

# Zur Anregung der Chandler-Schwingung

Florian Seitz

## Zusammenfassung

Zur Untersuchung der Rotationsdynamik der Erde wurde das dynamische Erdsystemmodell DyMEG entwickelt, das durch konsistente atmosphärische und ozeanische Drehimpulsvariationen angetrieben wird. Durch die Berücksichtigung der Rotationsdeformation im Modell bewirken die durch die Antriebe erzwungenen Rotationsvariationen einen unmittelbaren Effekt auf die durch DyMEG beschriebene Chandler-Schwingung. Analysen der Modellergebnisse für die Polbewegung zeigen, dass die freie Polbewegung des Modells durch die atmosphärischen und ozeanischen Antriebe über mehrere Jahrzehnte hinweg realistisch angeregt wird. Eingehende Untersuchungen weisen darauf hin, dass das in den Antrieben enthaltene Rauschen eine ausreichende Energie besitzt, um der durch Reibung verursachten Dämpfung der Chandler-Amplitude entgegenzuwirken. Als Ursache des Rauschens werden stochastische atmosphärische Prozesse (Wetter) vermutet.

## Summary

*In order to study the Earth's rotational dynamics, the dynamic Earth system model DyMEG has been developed. It is driven by time series of consistent atmospheric and oceanic angular momenta. Forced variations of Earth rotation due to the excitations yield an effect on the free polar motion, as rotational deformations of the solid Earth are considered in DyMEG. Analyses of the resulting time series for polar motion show that the Chandler wobble of the model is excited by the atmospheric and oceanic angular momentum variations over more than two decades. The noise of the excitation series is found to contain sufficient energy to counteract the damping of the Chandler amplitude which is caused by friction. It is assumed that the noise is due to stochastic processes within the atmosphere (weather).*

## 1 Einführung

Massenverlagerungen im Erdsystem, die durch gravitative und geophysikalische Prozesse hervorgerufen werden, beeinflussen die geometrische Figur, das Schwerfeld und die Rotation der Erde. Zeitliche Variationen dieser Zielgrößen können heute mit geodätischen Weltraumverfahren und terrestrischen Methoden mit hoher Genauigkeit erfasst werden. Die beobachteten Variationen beschreiben den integralen Effekt aller zugrunde liegenden Einflussfaktoren. Daher ist ein unmittelbarer Rückschluss auf einzelne ursächliche Prozesse, die für die Ausbildung charakteristischer Signalanteile in den Beobachtungsdaten verantwortlich sind, im Allgemeinen nicht möglich.

Um die Zeitreihen geophysikalisch interpretieren zu können und die Beiträge einzelner Komponenten des

Erdsystems zu den beobachteten Variationen zu erfassen, sind unabhängige Ansätze aus Theorie und Modellierung erforderlich. Mit der Zielsetzung, die Reaktion der Erde auf gravitative und geophysikalische Anregungen zu analysieren, wurde das dynamische Erdsystemmodell DyMEG (*Dynamic Model for Earth Rotation and Gravity*) am Deutschen Geodätischen Forschungsinstitut (DGFI) entwickelt (Seitz und Kutterer 2002, Seitz et al. 2004). Den Schwerpunkt der Arbeiten bildet die Untersuchung der Rotationsdynamik der Erde auf Zeitskalen von Tagen bis Dekaden.

In diesem Artikel werden die Beiträge atmosphärischer und ozeanischer Massenverlagerungen zur Polbewegung der Erde diskutiert. Von besonderem Interesse ist dabei die Untersuchung des Anregungsmechanismus der freien Rotation der Erde (*Chandler-Schwingung*), der seit vielen Jahren kontrovers diskutiert wird, aber immer noch unbekannt ist. In DyMEG wird die Chandler-Schwingung auf der Grundlage geometrischer und rheologischer Parameter erzeugt. Aufgrund der Wechselwirkung zwischen erzwungener und freier Erdrotation wirken sich die in das Modell eingeführten atmosphärischen und ozeanischen Antriebe auf die freie Kreiselbewegung aus. Durch den Vergleich der mit DyMEG simulierten Polbewegung mit den geodätischen Beobachtungen wird untersucht, ob die im Modell berücksichtigten Massenverlagerungen in der Lage sind, eine den Beobachtungen entsprechende Chandler-Schwingung anzuregen. Der letztendlich für die Aufrechterhaltung der freien Erdrotation verantwortliche Antriebsmechanismus wird in numerischen Experimenten mit bandpass-gefilterten und synthetischen Anregungen ermittelt.

## 2 Drehimpulsbilanzierung im System Erde

Untersuchungen zur zeitlichen Variation der Erdrotation basieren auf der Lösung einer Kreiselgleichung, die sich aus der Drehimpulsbilanz im System Erde ergibt. In einem rotierenden Bezugssystem wird die Reaktion der Erde auf Massenverlagerungen innerhalb der einzelnen Systemkomponenten und externe Kräfte durch die Liouville'sche Differentialgleichung beschrieben (Munk und MacDonald 1960):

$$\frac{d}{dt}(\mathbf{I}\boldsymbol{\omega} + \mathbf{h}) + \boldsymbol{\omega} \times (\mathbf{I}\boldsymbol{\omega} + \mathbf{h}) = \mathbf{L} . \quad (1)$$

Darin ist  $\mathbf{I}$  der symmetrische Trägheitstensor der Erde, der die Massenverteilung im Erdsystem beschreibt. Der Vektor  $\mathbf{h}$  bezeichnet so genannte Relativdrehimpulse, die

als Folge der Bewegung von einzelnen Massenelementen relativ zu dem rotierenden Bezugssystem, in dem die Rotationsvariationen beschrieben werden, auftreten. Der Vektor  $\mathbf{L}$  auf der rechten Seite des Differentialgleichungssystems beschreibt die Auswirkung lunisolärer Drehmomente, die durch die unmittelbare Krafteinwirkung von Sonne und Mond auf die Erde entstehen. Der Erdrotationsvektor bezüglich des rotierenden Bezugssystems wird mit  $\boldsymbol{\omega}$  bezeichnet. Da die einzelnen Systemkomponenten durch Massentransfer und relative Massenbewegungen untereinander Drehimpulse austauschen, sind alle in der Liouville-Gleichung vorkommenden Größen zeitlich variabel.

