter Verwendung der die Anregung repräsentierenden Drehimpulsfunktionen χ_i , $i = 1, 2, 3$ zusammenfassen mittels der Relation:

$$\chi_i^{\text{thermohal.}+\text{windgetr. Zirk.}} \approx \chi_i^{\text{Atm.-druck}} > \chi_i^{\text{LSA}} > \chi_i^{\text{Nichtlin.}} > \chi_i^{\text{Gezeiten}} > \chi_i^{\text{ster. Effekte}},$$

wobei die Anregungen durch Atmosphärendruck bei Überlagerung mit der Atmosphäre weitgehend kompensiert werden.

Dank

Bedanken möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. J. Sündermann, der nicht nur den Anstoß zu dieser Arbeit gab, sondern es auch verstand, mich für dieses Thema anhaltend zu begeistern. Für die freundliche Überlassung der „secret version of HOPE-C“ danke ich Dr. habil. E. Maier-Reimer. Ihm und Dr. U. Mikolajewicz waren viele hilfreiche Tipps sowohl beim Umgang mit dem Modell als auch hinsichtlich zirkulationsdynamischer Fragestellungen zu entlocken; vielen Dank. Prof. Dr. W. Zahel danke ich für anregende fachspezifische Diskussionen und für seine Sicht des Ganzen.

Viele Mitglieder der „Erdrotationsmafia“ haben mich auf meinem Weg immer wieder motiviert und gaben in vielen Diskussionen nützliche und häufig humorvoll verpackte Anregungen. Genannt seien insbesondere Prof. Dr. P. Brosche, R. Dill, Prof. Dr. A. Hense, H. Schmitz-Hübsch, Prof. Dr. H. Schuh, F. Seitz, Dr. R. Stubenvoll und J. Stuck. Ausdrücklich sei Dr. J. Wünsch hervorgehoben, der dafür sorgte, dass ich nicht von der literarischen Umwelt abgeschnitten war und von dem ich viele Problematiken aus anderer Sicht zu betrachten lernte. Herrn Prof. Dr. M. Soffel und seiner Arbeitsgruppe gilt mein Dank für die nötige beschleunigende Wirkung während der Endphase. Für die stets offenen Ohren für die alltäglich zu bewältigenden fachlichen wie fachfremden Fragestellungen möchte ich besonders F. Janssen und Dr. S. Rolinski danken. Für die äußerst gewissenhafte Durchsicht des Manuskriptes und Unterstützung auch bei verwaltungstechnischen Fragen gilt S. Rolinski noch ein zusätzlicher Dank.

Nicht vergessen seien die privaten Wegbegleiter, Freunde und Familie, die stets viel Verständnis aufbrachten und auch während des Endspurts dafür sorgten, dass ich nicht ins Rotieren kam.

Die Modellrechnungen wurden am Deutschen Klimarechenzentrum in Hamburg durchgeführt. Der Beratungsgruppe des DKRZ, die stets bei technischen Fragen entgegenkommend Hilfestellungen gab, gilt mein herzlicher Dank. Der Altimetergruppe am Deutschen Geodätischen Forschungsinstitut in München möchte ich danken für die freundliche (und schnelle!) Bereitstellung der zur Untersuchung der sterischen Anomalien herangezogenen TOPEX/Poseidon-Daten. Danken möchte ich auch der Deutschen Forschungsgemeinschaft, die diese Arbeit im Rahmen des Projektes „Drehimpulsbilanzierung“ (Br 675/8-2) maßgeblich finanzierte.

Abkürzungen und Symbole

Alle Winkelgrößen sind in Gradmaß aufgelistet. Soweit ihre Größen in Bogenmaß umgerechnet wurden, ist dies im Text angegeben. Komplexe Größen sind fett gedruckt.

a	[m]	mittlerer Erdradius
a_S, a_M	[m]	mittlerer Wert der großen Halbachse von Sonne und Mond
A	[kgm ²]	äquatoriales mittleres Hauptträgheitsmoment der Erde
A_H, A_V	[m ⁻² s]	horizontaler u. vertikaler Koeffizient turbulenter Viskosität
A_p, A_r	[°]	prograde u. retrograde Amplituden der Polbewegung \mathbf{p}
AU	[m]	Astronomische Einheit; mittlerer Abstand zwischen Sonne und Erde = $1,496 \cdot 10^{11}$ m
C	[kgm ²]	polares mittleres Hauptträgheitsmoment der Erde
C_m	[kgm ²]	polares Hauptträgheitsmoment des Erdmantels
d_E	[m]	Abstand eines Körpers vom Massenzentrum der Erde
D_H, D_V	[m ⁻² s]	horizontaler u. vertikaler Diffusivitätskoeffizient
e_S, e_M		numerische Exzentrizität der Bahnellipse von Sonne und Mond
E		exzentrische Anomalie
f	[s ⁻¹]	Coriolisparameter
g	[ms ⁻²]	mittlere Schwerebeschleunigung
G	[m ³ kg ⁻¹ s ⁻²]	universelle Gravitationskonstante
$h(\varphi, \lambda)$	[m]	Wassertiefe am Ort (φ, λ)
$H(P)$	[°]	lokaler Stundenwinkel
i_S, i_M	[°]	Inklination der Bahnebene gegen die Ekliptik von Sonne und Mond
\vec{I}	[kgm ²]	Trägheitstensor
$\Delta\vec{I}$	[kgm ²]	Störung des Trägheitstensors
lon_{ecl}, lat_{ecl}	[°]	ekliptikale Längen und Breiten
lon_{eclp}, lat_{eclp}	[°]	korrigierte ekliptikale Längen und Breiten
\vec{L}	[kgm ² s ⁻²]	Drehmomentvektor
LOD_0	[s]	formale Referenztageslänge; mittlere Dauer eines Sonnentages = 86400 s
ΔLOD	[s]	Änderungen der Tageslänge
$\vec{m} =$	[°]	instantaner Rotationspol im terrestrischen System
$(m_1, m_2, m_3)^T$		
$\mathbf{m} = m_1 + im_2$	[°]	komplexwertige Position des instantanen Rotationspols
m_S, m_M	[°]	mittlere Anomalie von Sonne und Mond

