



GEOFORSCHUNGSZENTRUM POTSDAM
STIFTUNG DES ÖFFENTLICHEN RECHTS

Scientific Technical Report

Geophysikalische Prozesse, Erdrotation und zeitlich variables Schwerefeld

H. Jochmann, Ch. Reigber, H. Greiner-Mai, J. Wunsch
und F. Barthelmes
GeoForschungsZentrum Potsdam (GFZ)

Scientific Technical Report STR01/11

Kurzfassung

Zeitliche Variationen von Erdrotation und Schwerfeld werden von verschiedenen geophysikalischen Prozessen beeinflusst, die mit Massenbewegungen verbunden sind. Im saisonalen Bereich ist bisher nur der Einfluß der atmosphärischen Dynamik mit hinreichender Genauigkeit bestimmbar. Der Vergleich der Erregerfunktionen dieses Prozesses mit den entsprechenden aus Tageslängenvariationen und Polbewegung abgeleiteten Erregerfunktionen zeigt, daß neben der atmosphärischen Dynamik noch andere geophysikalische Prozesse die Erdrotationsparameter beeinflussen. Als mögliche Kandidaten werden die ozeanische Dynamik und die kontinentale Wasserspeicherung untersucht, wobei neben eigenen Berechnungen die Ergebnisse anderer Autoren diskutiert wurden.

Im dekadischen Bereich, in dem die Variationen der Erdrotation zum Teil mit Klimaperioden identisch sind, wurde der Einfluß der Atmosphäre und der Kerndynamik auf die Erdrotation untersucht. Man mußte sich auf diese beiden Phänomene beschränken, da andere geophysikalische Prozesse, die sicher auch einen wesentlichen Beitrag zu klimabedingten Variationen liefern (z.B. der Massenaustausch zwischen Kryosphäre und Hydrosphäre), nicht über genügend lange Zeiträume beobachtet worden sind.

Grundlegende Beziehungen zur Untersuchung der durch geophysikalische Prozesse erzeugten Schwerfeldvariationen wurden dargestellt, mit deren Hilfe es möglich ist, auf Grund der aus modernen Satellitenmissionen (CHAMP und GRACE) abgeleiteten Schwerfeldvariationen, den zeitlichen Ablauf einiger geophysikalischer Prozesse zu bestimmen. Die Variation der Stokeschen Koeffizienten infolge von Massenbewegungen in der Atmosphäre, auf dem Ozean und im Erdkern wurden berechnet.

Abstract

Temporal variations of the Earth's rotation are caused by different geophysical processes, associated with mass redistributions. The atmospheric influence only is sufficiently determined as source of seasonal variations of the Earth's rotation. Comparing the atmospheric excitation functions with those derived from length of day variations and polar motion it is found that other geophysical processes also affect the Earth's rotation. Ocean dynamics and continental water storage were considered as possible candidates. The calculations were compared to results of other authors.

Periods in the area of decade fluctuations, partly identical to climate periods, were related to influences of atmosphere and core dynamics on Earth rotation. We were forced to reduce the investigations to these phenomena because other geophysical processes (e.g. mass redistributions between the cryosphere and hydrosphere) are not observed for a sufficiently long period of time.

Basic relations between temporal variations of the gravity field and geophysical processes were discussed. These relations allow to determine the temporal variations of geophysical processes in an inverse way, provided that gravity field representations by modern satellite missions (CHAMP and GRACE) are available. Variations of the Stokes coefficients due to mass redistributions in the atmosphere, at the oceans, and in the Earth's core were calculated.

1. Kenntnisstand und Ziel der Untersuchungen

Die Komponenten des Systems Erde verändern sich ständig. Leicht erkennbar sind Variationen der Topographie, des Meeresspiegels und der Atmosphäre. Neben diesen augenfälligen Phänomenen erzeugen Mantelkonvektion, Plattentektonik und Kerndynamik zeitliche Variationen des Systems Erde. Diese Prozesse sind mit Massenbewegungen verbunden, die Erdrotation und Schwerfeld beeinflussen. Konnten bisher nur die Beziehungen der permanent beobachteten Erdrotation zu diesen Prozessen untersucht werden, so erschließen moderne Satellitenmissionen durch genauere und zeitlich hoch auflösendere Schwerfeldbestimmungen eine weitere Quelle zur Erforschung globaler geophysikalischer Prozesse.

Erdrotationsschwankungen und Schwerfeldvariationen liefern vergleichbare Ergebnisse, wenn nur die Veränderung der geometrischen Anordnung der Massen betrachtet wird. Die aus der Erdrotation ableitbaren Erregerfunktionen entsprechen dann - bis auf konstante Koeffizienten - den Stokesschen Koeffizienten 2. Grades. Da die Erdrotation von der massengeometrischen Variation und den Geschwindigkeiten der Massenbewegung in Gestalt von relativen Drehimpulsen beeinflusst wird, sind beide Ergebnisse geodätischer Messungen zweckmäßige Hilfsmittel zur Untersuchung globaler geophysikalischer Prozesse.

Die in verschiedenen Sphären der Erde ablaufenden geophysikalischen Prozesse besitzen hinsichtlich ihrer Wirkung auf die Erdrotation unterschiedliche Zeitskalen. Der globale Wasserkreislauf, die atmosphärische und die ozeanische Dynamik variieren deutlich im saisonalen Bereich, während im Bereich der dekadischen Fluktuationen, der besonders klimatischen Einflüssen zuzuordnen ist, geringere Variationen zu erwarten sind. Für die Kerndynamik sind nur Variationen im Bereich der dekadischen Fluktuationen interpretierbar. Da der Indikator der Kerndynamik die geomagnetische Feldvariation ist, können kurzperiodische (saisonale) Schwankungen wegen des Skin-Effekts, der im unteren, elektrisch leitfähigen Mantel die zugehörigen elektromagnetischen Schwankungen abschirmt, nicht untersucht werden. Der Umfang der Information über die zu untersuchenden geophysikalischen Prozesse bestimmt wesentlich den Stand der Erforschung ihres Einflusses auf die Parameter der Erdrotation, Tageslänge und Polbewegung.

Als der am besten beobachtete Prozeß muß die atmosphärische Dynamik bezeichnet werden, deren Parameter (Druck, Temperatur, Windgeschwindigkeit) durch zahlreiche meteorologische Stationen überwacht werden. Der saisonale Anteil der atmosphärischen Dynamik ist der erste Prozeß, dessen Einfluß auf die Polbewegung untersucht wurde. Dieses Problem kann im Prinzip als gelöst betrachtet werden, wobei *im Prinzip* hier bedeutet, daß lediglich durch Verbesserungen der Messung atmosphärischer Parameter und Verminderung der Fehler von Tageslänge und Polbewegung oder verbesserte Analyseverfahren eine bessere Anpassung der Datenreihen von Rotationsschwankung und atmosphärischer Erregerfunktion erreicht werden kann (siehe z.B. Höpfner, 1998). Die Berechnung des saisonalen Anteils des atmosphärischen Einflusses erklärt die zugehörige Variation der Tageslänge befriedigend. Die entsprechende Berechnung für die Polbewegung ergibt zwar gleiche elliptische Bewegungen mit Jahresperiode, jedoch besteht zwischen beiden Jahresperioden eine erhebliche Phasendifferenz (etwa 30 Tage), die auf die Existenz eines geophysikalischen Prozesses hinweist, der mit Massenbewegungen in einer Größenordnung verbunden ist, wie sie bei der atmosphärischen Dynamik vorliegen. Die unterschiedlichen Einflüsse der atmosphärischen Dynamik auf