Numerische Studien zur Erdrotation werden zumeist in einem terrestrischen Bezugssystem betrachtet, das geozentrisch gelagert ist und dessen Rotationsachse genähert in die Richtung des polaren Hauptträgheitsmoments  $C$  der Erde weist. Seine  $x$ -Achse ist in Richtung Greenwich orientiert, die  $y$ -Achse weist nach  $90^\circ$  östlicher Länge. Näherungsweise rotiert das terrestrische System gleichmäßig mit der Winkelgeschwindigkeit  $\Omega = 2\pi/86164\text{ s}$  um seine  $z$ -Achse. Bezüglich dieses Systems gilt für den Erdrotationsvektor  $\boldsymbol{\omega}(t)$  (Munk und MacDonald 1960):

$$\boldsymbol{\omega}(t) = \Omega \begin{pmatrix} m_1(t) \\ m_2(t) \\ 1 + m_3(t) \end{pmatrix}, \quad m_i(t) \ll 1. \quad (2)$$

Die dimensionslosen Größen  $m_i(t)$  ( $i=1,2,3$ ) entstehen als Folge der Massenverlagerungen im Erdsystem und sind die unbekanntenen Größen der Liouville-Gleichung. Die Komponenten  $m_1(t)$  und  $m_2(t)$  beschreiben die zeitabhängige Richtungsänderung der Rotationsachse (Polbewegung). Schwankungen der Rotationswinkelgeschwindigkeit stehen mit der Variation der Tageslänge ( $\Delta\text{LOD}$ ) in Zusammenhang. Sie ergeben sich aus zeitlichen Variationen des Betrags des Erdrotationsvektors  $|\boldsymbol{\omega}(t)|$ , wobei in guter Näherung gilt (Schneider 1988):

$$|\boldsymbol{\omega}(t)| = \Omega \sqrt{m_1(t)^2 + m_2(t)^2 + (1 + m_3(t))^2} \approx \Omega (1 + m_3(t)). \quad (3)$$

Der Fehler, der durch diese Näherung bei der Berechnung von  $\Delta\text{LOD}$  entsteht, hat eine Größenordnung von  $10^{-16}$  s und ist vernachlässigbar.

Der Trägheitstensor der Erde  $\mathbf{I}(t)$  wird aus den Anteilen  $\mathbf{I}_0$  und  $\Delta\mathbf{I}(t)$  zusammengesetzt. Dabei ist  $\mathbf{I}_0$  ein konstanter Näherungs-Trägheitstensor. Bezüglich eines Hauptachsensystems besitzt er Diagonalgestalt:

$$\mathbf{I}_0 = \begin{pmatrix} A & 0 & 0 \\ 0 & B & 0 \\ 0 & 0 & C \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Darin bezeichnen  $A$  und  $B$  die äquatorialen Hauptträgheitsmomente der Erde, wobei  $C > B > A$  gilt. Die Hauptträgheitsachsen fallen nicht mit den Achsen des terrestri-

schen Systems zusammen, da die Achse des Hauptträgheitsmoments  $A$  etwa in Richtung  $15^\circ$  westlicher Länge orientiert ist (Marchenko und Schwintzer 2003). Diese Abweichung wird durch eine Rotation berücksichtigt, durch die  $\mathbf{I}_0$  bezüglich des terrestrischen Systems seine Diagonalgestalt verliert. Aufgrund der Massenverlagerungen im Erdsystem ergeben sich für den Trägheitstensor kleine zeitabhängige Schwankungen  $\Delta\mathbf{I}(t)$ . Die Zuschläge  $\Delta I_{ij}(t) \ll A, B, C$  ( $i, j=1,2,3$ ) für die einzelnen Tensorkomponenten werden als Deviationsmomente bezeichnet (Schneider 1988):

$$\Delta\mathbf{I}(t) = \begin{pmatrix} \Delta I_{11}(t) & \Delta I_{12}(t) & \Delta I_{13}(t) \\ & \Delta I_{22}(t) & \Delta I_{23}(t) \\ \text{sym.} & & \Delta I_{33}(t) \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Vorausgesetzt, dass die Trägheitstensorvariationen  $\Delta\mathbf{I}(t)$ , die relativen Drehimpulse  $\mathbf{h}(t)$  und die lunisolären Drehmomente  $\mathbf{L}(t)$  mit ausreichender Genauigkeit aus Modellen oder Beobachtungsdaten abgeleitet werden können, führt die Lösung der Liouville-Gleichung (1) nach dem Rotationsvektor  $\boldsymbol{\omega}(t)$  auf die Variationen der Erdrotation. Die Modellergebnisse für  $m_i(t)$  stehen mit den vom Internationalen Erdrotations- und Referenzsystem-Dienst (IERS) veröffentlichten Werten für Polbewegung und Tageslängenvariation in Zusammenhang (Gross 1992).

### 3 Geodätisch beobachtete Polbewegung

Abb. 1 (a) zeigt die geodätisch beobachtete Polbewegung für den Zeitraum des letzten Jahrhunderts ( $x$ -Komponente). Da die stärksten Signalanteile nahezu zirkular sind, weist die  $y$ -Komponente einen ähnlichen Verlauf auf. Ab 1962 entspricht die dargestellte Zeitreihe der vom IERS

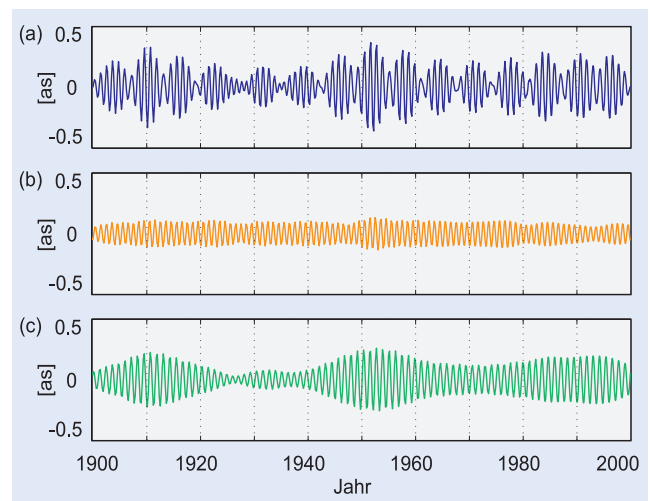


Abb. 1: Geodätisch beobachtete Polbewegung ( $x$ -Komponente) für den Zeitraum zwischen 1900 und 2000 nach Abzug eines linearen Trends (a) und die durch Wavelet-Filterung ermittelten Signalanteile der (b) Jahres- und (c) Chandler-Schwingung.

veröffentlichten Reihe C04, die aus den Beobachtungen geodätischer Weltraumverfahren wie der Laserentfernungsmessung zu Satelliten und dem Mond (SLR/LLR), der Radiointerferometrie auf langen Basislinien (VLBI) oder dem Globalen Positionierungssystem (GPS) mit einer Genauigkeit von bis zu 0,1 mas (Millibogensekunden) abgeleitet wurde (IERS 2003). Die länger zurückliegenden Werte stammen aus astrometrischen Beobachtungen (Vondrak et al. 1995), deren Genauigkeit um bis zu zwei Größenordnungen geringer ist.