$\vec{M} = (M_1, M_2, M_3)^T$	[kgm ² s ⁻¹]	Drehimpulsvektor der Erde
$\vec{M}^r = (M_1^r, M_2^r, M_3^r)^T$	[kgm ² s ⁻¹]	Relativdrehimpulsvektor
$\Delta\vec{M}^r$	[kgm ² s ⁻¹]	Störung des relativen Drehimpulses
\mathbf{M}		Fourier-Transformierte von \mathbf{m}
\mathbf{n}	[°]	beobachtbare Nutation
N_S, N_M	[°]	Länge des aufsteigenden Knotens von Sonne und Mond
$N_{\chi_i}(\lambda), S_{\chi_i}(\lambda)$		längengradabhängige Proportionalitätsfunktionen für Nord- und Südhemisphäre (Abschnitt 5.4.2)
O	[m ²]	Oberfläche des Ozeans
$\vec{p} = (p_1, p_2, p_3)^T$	[°]	bezüglich des CEP beobachtbarer Rotationsvektor
$\mathbf{p} = p_1 - ip_2$ $\equiv X^{POL} - iY^{POL}$	[°]	Positionskoordinaten des CEP bzgl. des vom IERS definierten Referenzpols
p	[Pa]	interner Druck
p_a	[Pa]	Atmosphärendruck
p_{bot}	[Pa]	ozeanischer Bodendruck
P_n		Legendresches Polynom der Ordnung n
P_p, P_r	[°]	prograde u. retrograde Phasen P der Polbewegung \mathbf{p}
\mathbf{P}		Fourier-Transformierte von \mathbf{p}
$ q $		Amplitudenkorrektur der kompl. linearen Regression
Q		Dämpfungsfaktor der Chandlerschen Bewegung
Q_ζ	[ms ⁻¹]	Frischwasserfluss an der freien Wasseroberfläche
$\vec{r} = (r, \varphi, \lambda)^T$		Radiusvektor
r	[m]	geozentrische Distanz
r_S, r_M	[m]	Abstand im ekliptischen Koordinatensystem von Sonne und Mond
S		Salzgehalt
t_{sid}	[s]	Sternzeit
T	[° C]	Temperatur
T_{CW}	[s]	Periode der Chandlerschen Bewegung ≈ 433 Tage
TAI	[s]	„Temps Atomique International“, mittels Atomuhren realisiertes Referenzzeitmaß
$UT1$	[s]	„Universal Time“, um die Polbewegung korrigierte mittlere Sonnenzeit
$\vec{v} = (u, v, w)^T$	[ms ⁻¹]	dreidimensionaler Geschwindigkeitsvektor
$\vec{v}_H = (u, v)$	[ms ⁻¹]	horizontaler Geschwindigkeitsvektor
V	[m ³]	Volumen des Ozeans
w_S, w_M	[°]	Abstand des Perihels vom aufsteigenden Knoten von Sonne und Mond
(x_1, x_2, x_3)	[m]	kartesische Koordinaten
(x_e, y_e, z_e)	[m]	geozentrische Position des Gestirns im rechtwinkligen, äquatorealen Koordinatensystem
(x_h, y_h, z_h)	[m]	geozentrische Position des Gestirns im ekliptischen Koordinatensystem