Polbewegung und Tageslänge sind auf die unterschiedlichen Wirkungen von Variationen des relativen Drehimpulses und der Massengeometrie zurückzuführen. Während die Tageslänge hauptsächlich durch den Drehimpulsaustausch zwischen Atmosphäre und fester Erde beeinflußt wird, werden die Variationen der Polbewegung nahezu vollständig durch Änderungen der Massenverteilung hervorgerufen. Dies deutet auf Prozesse hin, bei denen der massengeometrische Anteil größer als der dynamische ist, was praktisch für alle nichtatmosphärischen zutrifft, da in ihnen die Bewegungen mit wesentlich geringerer Geschwindigkeit als in der Atmosphäre ablaufen. Mögliche Kandidaten für die Erklärung der Phasendifferenz in der Jahresperiode der Polbewegung sind die ozeanische Dynamik und der globale Wasserkreislauf.

Die ozeanische Dynamik wird von verschiedenen Autoren (Stammer et al., 1996; Ponte & Stammer, 1999; Thomas & Sündermann, 1999) mit unterschiedlichen Modellbildungen simuliert. Ihre massengeometrische Wirkung auf Erdrotation und Schwerfeld kann aus Altimetermessungen ermittelt werden und läßt sich als Test für o.g. Modellbildungen verwenden.

Der Einfluß des globalen Wasserkreislaufes auf Erdrotation und Schwerfeld ist schwieriger zu schätzen, da insbesondere Messungen der kontinentalen Wasserspeicherung nicht dicht genug über die Kontinente verteilt sind, und es schwierig ist, die lokalen Messungen auf die Flächen der Kompartimente zu extrapolieren, die die Grundlage zur Berechnung der Erregerfunktionen von Polbewegung und Tageslänge und der Stokesschen Koeffizienten bilden. Es bietet sich an, statt der direkten Messung der Wasserspeicherung die besser bekannten Niederschlagsmessungen zu verwenden und den Anteil der Wasserspeicherung aus der Wasserhaushaltsgleichung

$$P - E - R = \Delta s(t)$$

(P = Niederschlag, E = Verdunstung, R = Abfluß, $\Delta s(t)$ = Speicherung) abzuleiten. Bei Anwendung dieser Gleichung muß die Unsicherheit der Schätzung von Verdunstung und oberirdischem Abfluß beachtet werden. Ein in Jochmann (1999) angewandtes Verfahren der inversen Schätzung der kontinentalen Wasserspeicherung berücksichtigte nicht den damals noch ungenügend bekannten Anteil der ozeanischen Dynamik. Das Verfahren läßt sich jedoch unter seiner Berücksichtigung und des aus der Altimetermessung schätzbaren Massenaustausches zwischen Ozeanen und Kontinenten verbessern.

Für die Untersuchungen der Erdrotation im saisonalen Bereich wird die Erregerfunktion der ozeanischen Dynamik aus Altimetermessungen abgeleitet und mit Modellsimulationen verschiedener Autoren verglichen. Die erhaltenen Ergebnisse werden benutzt, um die in der jahresperiodischen Variation der Polbewegung vorhandene Phasendifferenz zu erklären. Der in diesem Periodenbereich wirksame globale Wasserkreislauf wird ebenfalls zur Erklärung dieser Phasendifferenz herangezogen. Es wird versucht, den Einfluß der kontinentalen Wasserspeicherung auf die Polbewegung aus der globalen Meeresspiegelschwankung abzuleiten.

Bei der Untersuchung dekadischer Fluktuationen von Erdrotation und Schwerfeld ist zu beachten, daß neben der Kerndynamik auch oberflächennahe Prozesse zu ihrer Entstehung beitragen. Dies betrifft hauptsächlich Prozesse, die in Sphären ablaufen, die durch Klimavariationen beeinflußt werden (Atmosphäre, Hydrosphäre, Kryosphäre). Zur Untersuchung der Kerndynamik mit Hilfe von Erdrotation und Schwerfeldvariationen wäre es vorteilhaft, wenn die dekadischen Einflüsse oberflächennaher Prozesse eliminiert werden könnten. Dies

ist nur für die Atmosphäre möglich, für die Variationen des Drehimpulses und der Massenverteilung über längere Zeiträume aus Beobachtungen meteorologischer Stationen bestimmt werden können.

Die aus diesen Datenreihen abgeleiteten Variationen der Erdrotation erlauben eine erste Aussage über die Herkunft der als Klimaperioden identifizierten dekadischen Fluktuationen. Ein endgültiger Nachweis wird erst möglich sein, wenn entsprechend lange Beobachtungsreihen über die globale ozeanische Dynamik und dem Massenaustausch zwischen Kryosphäre und Hydrosphäre vorliegen.

Die Untersuchung des Einflusses der Kerndynamik auf Erdrotation und Schwerefeld erfordert die Modellierung von Beziehungen der Bewegungen im Kern zu Variationen des geomagnetischen Feldes. Dekadische Fluktuationen der Tageslänge lassen sich auf die zeitlich variable Kern-Mantel-Kopplung zurückführen, die mit Bewegungen im flüssigen Kern verbunden ist. Diese Bewegungen werden durch geeignete magneto-hydrodynamische Modellbildungen (z.B. die frozen-field theory) aus der Westwärtsdrift des geomagnetischen Feldes abgeleitet und ermöglichen die Bestimmung der Drehimpulsvariationen des flüssigen Kerns gegenüber dem Mantel und die hierdurch verursachten dekadischen Variationen der Tageslänge. Die Anwendung der magneto-hydrodynamischen Modellierung beinhaltet einige unsichere Parameter (z.B. die elektrische Leitfähigkeit im unteren Mantel), so daß auch hier inverse Methoden zur Lösung des Problems angewandt werden.

Dekadische Variationen der Polbewegung lassen sich nicht durch die Kern-Mantel-Kopplung erklären, wie verschiedene Autoren nachgewiesen haben (z.B. Greff-Lefftz & Legros, 1995). In den durchzuführenden Untersuchungen wird daher die Innenkernbewegung als mögliche Ursache angenommen. In Smylie et al. (1984) wird angenommen, die Bewegung der Figurenachse des Innenkerns und der magnetischen Dipolachse seien identisch, so daß letztere ein Indikator für die Innenkernbewegung ist. Diese Theorie ist nicht unwidersprochen, da es unwahrscheinlich ist, daß die Innenkernachse eine so große Neigung gegenüber der Rotationsachse der Erde wie die magnetische Dipolachse besitzt (etwa 9°). Bei den durchzuführenden Untersuchungen wird daher angenommen, daß die Bewegung der Dipolachse zwar ein Indikator für die Innenkernbewegung ist, jedoch beide Achsen nicht die gleiche räumliche Richtung haben.

Einflüsse der atmosphärischen und ozeanischen Dynamik auf das zeitlich variable globale Schwerefeld werden untersucht. Ein direkter Vergleich mit observierten Schwerefeldvariationen kann noch nicht erfolgen, da entsprechende zeitliche Variationen aus der CHAMP-Mission noch nicht im erforderlichen Umfang vorliegen. Einige theoretische Grundlagen zur Identifikation geophysikalischer Prozesse mittels zeitvariabler Stokesscher Koeffizienten werden angegeben.