Die Polbewegung ist durch eine Schwebung mit einer Periode von 6,3 Jahren charakterisiert. Diese ergibt sich aus der Überlagerung eines jahresperiodischen Signals (Amplitude etwa 0,09 as) mit einer Schwingung der Periode von ungefähr 1,2 Jahren (Amplitude etwa 0,17 as). Die resultierende Schwebungsamplitude beträgt etwa 0,25 as, was auf der Erdoberfläche bis zu 9 m entspricht. Das Jahressignal entsteht als Folge geophysikalisch und gravitativ verursachter Massenverlagerungen im Erdsystem. Die Beiträge einzelner Systemkomponenten zur Entstehung dieser erzwungenen Rotationsvariationen wurden in zahlreichen Veröffentlichungen ausführlich diskutiert (z. B. Chao 1994). Die Schwingung mit der Periodendauer von 1,2 Jahren ist die freie Polbewegung der Erde (Chandler-Schwingung). Sie ist eine rein prograde (d. h. vom Nordpol aus betrachtet gegen den Uhrzeigersinn von West nach Ost gerichtete) Bewegung, die darin begründet ist, dass die polare Hauptträgheitsachse nicht mit der Rotationsachse der Erde zusammenfällt. Dadurch wird eine Taumelbewegung des abgeplatteten Erdkreisels hervorgerufen, bei der der Rotationsvektor im erdfesten System einen Kegelumlauf um die Hauptträgheitsachse beschreibt. Für einen Starrkörper mit den Dimensionen der Erde würde die Umlaufperiode 305 Tage (Euler-Periode) betragen. Aufgrund der Deformierbarkeit des Erdkörpers wird die tatsächliche Periodendauer jedoch deutlich verlängert und beträgt etwa 434 Tage. Als Folge der Anelastizität des Erdmantels und den damit verbundenen Energieverlusten durch Reibung ist die Chandler-Bewegung eine gedämpfte Schwingung.

Zerlegt man die Beobachtungszeitreihe unter Verwendung eines Wavelet-Filters (Fabert 2004) in die beiden dominanten Signalanteile, so ergeben sich die in Abb. 1 (b, c) dargestellten Kurven. Während die Amplitude des Jahressignals über den gesamten Zeitraum hinweg relativ gleichmäßig verläuft, ist die Chandler-Amplitude durch starke Variationen gekennzeichnet. Eine tendenzielle Abnahme aufgrund der angesprochenen Reibungseffekte ist nicht erkennbar. Offensichtlich wird die freie Polbewegung der Erde durch einen Mechanismus angeregt, der der Dämpfung entgegenwirkt. Welcher Effekt für die Aufrechterhaltung der Chandler-Schwingung verantwortlich ist, konnte bisher nicht geklärt werden. In zahlreichen Arbeiten wurde vermutet, dass die freie Polbewegung entweder durch atmosphärische oder hydrologische Massenverlagerungen (Hameed und Currie 1989, Sidorenkov 1992, Furuya et al. 1996) oder Prozesse im Erd-

inneren (Souriau und Cazenave 1985, Gross 1986, Hinderer et al. 1987) angetrieben wird. Die Ergebnisse der einzelnen Untersuchungen sind jedoch teilweise widersprüchlich.

#### 4 Dynamisches Erdsystemmodell DyMEG

Die zeitlichen Variationen der Erdrotation werden mit dem dynamischen Erdsystemmodell DyMEG berechnet. Dessen Aufbau ist in Abb. 2 schematisch dargestellt.

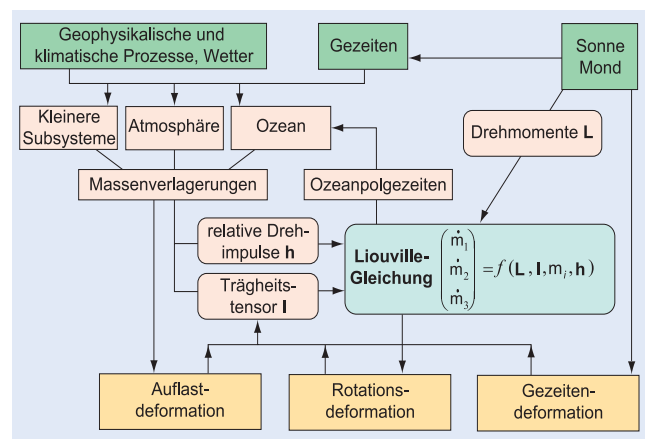


Abb. 2: Schematische Darstellung des dynamischen Erdsystemmodells DyMEG

Die Gravitationskräfte von Sonne und Mond verursachen Massenverlagerungen in der Atmosphäre, den Ozeanen und der festen Erde. Der Erdkörper reagiert auf ein gezeitenerzeugendes Potenzial mit der Gezeitendeformation. Über die gezeiteninduzierten Massenverlagerungen hinaus verursachen Sonne und Mond durch ihre unmittelbare Kraftwirkung auf die Erde das Drehmoment  $L(t)$ , das direkt in die Drehimpulsbilanz der Liouville-Gleichung eingeht.

Durch nicht-gravitativ geophysikalische und klimatische Prozesse sowie durch das Wetter werden zusätzliche Massenverlagerungen in der Atmosphäre, den Ozeanen und weiteren (in DyMEG bislang nicht berücksichtigten) Subsystemen hervorgerufen, die die Erdrotation auf unterschiedlichen Zeitskalen beeinflussen. Alle Massenverlagerungen wirken sich zum einen direkt auf die Drehimpulsbilanz aus, indem sie zeitabhängige Deviationen des Trägheitstensors  $\Delta I(t)$  und/oder relative Drehimpulse  $h(t)$  zur Folge haben. Zum anderen resultiert die Auflast der Massen auf die feste Erde in Deformationen des Erdkörpers. Als Folge der durch die Massenverlagerungen erzwungenen Polbewegung unterliegt das Zentrifugalpotenzial der Erde zeitlichen Variationen. Diese führen zu zusätzlichen Massenverlagerungen (Rotationsdeformation) in den einzelnen Komponenten des Erdsystems. In DyMEG ist die Rotationsdeformation für die feste Erde und für die Ozeane (Polgezeiten) berücksichtigt. Die als Folge der Rotationsvariationen auftretenden Massenver-

lagerungen in der Atmosphäre sind gering und werden vernachlässigt.

Die Liouville-Gleichung wird in DyMEG als Anfangswertproblem formuliert und unter Verwendung eines Runge-Kutta-Fehlberg-Integrators numerisch gelöst. Damit steht das Modell im Gegensatz zu den meisten bisherigen Untersuchungen, bei denen die Liouville-Gleichung linearisiert und die Lösung analytisch ermittelt wird (Munk und MacDonald 1960). Eine Sensitivitätsanalyse des Modells zeigte, dass die numerische Lösung aus algorithmischer Sicht verlässlich ist. Auch die Abhängigkeit der Lösung von den aus Beobachtungen abgeleiteten Anfangswerten erwies sich als unkritisch (Seitz und Kutterer 2002, Seitz 2004).