α, δ	[°]	äquatoreale Koordinaten Rektaszension und Deklination
α_i		numerische Koeffizienten der Anregungsfunktionen ψ
γ		Einfluss terrestrischer Tiden auf das Gezeitenpotential
γ_{ecd}	[°]	Neigungswinkel zur Ekliptik
ε		Proportionalitätsfaktor zur LSA-Parametrisierung
η	[m ³ s ⁻²]	geozentrische Gravitationskonstante unter Einbeziehung der Atmosphäre
ζ	[m]	Meeresoberflächenauslenkung
ζ^{ib}	[m]	invers barometrische Deformation der Meeresoberfläche
$\delta\zeta_\rho(\varphi, \lambda)$	[m]	sterische Korrektur der Meeresoberflächentopographie
ϑ	[°]	geozentrische Zenitdistanz des externen Körpers
λ	[°]	geographische Länge
μ		Korrelationskoeffizient
ν	[°]	wahre Anomalie (= Winkel zwischen Perihelrichtung und Radiusvektor) des Gestirns
ξ	[m]	komplexer Wasserstand mit Amplitude A und Phase ϕ
$\varpi(t)$	[°]	Gezeitenargument
ρ	[kgm ⁻³]	Dichte
ρ_0	[kgm ⁻³]	ortsunabhängige Referenzdichte
$\rho_0(\varphi, \lambda)$	[kgm ⁻³]	Langzeitmittel der lokalen Dichte am Ort (φ, λ)
σ_{CW}	[rads ⁻¹]	komplexwertige Winkelgeschwindigkeit der Chandlerschen Bewegung
σ_{FCN}	[rads ⁻¹]	Winkelgeschwindigkeit der FCN-Resonanz mit $-1,0023203$ Umläufen pro Sterntag (Periode $\approx 23,88$ h)
Φ_a	[m ² s ⁻²]	gezeitenerzeugendes Potential
Φ_{LSA}	[m ² s ⁻²]	Sekundärpotential infolge Auflast und Selbstanziehung der Wassermassen
$\Phi(P)$	[m ² s ⁻²]	Gravitationspotential am Punkt $P(r, \varphi, \lambda)$ auf der Kugeloberfläche
Φ_S, Φ_M	[m ² s ⁻²]	gezeitenerzeugendes Potential der Sonne und des Mondes
φ	[°]	geographische Breite
$\chi = \chi_1 + i\chi_2$	[°]	„effective angular momentum (EAM) functions“, Drehimpulsfunktionen
χ_3		
$\psi = \psi_1 + i\psi_2$	[°]	äquatoriale und axiale Komponenten der Anregungsfunktionen
ψ_3		
Ψ	[°]	Phasenkorrektur der komplexen linearen Regression
$\Delta\Psi, \Delta\epsilon$	[°]	Nutationswinkel
$\vec{\omega}$	[rads ⁻¹]	Winkelgeschwindigkeit
Ω	[rads ⁻¹]	mittlere Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation

CEP	„Celestial Ephemeris Pole“
CHA	Gezeitendrehimpulse nach <i>Chao et al.</i> [1996]
EAM	„Effective Angular Momentum“
ECMWF	„European Centre for Medium-Range Weather Forecasts“
FCN	„Free Core Nutation “
GGFC	„Global Geophysical Fluids Center“
IB	„inverted barometer“
IERS	„International Earth Rotation Service“
ILS	„International Latitude Service“
LOD	„Length Of Day“, Tageslänge
LSA	„Loading and Selfattraction“
MTM	„Multi Taper“ Methode
NCEP	„National Center of Environmental Prediction“
<i>pel10</i>	Gezeitenamplituden und -phasen nach <i>Thomas and Sündermann</i> [1999]
<i>RAY</i>	Gezeitendrehimpulse nach <i>Ray</i> [1999, 2000]
<i>SCH</i>	Gezeitendrehimpulse nach <i>Schwiderski</i> [1980, 1983]
<i>SEI</i>	Gezeitendrehimpulse nach <i>Seiler</i> [1991]
ST103	Datensatz harmonischer Konstanten an 103 pelagischen Pegeln nach <i>Le Provost</i> [1995]
<i>swd10</i>	Gezeitenamplituden und -phasen nach <i>Thomas and Sündermann</i> [1999]
<i>tid</i>	Ergebnisse des reinen Gezeitenlaufes 1 (Tab. 1)
<i>tsim</i>	Differenz der Ergebnisse aus Lauf 3 und Lauf 2c (Tab. 1)