2. Der Einfluß des saisonalen, globalen Wasserkreislaufes und der ozeanischen Dynamik auf die Erdrotation

2.1. Ozeanische Erregerfunktionen der Erdrotation, abgeleitet aus ERS-1 und TOPEX-POSEIDON Meeresspiegelschwankungen

Schwerefeldvariationen und Massenanteile der Erregerfunktionen von Polbewegung und Tageslänge lassen sich aus Meeresspiegelschwankungen berechnen, wenn diese durch Massenbewegungen tangential zur Potentialfläche verursacht werden. Dies ist nicht zu erwarten, da Meeresspiegelschwankungen zusätzlich durch Dichteveränderungen infolge thermischer Einflüsse und wechselnden Salzgehaltes beeinflusst werden. Während Dichteschwankungen infolge wechselnden Salzgehaltes klein sind und im allgemeinen vernachlässigt werden, müssen Einflüsse von Temperaturschwankungen berücksichtigt werden. Dieser Effekt, der besonders mit der wechselnden Sonneneinstrahlung im Laufe des Jahres verbunden ist, kann eine Massenverteilung zwischen Nord- und Südhalbkugel und entsprechende saisonale Variationen der Stokeschen Koeffizienten (insbesondere 2. Grades) und der Erregerfunktionen der Erdrotation vortäuschen.

Die saisonale Variation des Meeresspiegels infolge des thermischen Effekts wurde bei beiden vorliegenden Datensätzen mit Hilfe der im World Ocean Atlas 1994 von Levitus & Boyer und den bei der Altimetermessung gleichzeitig gemessenen Oberflächentemperaturen bestimmt. Dabei wurde angenommen, daß die Temperaturvariation in den oberen Schichten des Meeres (bis 25m Tiefe) mit der an der Oberfläche gemessenen Temperaturvariation übereinstimmt. Für die tieferen Schichten wurde das Modell von Levitus & Boyer angewandt.

Die von Dr. Gruber (GFZ Potsdam) zur Verfügung gestellten, aus ERS-1 Daten abgeleiteten Meeresspiegelschwankungen überdecken einen Zeitraum von drei Jahren und sind in monatlichen Abständen gegeben. Sie bestehen aus Datenreihen wegen thermischen Einflusses korrigierter und unkorrigierter Meeresspiegelschwankungen. Die TOPEX-POSEIDON Daten enthalten direkt aus Altimetermessungen abgeleitete Meereshöhen (sea surface anomaly) und sterische Meereshöhenschwankungen, die aus Temperaturvariationen nach der o.g. Methode ermittelt wurden. Diese Datensätze wurden von J.L. Chen (Center of Space Research, University of Texas) zur Verfügung gestellt. Die Meereshöhen sind für einen Zeitraum von sieben Jahren in Abständen von etwa 10 Tagen gegeben. Die sterischen Meereshöhenschwankungen haben monatliche Abstände. Die ERS-1 und TOPEX-POSEIDON Meereshöhen sind wegen Gezeiteneinflüssen (einschließlich Polzeiten) korrigiert. Für die ERS-1 Meereshöhenschwankungen wurden die Erregerfunktionen für die thermisch korrigierten und unkorrigierten Datensätze ermittelt. Aus den TOPEX-POSEIDON Daten wurden die Erregerfunktionen der direkt aus Altimeterdaten ermittelten und der sterischen Meeresspiegelschwankungen berechnet. Die Differenz beider Berechnungen ergibt die effektiv wirksamen Erregerfunktionen.

2.1.1. Beziehungen zwischen Meeresspiegelschwankungen und Erregerfunktionen der Erdrotation

Mit Hilfe der aus Altimetermessungen ermittelten Meereshöhenschwankung läßt sich außer dem massengeometrischen Anteil der Erregerfunktionen nur der durch die geostrophische

Zirkulation hervorgerufene dynamische Anteil bestimmen (siehe z.B. Bode et al., 1993). Wir beschränken uns hier auf die Berechnung des massengeometrischen Anteils der Erregerfunktionen, zumal nachgewiesen werden kann, daß die geostrophischen Strömungen die Erregerfunktion der Polbewegung nicht beeinflussen (Munk & McDonald, 1960).

Massenvariationen auf dem Meer setzen sich aus dem Wassermassenaustausch mit der Atmosphäre und den kontinentalen Wasserreservoirien und aus Wassermassentransporten auf dem Meer zusammen. Die Erregerfunktion des Wassermassenaustausches ergibt sich aus der zeitlichen Variation des globalen Mittels der Meereshöhenschwankung. Ist $\Delta h(\varphi, \lambda, t)$ die Differenz der lokalen Meereshöhe gegenüber einem zeitlichen Mittel, so wird die globale Meereshöhenschwankung

$$\Delta h_m(t) = \frac{R^2}{S_0} \int_{\varphi=-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_{\lambda=0}^{2\pi} \Delta h(\varphi, \lambda, t) F_0(\varphi, \lambda) \cos \varphi d\varphi d\lambda, \quad (1)$$

woraus man die Erregerfunktionen der Polbewegung

$$\Psi_0(t) = -\frac{R^4 \rho_0}{C - A} \Delta h_m(t) \int_{\varphi=-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_{\lambda=0}^{2\pi} F_0(\varphi, \lambda) \sin \varphi \cos^2 \varphi \exp i\lambda d\varphi d\lambda = (171.5 + i218.6) \Delta h_m(t) \quad (2)$$

und der Tageslänge

$$\Psi_{30}(t) = -\frac{0,7R^4 \rho_0}{C_M} \Delta h_m(t) \int_{\varphi=-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_{\lambda=0}^{2\pi} F_0(\varphi, \lambda) \cos^3 \varphi d\varphi d\lambda = -1,3825 \Delta h_m(t) \quad (3)$$

erhält. In vorstehenden Gleichungen ist $F_0(\varphi, \lambda)$ die Ozeanfunktion, eine Entwicklung nach Kugelfunktionen, die sich für die Datenverteilung $F_0(\varphi, \lambda) = 1$ auf den Ozeanen und $F_0(\varphi, \lambda) = 0$ auf den Kontinenten ergibt. S_0 und ρ_0 sind die Meeresfläche und die Dichte des Seewassers. C, A und C_M sind die Hauptträgheitsmomente der Erde und des Erdmantels. $\Psi_0 = \Psi_{10} + i\Psi_{20}$ ist die Zusammenfassung der Komponenten der Erregerfunktion der Polbewegung in komplexer Form. Mit den numerischen Werten in den Gln. (2) und (3) erhält man die Erregerfunktionen in mas bzw. ms. Zur Berechnung der Erregerfunktionen der gesamten Wassermassenvariation auf dem Meer müssen in den Gln. (2) und (3) die lokalen Meereshöhenänderungen $\Delta h(\varphi, \lambda, t)$ eingeführt werden, womit man die Beziehungen

$$\Psi_d(t) = -\frac{R^4 \rho_0}{C - A} \int_{\varphi=-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_{\lambda=0}^{2\pi} F_0(\varphi, \lambda) \Delta h(\varphi, \lambda, t) \sin \varphi \cos^2 \varphi \exp i\lambda d\varphi d\lambda \quad (4)$$

und

$$\Psi_{3d}(t) = -\frac{0,7R^4 \rho_0}{C_M} \int_{\varphi=-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_{\lambda=0}^{2\pi} F_0(\varphi, \lambda) \Delta h(\varphi, \lambda, t) \sin \varphi \cos^3 \varphi \exp i\lambda d\varphi d\lambda \quad (5)$$

erhält.