Die Rheologie des Erdkörpers, und damit verbunden die Auswirkung der erzwungenen Rotationsvariationen auf das Zentrifugalpotenzial der Erde, wird in DyMEG durch die komplexe Lovezahl  $k_2$  parametrisiert (Seitz et al. 2004). Ihr Imaginärteil beschreibt die durch Reibungseffekte im Erdsystem hervorgerufene Dissipation von Energie und führt zur Dämpfung der freien Kreisbewegung des Modells. Werden in einem ersten Lauf mit DyMEG sämtliche gravitativ und geophysikalisch erzwungenen Rotationsvariationen der Erde vernachlässigt und nur die Rotationsdeformation berücksichtigt, ergibt sich die in Abb. 3 dargestellte Polbewegung (x-Komponente, normierte Darstellung). Deutlich erkennbar nimmt

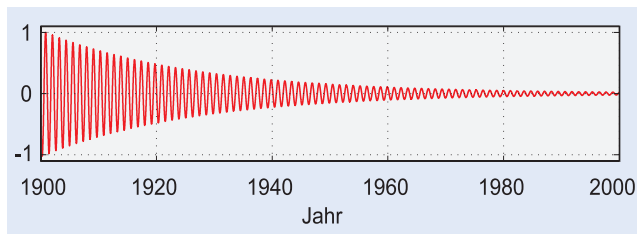


Abb. 3: Freie Kreisbewegung aus DyMEG für den Zeitraum zwischen 1900 und 2000 (x-Komponente)

die Chandler-Amplitude rasch ab. Bereits nach 22 Jahren hat sich ihr Ausgangswert halbiert und nach 100 Jahren kommt die Schwingung nahezu zum Erliegen. Folglich würde sich die Erdrotationsachse in Abwesenheit eines der Dämpfung entgegenwirkenden Anregungsmechanismus innerhalb relativ kurzer Zeit in die polare Hauptträgheitsachse verlagern.

## 5 Atmosphärische und ozeanische Antriebe

In DyMEG werden atmosphärische und ozeanische Massenverlagerungen berücksichtigt, während die Einflüsse kleinerer Subsysteme bislang vernachlässigt bleiben. Prinzipiell könnten in DyMEG beliebige geophysikalische Antriebe miteinander kombiniert werden. Jedoch sind die meisten geophysikalischen Modelle unabhängig voneinander und unterscheiden sich hinsichtlich der verwen-

deten Eingangsdaten und numerischen Parameter. Daher treten bei ihrer Kombination häufig Inkonsistenzen auf. Beispielsweise ist bei der Verwendung eines beliebigen Ozeanmodells mit einem beliebigen Modell für die kontinentale Hydrosphäre nicht gewährleistet, dass der Wasserkreislauf ein geschlossenes System mit ausgeglichener Massenbilanz darstellt. Zur Aufstellung der Drehimpulsbilanz in DyMEG soll eine konsistente Modellkombination verwendet werden, die mindestens die Primärkomponenten Atmosphäre und Ozeane umfasst. Zudem sollen die Antriebe möglichst einen Zeitraum von mehreren Dekaden überdecken, um neben den erzwungenen Variationen der Erdrotation auch die langfristige Entwicklung der Chandler-Amplitude untersuchen zu können.

Die hier verwendete Modellkombination basiert auf den atmosphärischen Reanalysen der *National Centers for Environmental Prediction* (NCEP) (Kalnay et al. 1996) und erlaubt gemeinsam mit dem globalen Ozeanzirkulationsmodell ECCO (*Estimating the Circulation and Climate of the Ocean*) (Stammer et al. 2003) eine konsistente Darstellung der Massenverlagerungen in beiden Subsystemen. Zur Berechnung der Ozeandynamik werden Antriebsfelder aus NCEP (Windschubspannungen, Wärme- und Frischwasserflüsse) in sechsstündiger Auflösung in ECCO eingeführt. Eine Assimilation des Ozeanmodells mit Beobachtungsdaten wird nicht vorgenommen. Die in DyMEG benötigten Zeitreihen für die Komponenten des Trägheitstensors werden aus den durch die beiden Modelle beschriebenen Variationen des atmosphärischen Oberflächendrucks und des ozeanischen Bodendrucks berechnet. Die relativen Drehimpulse stehen in Zusammenhang mit Strömungen in der Atmosphäre (Winde) und den Ozeanen (Zirkulation). Beide Datensätze überdecken gemeinsam einen Zeitraum von 23 Jahren zwischen 1980 und 2002.

In ECCO wird eine invers barometrische Reaktion der Ozeane auf Luftdruckvariationen angenommen (IB-Hypothese). Demnach führen atmosphärische Druckanomalien zu einer unmittelbaren isostatischen Reaktion der Meeresoberfläche, ohne dass die Dynamik und der Bodendruck der Ozeane beeinflusst werden. Da unter dieser Annahme der ozeanische Druck in jeder Tiefe unverändert bleibt, ist die IB-Hypothese gleichbedeutend mit einer Vernachlässigung des Luftdrucks über den Ozeanen und der Annahme einer nicht deformierten Meeresoberfläche. Durch die Kopplung des Ozeans an die Atmosphäre wird ein konsistenter Drehimpuls-, Temperatur- und Massenaustausch an der Grenzschicht zwischen Atmosphäre und Ozean erreicht. Damit befinden sich die thermohaline (d. h. durch Temperatur und Frischwasserzuflüsse verursachte) und windgetriebene ozeanische Zirkulation in Übereinstimmung mit dem instantanen beobachteten atmosphärischen Zustand.

## 6 Modellergebnisse im Vergleich mit geodätischen Beobachtungen

### 6.1 Gemeinsamer atmosphärischer und ozeanischer Antrieb

Unter Berücksichtigung der Antriebe aus NCEP und ECCO, der Deformationen des Erdkörpers als Folge der Auflast-, Gezeiten- und Rotationsdeformation und der lunisolaren Drehmomente ergibt sich mit DyMEG für den Zeitraum zwischen 1980 und 2002 die in Abb. 4(a) dargestellte Polbewegung. Im Vergleich mit den geodätischen Beobachtungen C04 (b) zeigt sich eine hervorragende Übereinstimmung (lineare Trends wurden jeweils abgezogen).

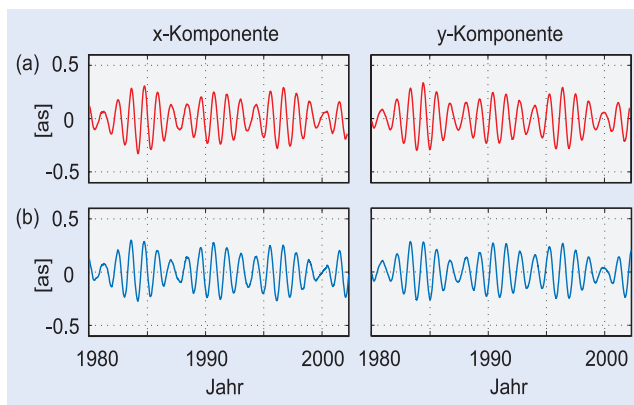


Abb. 4: Modellergebnis für die Polbewegung (a) im Vergleich mit den geodätischen Beobachtungen (b). Lineare Trends wurden beseitigt.