Literatur

- Accad, Y., and C. L. Pekeris, Solution of the tidal equations for the M_2 and S_2 tides in the world oceans from a knowledge of the tidal potential alone, *Phil. Trans. R. Soc. London Ser. A*, 290, 235-266, 1978.
- Anderson, J., and A. Cazenave, *Space Geodesy and Geodynamics*, Academic Press, New York, 1986.
- Arakawa, A., and V. R. Lamb, Computational design of the basic dynamical processes of the UCLA general circulation model, *Meth. Comput. Phys.*, 17, 173-265, 1977.
- Atkinson, R. d'E., On the „dynamical variations“ of latitude and time, *Astr. J.*, 78, 147-151, 1973.
- Bainbridge, A. E., GEOSECS Atlantic expedition. Vol. 2: Sections and profiles, *Stock No. 038-000-00435-2*, 198 pp., U.S. Govt. Printing Office, Washington, D.C., 1981.
- Barnes, R. T. H., R. Hide, A. A. White, and C. A. Wilson, Atmospheric angular momentum fluctuations, length-of-day changes and polar motion, *Proc. R. Soc. London Ser. A*, 387, 31-73, 1983.
- Barnier, B., L. Siefridt, and P. Marchesiello, Thermal forcing for a global ocean circulation model using a 3-year climatology of ECMWF analysis, *J. Mar. Syst.*, 6, 363-380, 1995.
- Bleck, R., H. P. Hanson, D. Hu, and E. B. Kraust, Mixed layer-thermocline interaction in a three-dimensional isopycnic coordinate model, *J. Phys. Oceanogr.*, 19(10), 1417-1439, 1989.
- Brosche, P., and J. Sündermann, Die Gezeiten des Meeres und die Rotation der Erde, *Pure Appl. Geoph.*, 86, 3, 95-117, 1971.
- Brosche, P., and J. Sündermann, The Antarctic circumpolar current and its influence on the Earth's rotation, *Dt. Hydrogr. Z.*, 38, 1-6, 1985.
- Brosche, P., J. Wunsch, A. Frische, J. Sündermann, E. Maier-Reimer, and U. Mikolajewicz, The seasonal variation of the angular momentum of the oceans, *Naturwissenschaften*, 77, 185-186, 1990.
- Brosche, P., J. Wunsch, E. Maier-Reimer, J. Segschneider, and J. Sündermann, The axial angular momentum of the general circulation of the oceans, *Astron. Nachr.*, 318, 3, 193-199, 1997.
- Brosche, P., J. Sündermann, A. Hense, J. Elberskirch und M. Thomas, Drehimpulsbilanzierung, *Abschlussbericht des DFG-Projektes Br 675/8-2*, 69 pp., Universität Bonn, 2000.
- Bryan, F. O., Wang, D., and W. R. Holland, Response of a global ocean general circulation model to atmospheric pressure loading, *J. Geophys. Res.*, submitted, 2000.
- Bryden, H. L., and R. D. Pillsbury, Variability of deep flow in the Drake Passage from year-long current measurements, *J. Phys. Oceanogr.*, 7, 803-810, 1977.

- Brzeziński, A., Polar motion and excitation functions, *Mitteilungen der geodätischen Institute der Technischen Universität Graz, Folge 58*, Graz, Austria, 1987.
- Brzeziński, A., Polar motion excitation by variations of the effective angular momentum function: Considerations concerning deconvolution problem, *Manuscripta Geodae-tica*, 17, 3-20, 1992.
- Celaya, M. A., J. M. Wahr, and F. O. Bryan, Climate-driven polar motion, *J. Geophys. Res.*, 104, 12813-12829, 1999.
- Chao, B. F., and R. D. Ray, Oceanic tidal angular momentum and Earth's rotation variations, *Prog. Oceanogr.*, 40, 399-421, 1997.
- Chao, B. F., Excitation of the Earth's polar motion due to mass variations in major hydrological reservoirs, *J. Geophys. Res.*, 93, 13811-13819, 1988.
- Chao, B. F., R. D. Ray, J. M. Gipson, G. D. Egbert, and C. Ma, Diurnal/semidiurnal polar motion excited by oceanic tidal angular momentum, *J. Geophys. Res.*, 101, 20151-20163, 1996.
- Chao, B. F., V. Dehant, R. S. Gross, R. D. Ray, D. A. Salstein, M. M. Watkins, and C. R. Wilson, Space geodesy monitors mass transports in global geophysical fluids, *Eos Trans. AGU*, 81, 247-250, 2000.
- Chen, J. L., C. K. Shum, C. R. Wilson, D. P. Chambers, and B. D. Tapley, Seasonal sea level change from TOPEX/Poseidon observation and thermal contribution, *J. Geodesy*, 73, 638-647, 2000.
- Deutsches Klimarechenzentrum (DKRZ) Modellbetreuungsgruppe, The ECHAM3 atmospheric general circulation model, *Tech. Rep. No. 6, ISSN 0940-9237*, 184 pp., Deutsches Klimarechenzentrum, Hamburg, Germany, 1992.
- Dickey, J. O., S. L. Marcus, J. A. Steppe, and R. Hide, The Earth's angular momentum budget on subseasonal timescales, *Science*, 255, 321-324, 1992.
- Dill, R., Der Einfluss von Sekundäreffekten auf die Rotation der Erde, Dissertation, eingereicht bei der Fakultät für Bauingenieur- und Vermessungswesen der TU München, 2001.
- Drijfhout, S., C. Heinze, M. Latif, and E. Maier-Reimer, Mean circulation and internal variability in an ocean primitive equation model, *J. Phys. Oceanogr.*, 26, 559-580, 1996.
- Egbert, G. D., A. F. Bennett, and M. G. G. Foreman, TOPEX/Poseidon tides estimated using a global inverse model, *J. Geophys. Res.*, 99, 24821-24852, 1994.
- Elberskirch, J., und A. Hense, Globaler Zusammenhang zwischen den Drehimpulsbilanzkomponenten im ECHAM3/T21 globalen Zirkulationsmodell, in *Progress in Geodetic Science*, edited by W. Freedon, pp. 51-56, Shaker Verlag, 1998.
- Emery, W. J., and R. E. Thomson, *Data analysis methods in physical oceanography*, 634 pp., Pergamon Press, 1998.