Die Differenzen

$$\begin{aligned}\Psi_s &= \Psi_d - \Psi_0 \\ \Psi_{3s} &= \Psi_{3d} - \Psi_{30}\end{aligned}\tag{6}$$

sind die Erregerfunktionen der Wassermassenbewegung auf dem Meer. Die vorstehend dargestellten Erregerfunktionen beziehen sich auf die Gleichungen von Polbewegung und Tageslängenvariation in der Form

$$\frac{dm}{dt} - i(\sigma_{CH} + i\alpha)m = -i\sigma_{CH}\Psi\tag{7}$$

und

$$m_3 = \Psi_3 + const. = -\frac{\Delta lod}{lod}.\tag{8}$$

2.1.2. Diskussion der Ergebnisse

2.1.2.1. ERS-1

Die aus Altimeterdaten abgeleiteten Meereshöhenschwankungen $\Delta h(\varphi, \lambda, t)$ sind als Monatsmittel für $1^\circ \times 1^\circ$ Kompartimente von $\varphi = +80^\circ$ bis -80° gegeben. Zur Auswertung werden vorstehende Integrale für jedes Kompartiment gelöst. In diesen wird für den entsprechenden Zeitpunkt $\Delta h(\varphi, \lambda, t)$ als konstant angenommen. Die globale Meereshöhenschwankung wird als Summe über alle Kompartimente erhalten. Da die vorliegenden Daten nicht für alle Kompartimente gegeben sind, wurde an Stelle von Gln.(1) das gewogene Mittel mit den Gewichten $p = \cos \varphi$ eingeführt. Für kontinuierlich gegebene Meereshöhen stimmt diese Mittelung mit den Ergebnissen der Gln.(1) überein.

In Abb. 1 ist der Verlauf der globalen Meeresspiegelschwankung von April 1992 bis April 1995 dargestellt. Die globalen Meereshöhenschwankungen wurden mit den ursprünglichen und den wegen Temperatureinflüssen korrigierten Meereshöhen berechnet. Der zeitliche Verlauf ist für beide Kurven nahezu gleich, was zu erwarten war, da die temperaturbedingte Meereshöhenschwankung hauptsächlich durch den Wechsel der Sonneneinstrahlung gesteuert wird. Dies bedingt einen teilweisen Ausgleich der thermischen Meereshöhenschwankung zwischen Nord- und Südhalbkugel. Die zeitliche Variation erfolgt mit nahezu jährlicher Periode. Eine Berechnung des linearen Anstiegs ergab $2,0 \pm 3,0$ mm/a.

Für die jahresperiodische Schwankung wurde die Amplitude $a = 12,2 \pm 3,0$ mm (Maximum am 10. November) erhalten. Vorstehender Wert des linearen Anstiegs stimmt mit dem von anderen Autoren gegebenen Wert hinreichend überein (Anzenhofer & Gruber, 1998). Die Realität der angegebenen Werte ist wegen der kurzen Zeitreihe allerdings zweifelhaft. Die Amplitude der jahreszeitlichen Schwankung ist ein Maß für den saisonalen Massenaustausch der Ozeane mit den kontinentalen Wasserreservoirien (Grundwasser, Flüsse, Seen, Eis- und

Δh_0 [mm]

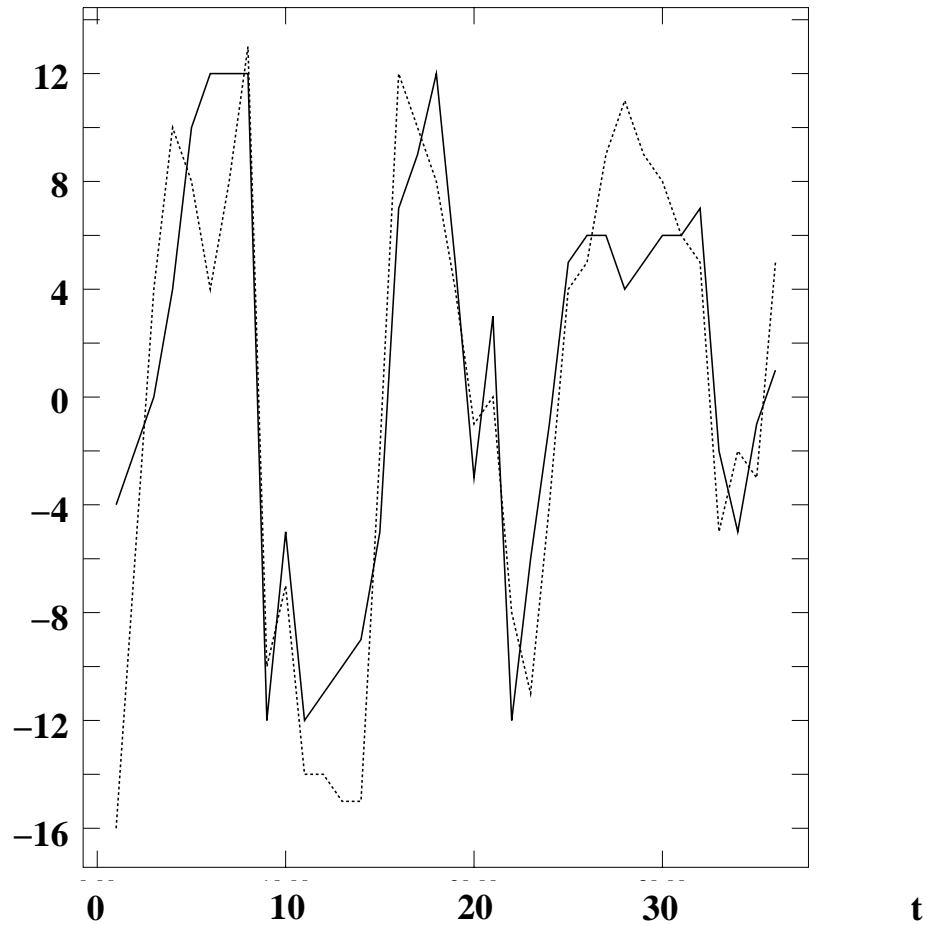


Abbildung 1: Globale Meeresspiegelschwankung (t = Monate seit März 1992); *durchgezogene* Kurve ohne Berücksichtigung der durch Temperaturschwankung hervorgerufenen Meeresspiegelschwankung; *gepunktete* Kurve wegen sterischer Meeresspiegelschwankung korrigiert