Die Korrelationskoeffizienten betragen 0,98 für die x-, und 0,99 für die y-Komponente. Für die mittleren quadratischen Klaffungen zwischen den Modellergebnissen und den C04-Werten ergeben sich 29,5 mas bzw. 23,3 mas. Verbleibende Abweichungen zwischen Modellergebnis und Beobachtungszeitreihe sind zum einen durch die Unvollkommenheit der verwendeten Modelle und zum anderen durch die bisherige Vernachlässigung kleinerer Subsysteme begründet.

Signalanalysen der mit DyMEG berechneten Polbewegung zeigen, dass sowohl die Jahres- als auch die Chandler-Schwingung gut mit den Beobachtungen übereinstimmen. Die freie Polbewegung wird durch die atmosphärischen und ozeanischen Antriebe über den Rückkopplungsmechanismus der Rotationsdeformation derart angeregt, dass sich über einen Zeitraum von mehr als zwei Jahrzehnten eine realistische Chandler-Schwingung einstellt. Wavelet-Analysen der simulierten und der beobachteten Polbewegung unter Verwendung des Morlet-Wavelets (Schmidt 2001) weisen in dem durch Jahres- und Chandler-Schwingung dominierten prograden Spektrum keine nennenswerten Abweichungen voneinander auf. Leichte Diskrepanzen treten lediglich zwischen 1985 und 1988 sowie zwischen 1995 und 2000 im Bereich der Jahresperiode auf, wo die Energiewerte der Modellergebnisse um knapp 2% von denen der Beobachtungen abweichen

(Seitz 2004). Da beide Signalanteile nahezu zirkular sind, besitzt das retrograde Spektrum in den Periodenbereichen der beiden Schwingungen nur sehr geringe Energie. Der Vergleich zwischen Modellergebnis und Beobachtungen zeigt, dass die im Modell berücksichtigten Antriebe in der Lage sind, der durch die Lovezahl  $k_2$  eingeführten Dämpfung entgegenzuwirken. Um die Beiträge der beiden Primärkomponenten zur Anregung der Chandler-Schwingung zu untersuchen und den eigentlichen Antriebsmechanismus der freien Kreiselbewegung aufzudecken, werden die atmosphärischen und ozeanischen Drehimpulsvariationen im folgenden Abschnitt getrennt voneinander im Modell berücksichtigt.

### 6.2 Getrennter atmosphärischer und ozeanischer Antrieb

Die getrennte Einführung atmosphärisch und ozeanisch verursachter Trägheitstensorvariationen und Relativdrehimpulse in das Erdsystemmodell resultiert in den in Abb. 5 dargestellten Polkurven (x-Komponenten). Aufgrund des kreisförmigen Charakters der Jahres- und Chandler-Schwingung zeigen die y-Komponenten wie beim Ergebnis mit kombiniertem Antrieb (Abb. 4) ein ähnliches Verhalten. Die Modellzeitreihen weisen für NCEP und ECCO große Unterschiede auf. Während die charakteristische Schwebung aus Jahres- und Chandler-Signal bei Verwendung der atmosphärischen Antriebe deutlich erkennbar ist, ergibt sich für den ozeanisch getriebenen Lauf nahezu keine Schwebung. Der größte Teil des durch die Atmosphäre verursachten Jahressignals wird durch Luftdruckvariationen verursacht. Aufgrund der IB-Hypothese (Nichtberücksichtigung des atmosphärischen Druckantriebs im Ozeanmodell) werden diese jedoch nicht auf den Ozean übertragen. Folglich können sich dort nahezu keine saisonalen Variationen ausbilden.

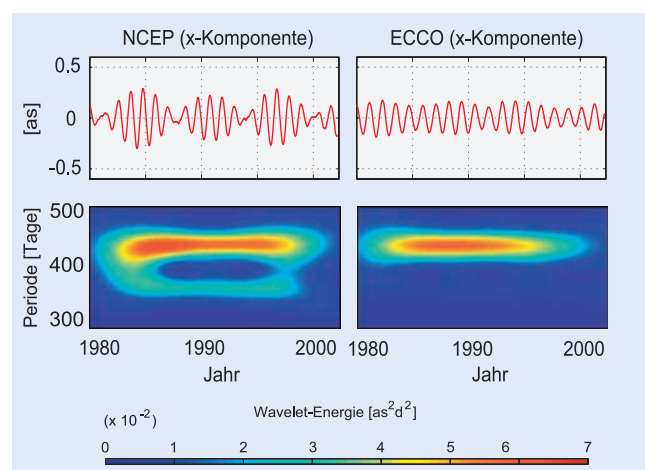


Abb. 5: Modellergebnisse für die Polbewegung (x-Komponente) bei getrennter Berücksichtigung atmosphärischer und ozeanischer Antriebe (oben) mit prograden Wavelet-Skalogrammen für den Periodenbereich zwischen 300 und 500 Tagen (unten)

Im Gegensatz zur Jahresschwingung wird die freie Polbewegung aus DyMEG durch beide Subsysteme stark beeinflusst. Abb. 5 zeigt die prograden Skalogramme der Modellzeitreihen beider Läufe, wie sie über eine Morlet-Wavelet-Analyse für Perioden von 300 bis 500 Tagen ermittelt wurden. Sowohl im Fall von NCEP als auch im Fall von ECCO ist im Bereich der Chandler-Schwingung über den gesamten Zeitraum von 23 Jahren deutliche Signalenergie vorhanden (während der ersten und letzten Jahre sind Randeffekte der Analyse zu beachten). In dem durch NCEP angetriebenen Lauf scheint die Signalenergie zur Mitte der Zeitreihe etwas abzunehmen, gegen Ende jedoch wieder leicht anzuwachsen. Für ECCO zeigt sich während der ersten 15 Jahre eine annähernd gleichbleibende Energie und anschließend eine leichte Abnahme.

## 7 Antrieb der Chandler-Schwingung

Die Ergebnisse des vorhergehenden Abschnitts zeigen, dass beide verwendeten Modelle die freie Kreiselbewegung aus DyMEG beeinflussen. Um festzustellen, welcher Anregungsmechanismus letztendlich der Dämpfung der Chandler-Schwingung entgegenwirkt, werden die zugrunde liegenden Antriebe spektral analysiert. Diese Untersuchung erstreckt sich ausschließlich auf die durch die atmosphärischen und ozeanischen Massenverlagerungen hervorgerufenen Deviationsmomente  $\Delta I_{13}(t)$  und  $\Delta I_{23}(t)$ . Die Effekte der Tensorkomponenten  $\Delta I_{11}(t)$ ,  $\Delta I_{22}(t)$  und  $\Delta I_{12}(t)$  auf die Polbewegung sind marginal (Seitz 2004). Daher bleiben diese in den nachfolgenden Untersuchungen ebenso wie das Deviationsmoment  $\Delta I_{33}(t)$ , das sich vor allem auf die axiale Komponente des Erdrotationsvektors auswirkt, unberücksichtigt. Auch die in den bisherigen Simulationen eingeführten Relativedrehimpulse tragen wenig zur Polbewegung der Erde bei (Seitz et al. 2004). Sie wirken sich vor allem auf die Variation der Tageslänge aus.