- Eska, G., Suprafluide Helium-Gyrometer – ein Statusbericht, in *3. Rundgespräch zum Thema Bezugssysteme, Mitteilungen des Bundesamtes für Kartographie und Geodäsie*, Band 5, herausgegeben von M. Schneider, pp. 179-190, 1999.
- Eubanks, T. M., Variations in the orientation of the Earth, in *Contributions of Space Geodesy to Geodynamics: Earth Dynamics, Geodynamics Series, 24*, edited by D. E. Smith and D. L. Turcotte, pp. 1-54, American Geophysical Union, Washington, D.C., 1993.
- Friesch, A., F. Hasselbach, H. Ruder, M. Schneider, Stand des Projekts „Quantenrot“ in Tübingen, in *3. Rundgespräch zum Thema Bezugssysteme, Mitteilungen des Bundesamtes für Kartographie und Geodäsie*, Band 5, herausgegeben von M. Schneider, pp. 191-194, 1999.
- Frische, A., and J. Sündermann, The seasonal angular momentum of the thermohaline ocean circulation, in *Earth's rotation from eons to days*, edited by P. Brosche, J. Sündermann, pp. 108-126, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1990.
- Fu, L.-L., and G. Pihos, Determining the response of sea level to atmospheric pressure forcing using TOPEX/POSEIDON data, *J. Geophys. Res.*, *99*, 24633-24642, 1994.
- Gaspar, P., and R. M. Ponte, Relation between sea level and barometric pressure determined from altimeter data and model simulations, *J. Geophys. Res.*, *102*, 961-971, 1997.
- Ghil, M., M. R. Allen, M. D. Dettinger, K. Ide, D. Kondrashov, M. E. Mann, A. W. Robertson, Y. Tian, F. Varadi, and P. Yiou, Advanced spectral methods for climatic time series, *Rev. Geophys.*, accepted, 2001.
- Gilbert, F., and A. M. Dziewonski, An application of normal mode theory to the retrieval of structural parameters and source mechanisms from seismic spectra, *Phil. Trans. R. Soc. London Ser. A*, *278*, 187-269, 1975.
- Gill, A. E., *Atmosphere-Ocean Dynamics*, 662 pp., Academic Press, New York, 1982.
- Gipson, J. M., C. Ma, T. M. Eubanks, and A. P. Freedman, Diurnal and subdiurnal EOP variations during CONT94, *Eos Trans. AGU*, *75*(16), Spring Meet. Suppl., 111, 1994.
- Greatbatch, R. J., A note on the representation of steric sea level in models that conserve volume rather than mass, *J. Geophys. Res.*, *99*, 12767-12771, 1994.
- Gross, R. S., Correspondence between theory and observations of polar motion, *Geophys. J. Int.*, *109*, 162-170, 1992.
- Gross, R. S., The effect of ocean tides on the Earth's rotation as predicted by the results of an ocean tide model, *Geophys. Res. Lett.*, *20*(4), 293-296, 1993.
- Hays, J. D., J. Imbrie, and N. J. Shackleton, Variations in the Earth's orbit: Pacemaker of the ice ages, *Science*, *194*, 1121-1132, 1976.
- Hellerman, S., and M. Rosenstein, Normal monthly wind stress over the world ocean with error estimates, *J. Phys. Oceanogr.*, *13*, 1093-1104, 1983.

- Hense, A., und U. Römer, Statistical analysis of tropical climate anomaly simulations, *Clim. Dyn.*, 11, 178-192, 1995.
- Hibler III, W. D., A dynamic thermodynamic sea ice model, *J. Phys. Oceanogr.*, 9, 815-846, 1979.
- Höpfner, J., Atmospheric, oceanic and hydrological contributions to seasonal variations in length of day, *J. Geodyn.*, 75, 137-150, 2001.
- Hufschmidt, A., Berechnung des Auflast- und Eigenanziehungspotentials in einem globalen Gezeitenmodell und Auswirkungen auf die Energiebilanz, Diplomarbeit, Inst. für Meeresk., Univ. Hamburg, Germany, 1995.
- International Earth Rotation Service (IERS), 1997 *IERS Annual Report*, *Observ. de Paris*, Paris, France, 1997.
- Johnson, T. J., C. R. Wilson, and B. F. Chao, Oceanic angular momentum variability estimated from the Parallel Ocean Climate Model, 1988-1998, *J. Geophys. Res.*, 104, 25183-25195, 1999.
- Kalnay, E., M. Kanamitsu, R. Kistler, W. Collins, D. Deaven, L. Gandin, M. Iredell, S. Saha, G. White, J. Woollen, Y. Zhu, M. Chelliah, W. Ebisuzaki, W. Higgins, J. Janowiak, K.C. Mo, C. Ropelewski, J. Wang, A. Leetmaa, R. Reynolds, R. Jenne, and D. Joseph, The NCEP/NCAR 40-year reanalysis project, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, 77, (3), 437-471, 1996.
- Kaula, W. M., *Theory of satellite geodesy*, 124 pp., Blaisdell, Waltham, Mass., 1966.
- Kertz, W., *Einführung in die Geophysik*, 232 pp., B.I.-Hochschultaschenbuch 275, B.I. Wissenschaftsverlag Mannheim Leipzig Wien Zürich, ISBN 3-411-00275-1, 1969.
- Klaßen J., A. Hense und U. Römer, Climate anomalies north of 55° N associated with tropical climate extremes, *Int. J. Clim.*, 14, 829-842, 1994.
- Krohn, J., P. Brosche und J. Sündermann, Paläogezeiten und Erdrotation, *Geol. Rdsch.*, 70, 64-77, 1981.
- Lambeck, K., *The Earth's Variable Rotation*, 449 pp., Cambridge University Press, New York, 1980.
- Lambeck, K., *Geophysical Geodesy: The Slow Deformations of the Earth*, 718 pp., Oxford University Press, Oxford, 1988.
- Le Provost, C., A new sea truth data set for tides, <ftp://meolipc.img.fr/pub/ST103>, LEGI/IMC, BP 53X, 38041, Grenoble Cedex, 1995.
- Le Provost, C., F. Lyard, J. Molines, M. Genco, and F. Rabilloud, A hydrodynamic ocean tide model improved by assimilating a satellite altimeter-derived data set, *J. Geophys. Res.*, 103 (C3), 5513-5529, 1998.
- Levitus, S., Climatological atlas of the world ocean, *NOAA Professional Paper*, 13, 173 pp., U.S. Department of Commerce, 1982.
- Levitus, S., and T. P. Boyer, World Ocean Atlas 1994 Volume 4: Temperature, *NOAA Atlas NESDIS 4*, 117 pp., U.S. Department of Commerce, Washington, D.C., 1994.