Schneebedeckung) und der Atmosphäre. Der vorstehend ermittelte Wert der Meeresspiegelschwankung entspricht einem saisonalen Wassermassenaustausch von

$$\Delta W = 4,436 \times 10^{15} \pm 1,109 \times 10^{15} \text{kg} .$$

Nach Minster et al. (1999) beträgt die saisonale kontinentale Wassermassenvariation, die auf Grund der Arbeiten von Willmot & Rowe (1985) und Mintz & Serafini (1992) berechnet wurde,

$$\Delta W_{geoph} = 2,772 \times 10^{15} \text{kg (Willmot \& Rowe)}$$

$$\Delta W_{geoph} = 2,551 \times 10^{15} \text{kg (Mintz \& Serafini)} .$$

Berücksichtigt man die Standardabweichung des aus der Meeresspiegelschwankung abgeleiteten saisonalen Wassermassenaustausches, so kann nicht entschieden werden, ob vorstehende Schätzwerte sich unterscheiden oder übereinstimmen. Minster et al. (1999) halten den aus Altimeterdaten abgeleiteten Wert für zuverlässiger als den aus meteorologischen Daten erhaltenen. Die Erregerfunktionen der globalen Meeresspiegelschwankung (Abb. 2) haben eine deutliche Jahresperiode, die für die Polbewegung 3 mas beträgt. Die Jahresperiode der Tageslänge hat eine Amplitude von 15 μ s. Der Einfluß der globalen Meeresspiegelschwankung auf die Polbewegung beträgt nur 10 % des Einflusses der Wassermassenvariation auf dem Meer, so daß diese nahezu mit den entsprechenden Erregerfunktionen der Massenbewegung auf dem Meer (Abb. 3) übereinstimmt. Die Tageslänge wird von allen drei Varianten der Erregerfunktion in gleicher Größenordnung beeinflusst.

Die thermische Korrektur bewirkt bei den Erregerfunktionen der Polbewegung, die durch Massenbewegungen auf dem Meer hervorgerufen werden (Abb. 3), eine deutliche Verminderung der zeitlichen Variation, insbesondere der Komponenten in Richtung des Nullmeridians (Ψ_{1s}). Die Berechnung des Amplitudenspektrums ergab bei den unkorrigierten Daten eine Jahresperiode von etwa 50 mas, deren Standardabweichung 26 mas beträgt. Da die Amplituden benachbarter Perioden die gleiche Größenordnung haben, kann die erhaltene Jahresperiode, auch im Hinblick auf die große Standardabweichung, nicht als signifikant betrachtet werden. Der zeitliche Verlauf der aus den korrigierten Daten abgeleiteten Erregerfunktionen enthält keine nachweisbare Jahresperiode. Die Amplituden der festgestellten periodischen Anteile sind nur geringfügig größer als ihre Standardabweichung, so daß der zeitliche Verlauf der Erregerfunktionen der Polbewegung als stochastischer Prozeß betrachtet werden muß. Diese Schlußfolgerung ist wegen der kurzen Zeitreihe des untersuchten Prozesses etwas unsicher, aber zumindest ist der deterministische Anteil durch einen starken stochastischen überlagert.

Die verschiedenen Varianten der Erregerfunktion der Tageslänge (Ψ_3) enthalten deutliche Jahresperioden in der gleichen Größenordnung (Tab. 1), die deutlich größer als die Amplituden benachbarter periodischer Anteile sind, so daß man sie als signifikant betrachten kann. Dies bestätigen auch die Standardabweichungen der Amplituden in Tab. 1. Neben der Jahresperiode konnten bei einigen Varianten der Erregerfunktionen noch Halbjahresperioden identifiziert werden, deren Amplituden jedoch kleiner als die Standardabweichungen sind.

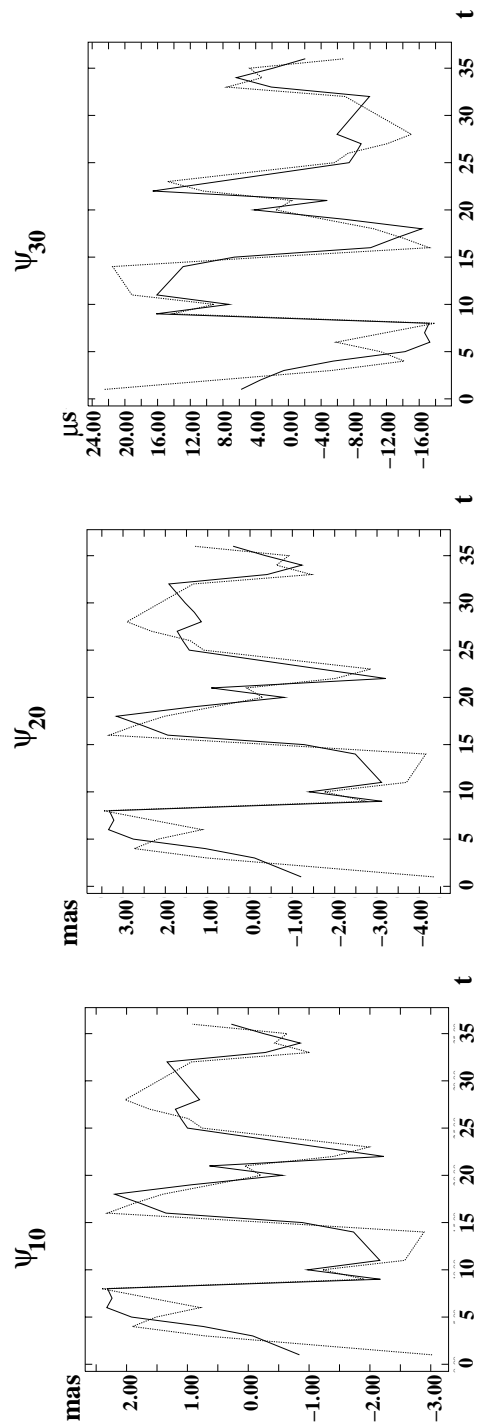


Abbildung 2: Erregerfunktion der globalen Meeresspiegelschwankung (April 1992 - April 1995) (t = Monate seit März 1992); *durchgezogene* Kurve ohne Berücksichtigung der durch Temperaturschwankung hervorgerufenen Meeresspiegelschwankung; *gepunktete* Kurve wegen sterischer Meeresspiegelschwankung korrigiert