Die Tensorkomponenten  $\Delta I_{13}(t)$  und  $\Delta I_{23}(t)$  werden für die Spektralanalyse zu einer komplexen Gleichung der Form  $\gamma(t) = \Delta I_{13}(t) + i \Delta I_{23}(t)$  zusammengefasst. In aktuellen Arbeiten führten Brzezinski und Nastula (2000) und Gross (2000) Spektralanalysen der komplexen Anregungsfunktion für den Zeitraum von 1985 bis 1996 durch und bilanzierten die in den atmosphärischen und ozeanischen Antrieben enthaltene Signalenergie. Übereinstimmend schlossen die Autoren, dass die in den Antrieben enthaltene Energie ausreicht, um die beobachtete Chandler-Schwingung anzuregen. Während die Analysen von Gross (2000) ergaben, dass der größte Teil der im Chandler-Band enthaltenen Anregungsenergie auf ozeanisch induzierte Drehimpulsvariationen zurückzuführen sei, schlossen Brzezinski und Nastula (2000), dass der Beitrag beider Systemkomponenten in etwa ausgeglichen sei.

Da die Chandler-Frequenz eine Resonanzfrequenz der Erde ist, ist zur Aufrechterhaltung ihrer Amplitude ein

Anregungsmechanismus erforderlich, der im Frequenzbereich der Chandler-Schwingung eine ausreichend hohe spektrale Energie aufweist. Jedoch lässt sich in keiner der verwendeten Anregungszeitreihen eine über einen längeren Zeitraum hinweg signifikant erhöhte Energiedichte in diesem Bereich nachweisen (Seitz et al. 2004). Ebenso existiert kein Hinweis auf einen geophysikalischen Effekt, der in der Atmosphäre oder im Ozean eine charakteristische Schwingung mit einer Periode von 434 Tagen verursacht. Die im Chandler-Band der Antriebe vorhandene Energie scheint vielmehr einer natürlichen stochastischen Variabilität der Anregungen (Rauschen) zu entsprechen. Durch dieses Rauschen wird das gesamte Spektrum, also auch der Bereich der Chandler-Schwingung, beeinflusst. In einigen Veröffentlichungen wurde nach möglichen Ursachen einer »14-Monats-Schwingung« gesucht, die für die Aufrechterhaltung der freien Polbewegung verantwortlich gemacht wurde (Furuya 1996, Aoyama 2003). Die Existenz einer derartigen Anregung lässt sich jedoch in den hier verwendeten Zeitreihen der Deviationsmomente nicht nachweisen. Folglich ist zu untersuchen, ob das Niveau des in den Antrieben enthaltenen Rauschens ausreichend hoch ist, um die Chandler-Schwingung anzuregen und der Dämpfung entgegenzuwirken.

Im Gegensatz zu Brzezinski und Nastula (2000) und Gross (2000), deren Studien sich ausschließlich auf die spektrale Zusammensetzung der Anregungsfunktionen erstreckten, wird in dieser Arbeit auch die aus den Anregungen resultierende Polbewegung analysiert. Zunächst wird untersucht, ob die in einem Band von etwa  $\pm 30$  Tagen um die Chandler-Periode enthaltene Signalenergie der atmosphärischen und ozeanischen Trägheitstensorvariationen ausreicht, um die freie Kreiselbewegung aus DyMEG durch resonante Anfachung aufrechtzuerhalten. Dazu werden die Deviationsmomente  $\Delta I_{13}(t)$  und  $\Delta I_{23}(t)$  mit einem elliptischen Filter (Cauer-Filter) bearbeitet (Seitz 2004), sodass die verbleibenden Anregungssignale nur noch Energie im Bereich zwischen 400 und 460 Tagen enthalten (Bandpass-Filterung). Die Einschränkung auf diesen relativ schmalen Bandbereich soll gewährleisten, dass das relativ dicht benachbarte Jahressignal durch die Filterung restlos eliminiert wird.

Abb. 6 (oben) zeigt die aus diesem Experiment resultierenden Zeitreihen der Polbewegung (x-Komponenten). Zusätzlich ist die integrale Anregungsenergie der atmosphärischen und ozeanischen Antriebe im prograden Chandler-Band dargestellt, die sich aus der Wavelet-Transformation des komplexen Signals  $\gamma(t)$  ergibt (Schmidt 2001, Seitz 2004). Die Einheit  $[\text{kg}^2 \text{m}^4]$  entspricht dem Quadrat der Einheit der Trägheitstensorvariationen, deren maximale Amplituden bis zu  $6 \cdot 10^{28} \text{kg m}^2$  betragen. Die beiden Modellergebnisse mit bandpassgefilterten Antrieben spiegeln im Wesentlichen die aus den in Abb. 4 dargestellten Wavelet-Skalogrammen zu erwartende Charakteristik wider: Im Fall von NCEP zeigt sich eine leichte Abnahme der Amplitude bis etwa 1992,

anschließend wieder eine Zunahme. Für ECCO bleibt die Amplitude zunächst über etwa 15 Jahre hinweg annähernd konstant, gegen Ende der Zeitreihe nimmt sie leicht ab.

Die Größenordnung der in den Anregungen enthaltenen Energie ist für die Atmosphäre und die Ozeane identisch. Jedoch ist in beiden Fällen kein unmittelbarer Zusammenhang zwischen dem instantanen Energieniveau und der Chandler-Amplitude zu erkennen. So weist die Energie bei NCEP in den Jahren 1985 und 1990 jeweils lokale Minima auf, die in der Polbewegung nicht zu erkennen sind. Auch das Maximum der ozeanischen Anregungsenergie im Jahr 1988 bewirkt keine erhöhte Amplitude. Somit kommt es offensichtlich nicht ausschließlich auf die im Bereich der Chandler-Periode vorhandene Gesamtenergie an, sondern auch auf die instantanen Phasenstände einzelner Anregungsanteile.