- Levitus, S., R. Burgett, and T. P. Boyer, World Ocean Atlas 1994 Volume 3: Salinity, NOAA Atlas NESDIS 3, 99 pp., U.S. Department of Commerce, Washington, D.C., 1994.
- Li, Z., and M. Feissel, Determination of the Earth rotation parameters from optical astrometry observations, 1962.0-1982.0, *Bull. Geod.*, 60, 15-28, 1986.
- Maier-Reimer, E., U. Mikolajewicz, and K. Hasselmann, Mean circulation of the Hamburg LSG OGCM and its sensitivity to the thermohaline surface forcing, *J. Phys. Oceanogr.*, 23, 731-757, 1993.
- Marcus, S. L., Y. Chao, J. O. Dickey, and P. Gegout, Detection and modeling of nontidal oceanic effects on Earth's rotation rate, *Science*, 281, 1656-1659, 1998.
- Marshall, J., A. Adcroft, C. Hill, L. Perelman, and C. Heisey, A finite-volume, incompressible Navier Stokes model for studies of the ocean on parallel computers, *J. Geophys. Res.*, 102, 5753-5766, 1997.
- Mathews, P. M., B. A. Buffett, T. A. Herring, and I. I. Shapiro, Forced nutations of the Earth: Influence of inner core dynamics 2. Numerical results and comparisons, *J. Geophys. Res.*, 96, 8243-8257, 1991.
- McCarthy, D.D. (Ed.), *IERS Conventions (1996)* Technical Note 21, International Earth Rotation Service, Paris Observatory, Paris, 1996.
- Melchior, P., *The tides of the planet Earth*, 609 pp., Pergamon Press, 1978.
- Mellor, G., and T. Ezer, Sea level variations induced by heating and cooling: An evaluation of the Boussinesq approximation in ocean models, *J. Geophys. Res.*, 100, 20565-20577, 1995.
- Munk, W. H., and G. J. F. MacDonald, *The Rotation of the Earth*, 323 pp., Cambridge University Press, New York, 1960.
- Naeije, M. C., R. Scharroo, and K. F. Wakker, Monitoring of ocean current variations, *NUSP report 96-08*, Netherlands Remote Sensing Board (BCSR), 1996.
- Pacanowski, R., K. Dixon, and A. Rosati, The GFDL Modular Ocean Model Users Guide, *GFDL Ocean Group Technical Report No. 2*, 46 pp., GFDL, 1993.
- Parker, D. E., P. D. Jones, C. K. Folland, and A. Bevan, Interdecadal changes of surface temperature since the late nineteenth century, *J. Geophys. Res.*, 99, 14373-14399, 1994.
- Platzman, G. W., Normal modes of the world ocean. Part IV: Synthesis of diurnal and semidiurnal tides, *J. Phys. Oceanogr.*, 14, 1532-1550, 1984.
- Ponte, R. M., Oceanic excitation of daily to seasonal signals in Earth rotation: Results from a constant-density numerical model, *Geophys. J. Int.*, 130, 469-474, 1997.
- Ponte, R. M., A preliminary model study of the large-scale seasonal cycle in bottom pressure over the global ocean, *J. Geophys. Res.*, 104, 1289-1300, 1999.