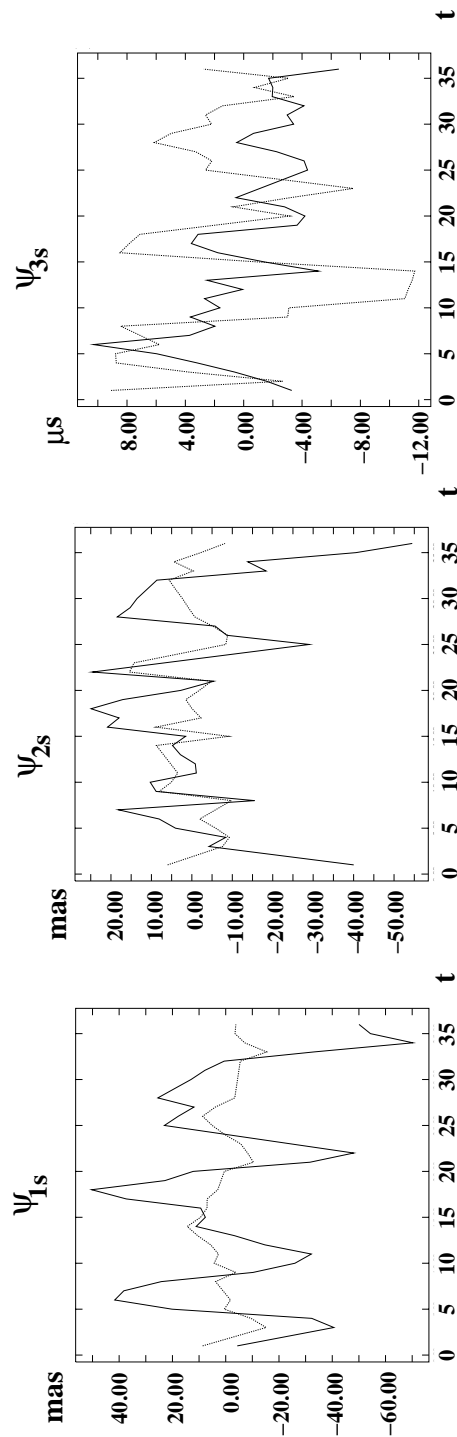


Abbildung 3: Erregerfunktion der Massenbewegung auf dem Meer (April 1992 - April 1995) (t = Monate seit März 1992); *durchgezogene* Kurve ohne Berücksichtigung der durch Temperaturschwankung hervorgerufenen Meeresspiegelschwankung; *gepunktete* Kurve wegen sterischer Meeresspiegelschwankung korrigiert

Tabelle 1: Jahresperiode der Erregerfunktionen der Tageslänge aus ERS-1 Altimeterdaten

Variante	Ψ_{30}		Ψ_{3d}		Ψ_{3s}	
	Ampl. μs	Phase $^{\circ}$	Ampl. μs	Phase $^{\circ}$	Ampl. μs	Phase $^{\circ}$
korrigiert	15 ± 6	320	8 ± 2	323	7 ± 2	140
unkorrigiert	8 ± 4	327	11 ± 5	281	3 ± 2	121

Ein weiterer Test für die Qualität der aus Altimetermessungen abgeleiteten Erregerfunktionen ist ein Vergleich mit Erregerfunktionen, die auf Grund ozeanischer Modellbildungen berechnet wurden. Wir verwenden zum Vergleich ein von Thomas & Sündermann (persönliche Mitteilung) angegebenes Modell. Die vorstehend berechnete Erregerfunktion der Polbewegung enthält keine erkennbare Jahresperiode, während das Amplitudenspektrum des ozeanischen Modells eine deutliche Jahresperiode von 18 mas enthält. Die Jahresperiode der Erregerfunktion der Tageslänge hat nach dem Modell von Thomas & Sündermann eine Amplitude von $39 \mu s$ und einen Phasenwinkel von 124° . Die aus diesem Modell erhaltene Amplitude ist wesentlich größer als die in Tab. 1 für Ψ_{3s} angegebene. Die Phasen stimmen befriedigend überein. Eine Übereinstimmung mit Ψ_{3s} war zu erwarten, da die Ozeanmodelle den Massenaustausch mit der Atmosphäre und den kontinentalen Wasserreservoirs nicht berücksichtigen. Mit den aus anderen Ozeanmodellen ermittelten Erregerfunktionen der Tageslänge liegt eine bessere Übereinstimmung hinsichtlich der Amplituden vor, während erhebliche Differenzen hinsichtlich der Phase vorliegen (siehe Wunsch, 2000). Diese Ergebnisse zeigen, daß die Schätzung der Erregerfunktion der Tageslänge auf Grund von Altimeterdaten nicht unsicherer als ihre Berechnung mit Hilfe von Ozeanmodellen ist. Bei Beurteilung vorstehender Ergebnisse muß der kurze Zeitraum der untersuchten ERS-1 Mission und die geringe zeitliche Dichte der Daten beachtet werden. Beide Effekte tragen sicher zu den relativ großen Standardabweichungen der Parameter der Jahresperioden der Erregerfunktionen bei.

2.1.2.2. TOPEX-POSEIDON

Die TOPEX-POSEIDON Meereshöhen sind in $1^{\circ} \times 1^{\circ}$ Kompartimenten für den Breitenbereich $\varphi = -65^{\circ}$ bis $+65^{\circ}$ gegeben. Die Berechnung der Erregerfunktionen erfolgte nach der gleichen Methode wie für die ERS-1 Daten. Wie bereits erwähnt, wurden die Erregerfunktionen für die Meereshöhenschwankung (sea surface anomaly) und die sterischen Meereshöhen berechnet. Aus deren Differenz ergab sich die effektive (nur durch Massenbewegungen verursachte) Erregerfunktion. Dieses Verfahren ist gerechtfertigt, da die Beziehungen zwischen Erregerfunktion und Meereshöhenvariationen linear sind.

In den Abb. 4 bis 6 sind die zeitlichen Verläufe der globalen Meeresspiegelschwankung, die zugehörige Erregerfunktion und die Erregerfunktion der Massenbewegungen auf dem Meer dargestellt. Die Abbildungen zeigen Fourier-Glättungen der entsprechenden Datenreihen. Ein Vergleich der durch Meeresspiegelschwankungen mit den durch thermische Einflüsse verursachten sterischen Variationen zeigt, daß letztere eine deutliche Jahresperiode haben,

die von nahezu gleich großen kurzperiodischen Variationen überlagert wird, während für die aus Altimetermessungen abgeleiteten Meeresspiegelschwankungen Variationen erhalten wurden, deren signifikante Perioden größer als 0,5 Jahre sind.

Alle Varianten der Erregerfunktion enthalten jahresperiodische Variationen, deren Amplituden deutlich größer als die der anderen im Spektrum enthaltenen Perioden sind (siehe z.B. Tab. 4). Vergleicht man dies mit den Auswertungen der ERS-1 Daten (2.1.2.1.), so scheint bei diesen die Anzahl der Realisierungen von Meeresspiegelvariationen nicht groß genug zu sein, um über dem Niveau der stochastischen Variation liegende deterministische Anteile zu bestimmen. Eine gute Übereinstimmung wurde für die Parameter erhalten, die vom globalen Verhalten des Meeresspiegels abhängen. Für den linearen Anstieg wurde $1,8 \pm 1,0$ mm/a erhalten. Die Amplitude der jahresperiodischen Variation betrug $14,0 \pm 3,0$ mm (Maximum am 25. August), was dem in 2.1.2.1. angegebenen Wassermassenaustausch mit den Kontinenten entspricht. Ähnliche Ergebnisse wurden für die Erregerfunktion der globalen Meeresspiegelschwankung erhalten, die deutliche Jahresperioden enthalten und für ERS-1 und TOPEX-POSEIDON eine nahezu identische Form der Bewegung des Trägheitspoles haben (Tab. 2). Allerdings besteht zwischen beiden Ergebnissen eine erhebliche Phasendifferenz. Zur Analyse der aus TOPEX-POSEIDON Daten abgeleiteten Erregerfunktionen wurden die

Tabelle 2: Jahresperioden der Erregerfunktionen der Polbewegung, hervorgerufen durch die globale Meeresspiegelschwankung

	A_+	B_+	A_-	B_-	a	b	γ°
ERS-1	-0.46	1.70	-1.76	-0.16	3.53	0	55.2
TOPEX-POSEIDON	-1.94	0.08	0.50	-1.84	3.94	-0.05	51.2

Parameter ihrer periodischen Anteile durch eine zweidimensionale Fourier-Analyse bestimmt. Bekanntlich können periodische Anteile der Erregerfunktionen als elliptische Bewegungen der polaren Trägheitsachse erklärt werden. Die Tab. 3 und 4 enthalten die Parameter dieser Bewegungsanteile. A_+, B_+ sind die Amplituden der prograden und A_-, B_- die der retrograden Bewegung. a und b sind die Halbachsen der Ellipsen und γ ist der Richtungswinkel der großen Halbachse.