Als Ergebnis dieses Experiments bleibt festzuhalten, dass auch die gefilterten Antriebe in der Lage sind, die freie Kreiselbewegung von DyMEG aufrechtzuerhalten. Die Vermutung, dass ausschließlich Rauschen für die in den Anregungen enthaltenen Energie verantwortlich ist, führt auf ein zweites Experiment zum Antrieb der Chandler-Schwingung. Hierzu wird aus gleichverteilten Zufallszahlen (weißes Rauschen) aus dem Intervall  $[-1, +1]$  eine rein synthetische Anregung generiert (Einheit  $[\text{kg m}^2]$ ). Die Zufallszahlen werden mit einem konstanten Faktor  $l$  multipliziert, was einer Variation des Rauschniveaus entspricht. Zwei auf diese Weise erzeugte Zeitreihen werden anstelle der atmosphärischen und ozeanischen Trägheitensorkomponenten  $\Delta I_{13}(t)$  und  $\Delta I_{23}(t)$  in DyMEG eingeführt. Wie oben werden die übrigen Deviationsmomente und die relativen Drehimpulse vernachlässigt. Die Analyse der aus dem Modell resultierenden Polbewegung zeigt für kleine Werte von  $l$  erwartungsgemäß keine erkennbare Reaktion des Kreisels. Ab einer Größenordnung von  $l = 10^{27} \text{ kg m}^2$  sind erste Effekte auf die freie Kreiselbewegung zu erkennen, indem die ohne Anregungen vorhandene Dämpfung leicht abgeschwächt wird. In Abb. 7 sind die x-Komponenten der Polbewegung für drei Läufe über 100 Jahre (1900–2000) dargestellt, denen jeweils unterschiedliche Zufallsreihen mit  $l = 10^{28} \text{ kg m}^2$ ,  $l = 10^{29} \text{ kg m}^2$  und  $l = 10^{30} \text{ kg m}^2$  zugrunde liegen. Zusätzlich ist die in den zugehörigen Anregungen enthaltene Energie im Periodebereich von 400 bis 460 Tagen angegeben.

Für mit  $l = 10^{28} \text{ kg m}^2$  ist das Modellergebnis noch durch eine starke Dämpfung charakterisiert. Die Amplitude der Polbewegung nimmt rasch ab und verbleibt auf niedrigem Niveau. Offensichtlich ist die Anregungsenergie zu gering, um die Chandler-Amplitude den Beobachtungen entsprechend aufrechtzuerhalten. Der Antrieb mit  $l = 10^{30} \text{ kg m}^2$  führt tendenziell zur Zunahme der Chandler-Amplitude, die Auslenkung erreicht hier mehrere Bogensekunden. In diesem Fall ist die Anregungsenergie zu hoch. Für  $l = 10^{29} \text{ kg m}^2$  ist DyMEG in der Lage, eine freie Kreiselbewegung mit abwechselnd zu- und abnehmender Amplitude zu erzeugen. Damit stimmt die Charakteristik

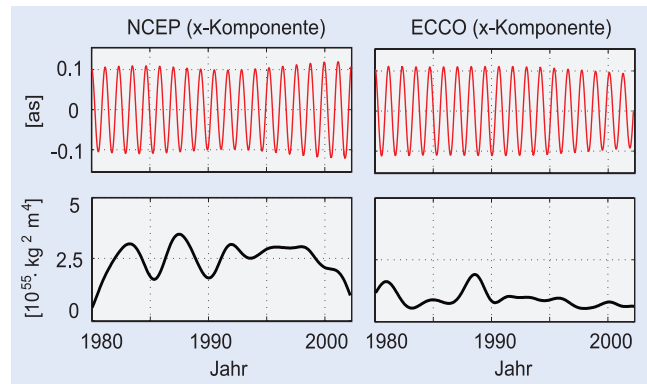


Abb. 6: Modellergebnisse für die Polbewegung (x-Komponente) bei Einführung bandpass-gefilterter Zeitreihen der atmosphärischen und ozeanischen Deviationsmomente  $\Delta I_{13}(t)$  und  $\Delta I_{23}(t)$  (oben) im Vergleich zur integralen Wavelet-Energie der Antriebe über den Spektralbereich von 400 bis 460 Tagen (unten)

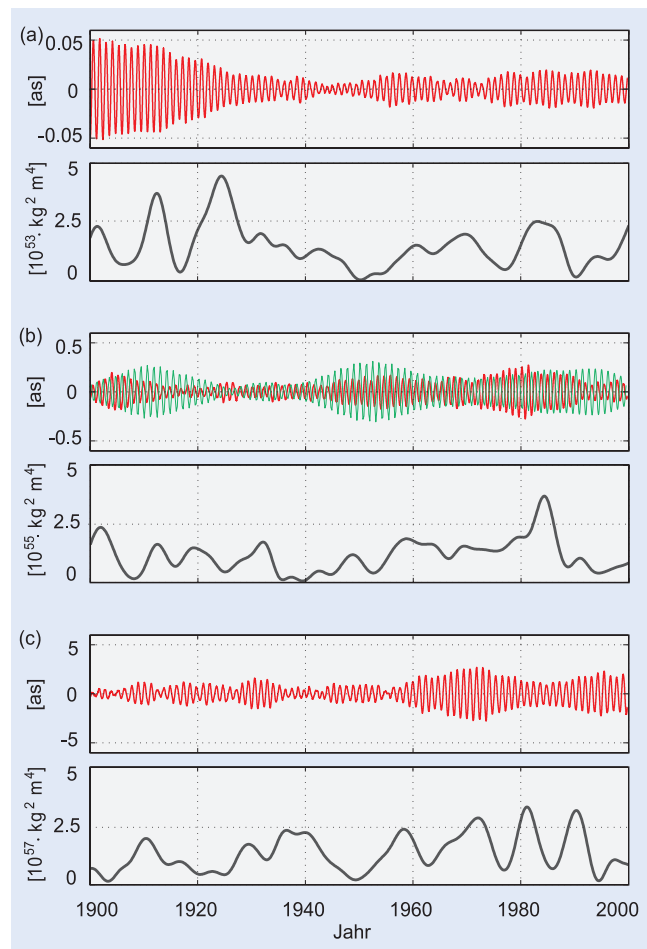


Abb. 7: Modellergebnisse für die Polbewegung (x-Komponente) für einen Antrieb mit drei unterschiedlichen Reihen gleichverteilter Zufallszahlen aus dem Intervall (a)  $[-10^{28}, +10^{28}] \text{ kg m}^2$ , (b)  $[-10^{29}, +10^{29}] \text{ kg m}^2$  und (c)  $[-10^{30}, +10^{30}] \text{ kg m}^2$  anstelle der Deviationsmomente  $\Delta I_{13}(t)$  und  $\Delta I_{23}(t)$  (jeweils oben) im Vergleich zur integralen Wavelet-Energie der Antriebe über den Spektralbereich von 400 bis 460 Tagen (jeweils unten). Die Anfangswerte zum Startzeitpunkt (1.1.1900) sind in allen Läufen identisch.

dieser Kurve mit der beobachteten Chandler-Schwingung überein: Die bereits in Abb. 1 (c) dargestellte freie Polbewegung der Erde ist der durch die Zufallszahlen erzeugten Kurve (Abb. 7 (b)) grün hinterlegt.