- Ponte, R. M., and P. Gaspar, Regional analysis of the inverted barometer effect over the global ocean using TOPEX/POSEIDON data and model results, *J. Geophys. Res.*, 104, 15587-15602, 1999.
- Ponte, R. M., and D. Stammer, Role of ocean currents and bottom pressure variability on seasonal polar motion, *J. Geophys. Res.*, 104, 23393-23409, 1999.
- Ponte, R. M., D. Stammer, and J. Marshall, Oceanic signals in observed motions of the Earth's pole of rotation, *Nature*, 391, 476-479, 1998.
- Ponte, R. M., D. Stammer, and C. Wunsch, Improving ocean angular momentum estimates using a model constrained by data, *Geophys. Res. Lett.*, 28, 1775-1778, 2001.
- Ray, R. D., A global ocean tide model from TOPEX/Poseidon altimetry: GOT99.2, *NASA Tech. Memo.*, 209478, 58 pp., Goddard Space Flight Center, 1999.
- Ray, R. D., Updated model of short-period tidal variations in Earth rotation, *IERS Tech. Note 28*, pp. 1-4, Paris, 2000.
- Ray, R. D., B. V. Sanchez, and D. E. Cartwright, Some extensions to the response method of tidal analysis applied to TOPEX/Poseidon, *Eos Trans. AGU*, 75, (16), Spring Meet. Suppl., 108, 1994.
- Ray, R. D., B. F. Chao, Z. Kowalik, and A. Proshutinsky, Angular momentum of Arctic Ocean tides, *J. Geodesy*, 71, 344-350, 1997.
- Roeckner, E., K. Arpe, L. Bengtsson, S. Brinkop, L. Dümenil, M. Esch, E. Kirk, F. Lunkeit, M. Ponater, B. Rockel, R. Sausen, U. Schlese, S. Schubert, and M. Windelband, Simulation of the present-day climate with the ECHAM model: impact of the model physics and resolution, *Techn. Rep. No. 93*, Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg, 1992.
- Rosen, R. D., The axial momentum balance of the Earth and its fluid envelope, *Surveys in Geophysics*, 14, 1-29, 1993.
- Rosen R. D., D. A. Salstein, T. M. Eubanks, and J. O. Dickey, An El Niño signal in atmospheric angular momentum and Earth rotation, *Science*, 225, 411-414, 1984.
- Routh, E. J., *Advanced dynamics of a system of rigid bodies* (6th edition), 484 pp., Macmillan, London, 1905.
- Salstein, D. A., D. M. Kann, A. J. Miller, and R. D. Rosen, The subbureau for atmospheric angular momentum of the international earth rotation service: a meteorological data center with geodetic applications, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, 74, 67-80, 1993.
- Salstein, D. A., and R. D. Rosen, Earth rotation as a proxy for interannual variability in atmospheric circulation, 1860-present, *J. Clim. Appl. Meteorol.*, 25, 12, 1870-1877, 1986.
- Sasao, T., and J. M. Wahr, An excitation mechanism for the free 'core nutation', *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, 64, 729-746, 1981.
- Schrama, E. J. O., and R. D. Ray, A preliminary tidal analysis of TOPEX/Poseidon altimetry, *J. Geophys. Res.*, 99, 24799-24808, 1994.

- Schreiber, U., M. Schneider, G. E. Stedman, C. H. Rowe und W. Schlüter, Der C-II Ringlaser als Prototyp eines Rotationssensors für geowissenschaftliche Anwendungen, in *3. Rundgespräch zum Thema Bezugssysteme, Mitteilungen des Bundesamtes für Kartographie und Geodäsie*, Band 5, herausgegeben von M. Schneider, pp. 175-178, 1999.
- Schwiderski, E. W., Ocean tides: a hydrodynamic interpolation model, *Marine Geodesy*, 3, 219-255, 1980.
- Schwiderski, E. W., Atlas of ocean tidal charts and maps, Part I: The semidiurnal principal lunar tide M_2 , *Marine Geodesy*, 6, 219-256, 1983.
- Segschneider, J., and J. Sündermann, Response of a global ocean circulation model to real-time forcing and implications to Earth's rotation, *J. Phys. Oceanogr.*, 27, 2370-2380, 1997.
- Seidelmann, P. K., 1980 IAU theory of nutation: The final report of the IAU working group on nutation, *Celestial Mech.*, 27, 79-106, 1982.
- Seiler, U., An investigation to the tides of the World Ocean and their instantaneous angular momentum budgets, 101 pp., *Mitt. Inst. Meereskd*, Univ. of Hamburg, Germany, 1989.
- Seiler, U., Periodic changes of the angular momentum budget due to the tides of the world ocean, *J. Geophys. Res.*, 96, 10287-10300, 1991.
- Semtner, A. J., and R. M. Chervin, Ocean general circulation from a global eddy-resolving (primitive equation) model (POCM), *J. Geophys. Res.*, 97, 5493-5550, 1992.
- Singh, R. P., M. Feissel, B. D. Tapley, and C. K. Shum, *Observations of Earth from Space*, Adv. Space Res., 13, Pergamon, Oxford, 1993.
- Stammer, D., R. Tokmakian, A. Semtner, and C. Wunsch, How well does a $1/4^\circ$ global circulation model simulate large-scale oceanic observations?, *J. Geophys. Res.*, 101, 25779-25811, 1996.
- Stubenvoll, R., Alongtrack-/Crossover-Verfahren und Spektralanalyse zur Trennung geodätisch-geophysikalischer Signale in Altimeterdaten, Deutsche Geodätische Kommission, Reihe C, Heft Nr. 524, 106 S., München, 2000.
- Stuck, J., Die simulierte axiale atmosphärische Drehimpulsbilanz des ECHAM3-T21 GCM, Dissertation, eingereicht bei der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2001.
- Thomas, M., und J. Sündermann, Zur simultanen Modellierung von allgemeiner Zirkulation und Gezeiten im Weltozean und Auswirkungen auf bestimmte Erdrotationsparameter, in *Progress in Geodetic Science* edited by W. Freeden, pp. 144-151, Shaker Verlag, 1998.
- Thomas, M., and J. Sündermann, Tides and tidal torques of the world ocean since the last glacial maximum, *J. Geophys. Res.*, 104, 3159-3183, 1999.