Aus Tab. 4 folgt, daß die maximale Auslenkung der polaren Trägheitsachse für die Jahresperiode (≈ 18 mas) die der anderen signifikanten Perioden übersteigt. Hinsichtlich der Bewegungsgeometrie liegt eine befriedigende Übereinstimmung mit dem von Thomas & Sündermann (1999) OCMT und von Ponte et al. (1998) vor, wenn man die Standardabweichungen der Halbachsen (3.46 mas) und ihrer Richtungswinkel (15°) berücksichtigt. Allerdings ist eine nicht akzeptable Phasendifferenz festzustellen, die auch zwischen den beiden zum Vergleich herangezogenen Ozeanmodellen vorliegt (Tab. 3) (OMCT und Ponte et al. (1998) nach Wunsch). Betrachtet man das gesamte Spektrum der Variationen (Tab. 4), so erkennt man symmetrisch zur Jahresperiode zwei Nachbarperioden, die auf eine Amplitudenvariation der Jahresperiode hinweisen. Der Frequenzdifferenz beider Nachbarperioden müßte einer Amplitudenvariation von vier Jahren entsprechen.

Eine weitere interessante Periode ist die 4,54-jährige, deren Halbachsenrichtung γ auf

Δh_0 [mm]

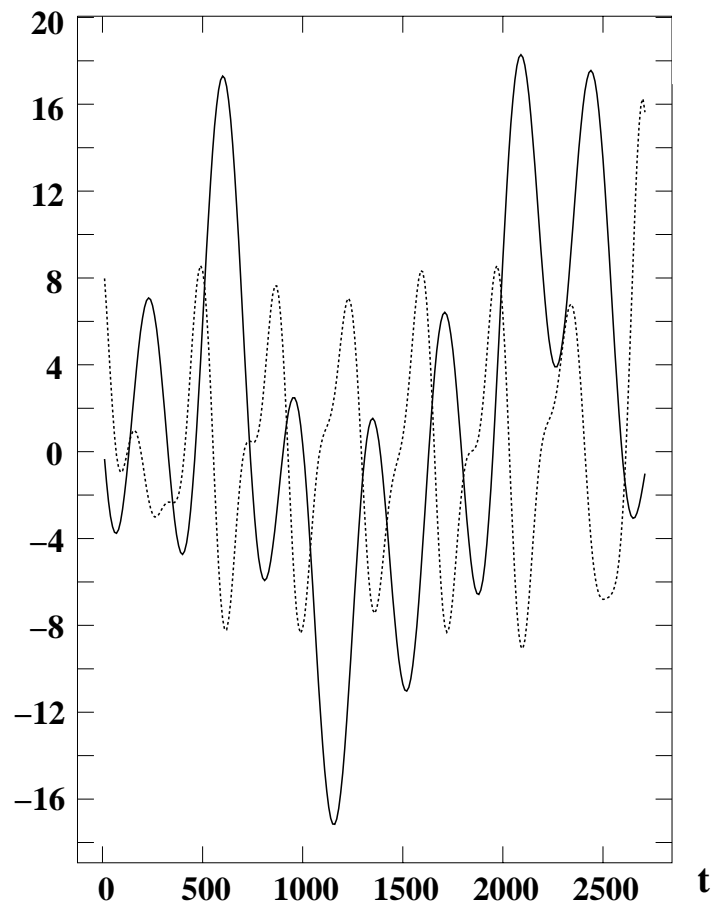


Abbildung 4: Globale Meeresspiegelschwankung (t = Tage seit 1992.0); *durchgezogene* Kurve = globale Schwankungen; *gepunktete* Kurve = Sterische Korrektur

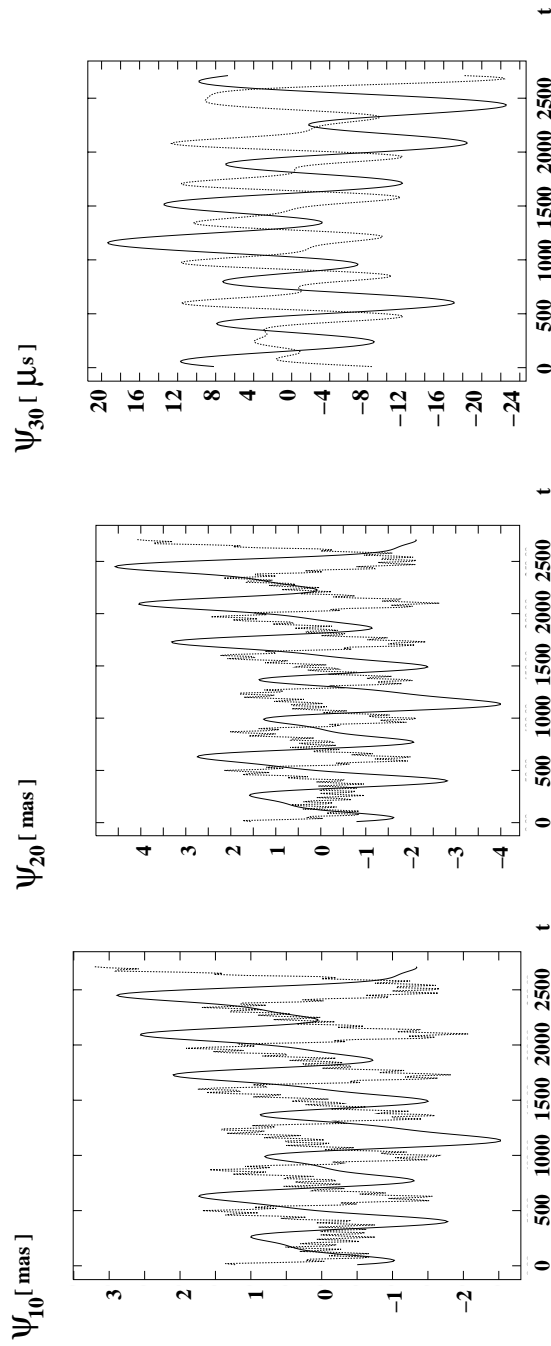


Abbildung 5: Einfluß der globalen Meeresspiegelschwankung auf die Erregerfunktion von Polbewegung und Tageslänge ($t =$ Tage seit 1992.0); *durchgezogene* Kurve = Seehöhenanomalien; *gepunktete* Kurve = Sterische Korrektur