Wie sich zeigt, kann die Chandler-Bewegung über 100 Jahre hinweg allein mit weißem Rauschen angetrieben werden. Das zur Aufrechterhaltung ihrer Amplitude *notwendige* Energieniveau der gleichverteilten Zufallszahlen entspricht in seiner Größenordnung genau dem in den atmosphärischen und ozeanischen Antrieben *tatsächlich enthaltenen* Energieniveau (vgl. Abb. 6). Allerdings ist auch bei diesen Ergebnissen zu erkennen, dass die Maxima der Chandler-Amplitude und die Maxima der Energiewerte zeitlich nicht immer übereinstimmen. Damit wird die obige Vermutung unterstützt, dass nicht nur die Gesamtenergie, sondern auch die instantanen Phasenstände der einzelnen Anregungsanteile entscheidend sind. Durch welche Prozesse das in den atmosphärischen und ozeanischen Antrieben enthaltene Rauschen entsteht, ist im Einzelnen nicht zu klären. Jedoch liegt die Vermutung nahe, dass vor allem die rein stochastische atmosphärische Variabilität (Wetter) einen bedeutenden Teil der zufälligen Drehimpulsvariationen verursacht. Durch die Atmosphären-Ozean-Interaktion wird das stochastische Signal auf die ozeanischen Antriebe fortgesetzt.

## 8 Zusammenfassung

Die numerischen Ergebnisse der Polbewegung zeigen, dass atmosphärische und ozeanische Massenverlagerungen in der Lage sind, der durch Reibung verursachten Dämpfung der Chandler-Schwingung über mehr als zwei Jahrzehnte entgegenzuwirken. Die im Bereich zwischen 400 und 460 Tagen in den verwendeten Antrieben enthaltene Energie ist ausreichend hoch, um eine von ihrer Charakteristik den geodätischen Beobachtungen entsprechende Chandler-Schwingung anzuregen. Dies wird durch die Experimente mit weißem Rauschen bestätigt. Damit erweisen sich die Atmosphäre und die Ozeane als bedeutendste Antriebsmechanismen der Chandler-Schwingung. Gleichwohl können Beiträge der übrigen bisher vernachlässigten Systemkomponenten zu der im Chandler-Band tatsächlich vorhandenen Anregungsenergie mit der bisherigen Modellkonfiguration von DyMEG nicht abgeschätzt werden. Über den Rückkopplungseffekt der Rotationsdeformation kommt es durch die im Bereich der Chandler-Periode vorhandene Anregungsenergie zur resonanten Anfachung der freien Polbewegung. Als Ursache der Anregung werden stochastische, atmosphärische Variationen durch das Wetter angesehen, die ein weißes Rauschen im Spektrum der atmosphärischen Drehimpulse verursachen. Die im Rauschen enthaltene Energie wird durch die Kopplung zwischen den Systemkomponenten auch auf die Ozeane übertragen.

## Literatur

- Aoyama, Y., Naito, I., Iwabuchi, T., Yamazaki, N.: Atmospheric quasi-14 month fluctuation and excitation of the Chandler wobble. *Earth Planets Space*, 55, S. 25–28, 2003.
- Brzezinski, A., Nastula, J.: Oceanic excitation of the Chandler wobble. *Adv. Space Res.*, 30(2), S. 195–200, 2000.
- Chao, B. F.: The geoid and Earth rotation. In: P. Vanicek und N. T. Christou (eds.), *Geoid and its Geophysical Interpretations*, S. 285–298, CRC Press, Boca Raton, 1994.
- Fabert, O.: Effiziente Wavelet Filterung mit hoher Zeit-Frequenz-Auflösung. Deutsche Geodätische Kommission, Reihe A 119, München, 2004.
- Furuya, M., Hamano, Y., Naito, I.: Quasi-periodic wind signal as a possible excitation of Chandler wobble. *J. Geophys. Res.*, 101, S. 25537–25546, 1996.
- Gross, R. S.: Correspondence between theory and observations of polar motion. *Geophys. J. Int.*, 109, S. 162–170, 1992.
- Gross, R. S.: The influence of earthquakes on the Chandler wobble during 1977–1983. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 85, S. 161–177, 1986.
- Gross, R. S.: The excitation of the Chandler wobble. *Geophys. Res. Lett.*, 27(15), S. 2329–2332, 2000.
- Hameed, S., Currie, R. G.: Simulation of the 14-month Chandler wobble climate model. *Geophys. Res. Lett.*, 16(3), S. 247–250, 1989.
- Hinderer, J., Legros, H., Gire, C., Le Mouél, J.-L.: Geomagnetic secular variation, core motions and implications for the Earth's wobbles. *Phys. Earth Planet. Int.*, 49, S. 121–132, 1987.
- IERS: IERS Annual Report 2002. W. R. Dick und B. Richter (eds.), Verlag des Bundesamtes für Kartographie und Geodäsie, Frankfurt am Main, 2003.
- Kalnay, E., Kanamitsu, M., Kistler, R., et al.: The NMC/NCAR 40-year reanalysis project. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 77, S. 437–471, 1996.
- Marchenko, A. N., Schwintzer, P.: Estimation of the Earth's tensor of inertia from recent global gravity field solutions. *J. Geodesy*, 76, S. 495–509, 2003.
- Munk, W. H., MacDonald, G. J. F.: *The Rotation of the Earth – A Geophysical Discussion*. Cambridge University Press, Cambridge, 1960.
- Schmidt, M.: *Grundprinzipien der Wavelet-Analyse und Anwendungen in der Geodäsie*. Shaker, Aachen, 2001.
- Schneider, M.: *Satellitengeodäsie*. BI Wissenschaftsverlag, Zürich, 1988.
- Seitz, F.: *Atmosphärische und ozeanische Einflüsse auf die Rotation der Erde – Numerische Untersuchungen mit einem dynamischen Erdsystemmodell*. Deutsche Geodätische Kommission, Reihe C 578, München, 2004.
- Seitz, F., Kutterer, H.: Numerical solutions for the non-linear Liouville equation. In: J. Adam und K.-P. Schwarz (eds.), *Vistas for Geodesy in the New Millennium*, IAG Symposia 125, S. 463–468, Springer, Berlin, 2002.
- Seitz, F., Stuck, J., Thomas, M.: Consistent atmospheric and oceanic excitation of the Earth's free polar motion. *Geophys. J. Int.*, 157, S. 25–35, 2004.
- Sidorenkov, N. S.: Excitation mechanisms of Chandler polar motion. *Astron. Zh.*, 69(4), S. 905–909, 1992.
- Souriau, A., Cazenave, A.: Re-evaluation of the seismic excitation of the Chandler wobble from recent data. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 75, S. 410–416, 1985.
- Stammer, D., Wunsch, C., Giering, R., et al.: Volume, heat and freshwater transports of the global ocean circulation 1993–2000, estimated from a general circulation model constrained by World Ocean Circulation Experiment (WOCE) data. *J. Geophys. Res.*, 108, doi: 10.1029/2001JC001115, 2003.
- Vondrak, J., Ron, C., Pesek, I., Cepek, A.: New global solution of Earth orientation parameters from optical astrometry in 1900–1990. *Astron. Astrophys.*, 297, S. 899–906, 1995.

## Anschrift des Autors

Dr.-Ing. Florian Seitz  
Deutsches Geodätisches Forschungsinstitut (DGFI)  
Marshallplatz 8, 80539 München  
Tel.: 089 23031-1292, Fax: 089 23031-1240  
seitz@dgfi.badw.de