- Thomas, M., and J. Sündermann, Numerical simulations of ocean induced variations of Earth's rotation, in *Motion of celestial bodies, Astrometry and astronomical reference frames* edited by M. Soffel, N. Capitaine, pp. 167-169, ISBN 2-901057-42-X, 2000.
- Thomas, M., J. Sündermann, and E. Maier-Reimer, Consideration of ocean tides in an OGCM and impacts on subseasonal to decadal polar motion excitation, *Geophys. Res. Lett.*, 28, 12, 2457-2460, 2001.
- Thomson D. J., Spectrum estimation and harmonic analysis, *Proc. IEEE* 70, (9), 1055-1096, 1982.
- UNESCO, Algorithms for computation of fundamental properties of seawater, UNESCO *Technical Papers in Marine Science, No. 44*, 1983.
- Van Flandern and Plukkinen, Low-precision formulae for planetary positions, *The Astrophysical Journal-Supplement Series*, 41, 3, Willmann-Bell, Inc, 1998.
- Venzke, S., Ocean-atmosphere interactions on decadal timescales, Examensarbeit Nr. 63, 99 pp., Max-Planck-Institut für Meteorologie, 1999.
- Vondrak, J., C. Ron, I. Pesek, and A. Cepek, New global solution of Earth orientation parameters from optical astrometry in 1900-1990, *Astron. Astrophys.*, 297, 899-906, 1995.
- Wahr, J., The effects of the atmosphere and oceans on the Earth's wobble – I Theory, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, 70, 349–372, 1982.
- Wahr, J., The effects of the atmosphere and oceans on the Earth's wobble and on the seasonal variations in the length of day – II Results, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, 74, 451–487, 1983.
- Wahr, J., M. Molenaar, and F. Bryan, Time variability of the Earth's gravity field: Hydrological and oceanic effects and their possible detection using GRACE, *J. Geophys. Res.*, 103, 30205–30229, 1998.
- Wilson, C. R., Discrete polar motion equations, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, 80, 551-554, 1985.
- Wilson, C. R., and R. O. Vicente, An analysis of the homogeneous ILS polar motion series, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, 62, 605-616, 1980.
- Wolff, J.O., E. Maier-Reimer, and S. Legutke, The Hamburg Ocean Primitive Equation Model HOPE, *Technical Report No. 13*, 103 pp., DKRZ, Hamburg, 1996.
- Wunsch, C., and D. Stammer, Atmospheric loading and the oceanic “inverted barometer” effect, *Rev. Geophys.*, 35, 79-107, 1997.
- Wünsch, J., Oceanic influence on the annual polar motion, *J. Geodyn.*, 30, 389-399, 2000.
- Wünsch, J., M. Thomas, and T. Gruber, Simulation of oceanic bottom pressure for gravity space missions, *Geophys. J. Int.*, accepted, 2001.

- Yumi, S., and K. Yokoyama, Results of the International Latitude Service in a homogeneous system 1899.9-1979.0, *Publications of the Central Bureau of the International Polar Motion Service and the International Latitude Observatory of Mizusawa*, 199 pp., Mizusawa, Japan, 1980.
- Zahel, W., A global hydrodynamic-numerical 1° -model of the ocean-tides; the oscillation system of the M_2 -tide and its distribution of energy dissipation, *Ann. Geophys.*, 33, 31-40, 1977.
- Zahel, W., The influence of solid Earth deformations on semidiurnal and diurnal oceanic tides, in *Tidal friction and the Earth's rotation*, edited by P. Brosche and J. Sündermann, pp. 98-124, Springer Verlag, Berlin-Heidelberg-New York, 1978.
- Zahel, W., Modeling ocean tides with and without assimilating data, *J. Geophys. Res.*, 96, 20379-20391, 1991.
- Zahel, W., Assimilating ocean tide determined data into global tidal models, *J. Mar. Sys.*, 6, (1), 3-13, 1995.
- Zharkov V.N., S.M. Molodensky, A. Brzezinski, E. Groten, and P. Varga, *The Earth and its Rotation*, 501 pp., Wichmann Verlag, Heidelberg, 1996.