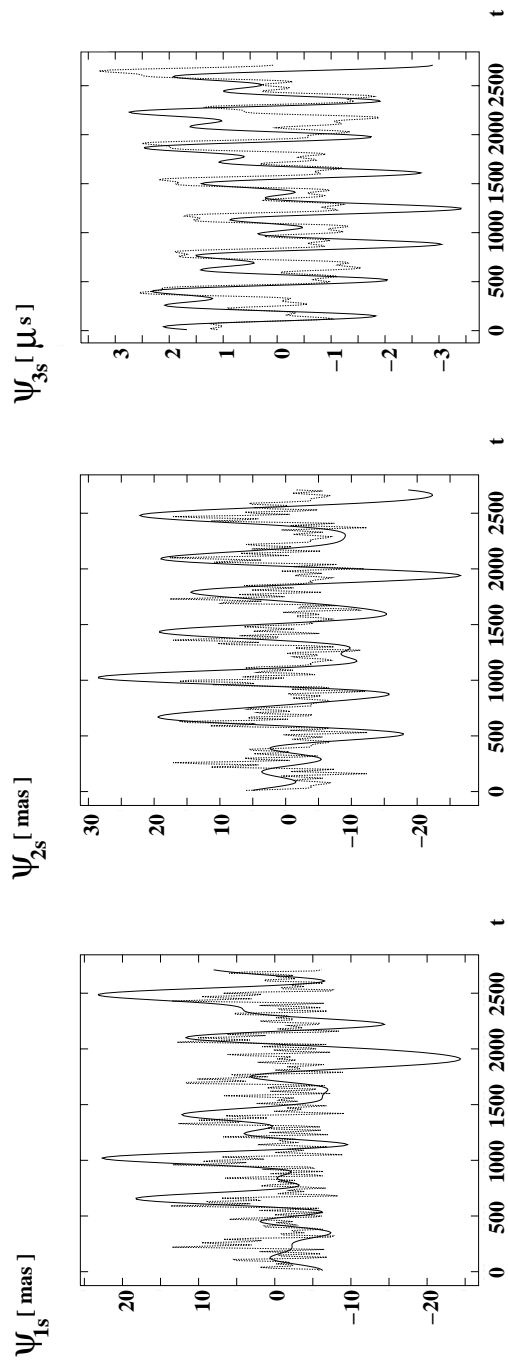


Abbildung 6: Erregerfunktion der Massenbewegung auf dem Meer ($t =$ Tage seit 1992.0); *durchgezogene* Kurve = Seehöhenanomalien; *gepunktete* Kurve = Sterische Korrektur

Tabelle 3: Der Beitrag ozeanischer Massenbewegungen zur Jahresperiode der Erregerfunktion der Polbewegung abgeleitet aus TOPEX-POSEIDON Meereshöhen und verschiedenen Ozeanmodellen (Amplituden in mas)

	A_+	B_+	A_-	B_-	a	b	γ°
Top-Pos.	-1.53	10.41	6.77	1.62	17.65	3.73	55.8
OMCT	8.18	-4.13	1.36	8.60	17.86	0.46	27.1
Ponte et al.	5.35	4.18	-2.41	6.39	13.61	-0.04	74.0

Tabelle 4: Periodische Variationen der Erregerfunktionen der Polbewegung, abgeleitet aus TOPEX-POSEIDON Meereshöhen (Amplituden in mas)

Periode [a]	A_+	B_+	A_-	B_-	a	b	γ°
4.54	-3.85	1.17	-2.52	-2.61	7.65	0.40	14.5
1.25	4.54	-2.16	-3.08	2.66	9.10	0.96	56.9
0.99	-1.53	10.58	6.77	-1.62	17.65	3.73	55.8
0.73	-4.32	-3.09	-0.85	-5.01	10.39	0.23	58.0
0.53	0.10	4.50	5.41	0.96	9.99	-0.99	49.9

einen Wassermassentransport im pazifischen Ozean hinweist. Eine ähnliche Periode wurde in (Jochmann 1987, 1988) durch inverse Lösung aus der Polbewegungen identifiziert, wobei neben den Polkoordinaten auch Pegelbeobachtungen an der amerikanischen Ostküste analysiert wurden. Die Periodenlänge läßt vermuten, daß diese Erscheinung mit dem El Nino Effekt zusammenhängt, da dessen Intensität mit 4 bis 5-jähriger Periode variiert. Möglicherweise kann die 4-jährige Variation der Jahresperiode auch auf diesen Effekt zurückgeführt werden. Die aus TOPEX-POSEIDON Altimeterdaten abgeleiteten Parameter der Jahresperioden der Erregerfunktion der Tageslänge sind in Tab. 5 dargestellt. Die in dieser Tabelle dargestellten Ergebnisse differieren erheblich, besonders hinsichtlich der Phase, gegenüber den aus der ERS-1 Mission erhaltenen Ergebnissen (Tab.1). Lediglich für Ψ_{3s} (d.h. den Einfluß der ozeanischen Massenbewegung) ergaben sich geringere Phasendifferenzen.

Vorstehende Berechnungen der Erregerfunktionen der ozeanischen Dynamik zeigen, daß die Altimeterdaten einen erheblichen stochastischen Anteil enthalten. Dies ist im wesentlichen nicht auf die Qualität der Altimetermessungen zurückzuführen, deren Standardabweichung mit 1–2 cm angegeben wird, sondern auf die stochastischen Anteile der Meeresspiegelschwankung. Aus der Fehleranalyse der vorstehenden Berechnungen ergaben sich für den Altimeterhöhenwert eines Kompartimentes ($1^\circ \times 1^\circ$) Standardabweichungen von 10 cm für ERS-1 und 7,4 cm für TOPEX-POSEIDON. Gegenüber diesen Werten ist die Unsicherheit der Altimetermessung vernachlässigbar. Diese relativ großen Standardabweichungen verursachen das Verschwinden der jahresperiodischen Anteile bei der Analyse der ERS-1 Daten. Dagegen konnten aus der 7-jährigen TOPEX-POSEIDON Datenreihe, mit 273 Realisierungen

Tabelle 5: Jahresperiode der Erregerfunktionen der Tageslänge aus TOPEX-POSEIDON Altimeterdaten

Variante	Ψ_{30}		Ψ_{3d}		Ψ_{3s}	
	Ampl. μs	Phase $^{\circ}$	Ampl. μs	Phase $^{\circ}$	Ampl. μs	Phase $^{\circ}$
korrigiert	19 ± 2	41	18 ± 2	45	2 ± 2	173
unkorrigiert	10 ± 3	51	11 ± 2	59	2 ± 2	130

gen in Abständen von 10 Tagen, die deterministischen Anteile (Jahresperiode, Halbjahresperiode und einige längere Perioden) ohne Schwierigkeiten bestimmt werden. Ein weiterer Hinweis auf die Wirkung des stochastischen Anteils der ozeanischen Dynamik sind die aus den globalen Meeresspiegelschwankungen abgeleiteten Variationen der Erregerfunktion der Polbewegung, die für beide Berechnungen (siehe Tab. 2) hinsichtlich der Amplituden gut übereinstimmen, was auf eine Verminderung des stochastischen Anteils durch Bildung des globalen Mittelwertes der Meereshöhenvariation zurückzuführen ist. Ein noch ungeklärtes Problem sind die erheblichen Phasendifferenzen zwischen den aus TOPEX-POSEIDON und ERS-1 Daten ermittelten Werten. Ähnliche Differenzen ergaben sich auch beim Vergleich der durch Altimetermessungen bestimmten Erregerfunktionen der Polbewegung mit den aus Ozeanmodellen ermittelten, die jedoch untereinander auch keine geringeren Phasendifferenzen haben.

Auf Grund des Einflusses der stochastischen Anteile der Meeresspiegelschwankung ergibt sich nach den Gln. (2) bis (5) für die Erregerfunktionen der Polbewegung eine Standardabweichung von 2–5 mas. Der Einfluß auf die Tageslänge liegt zwischen 10 und 30 μs . In beiden Fällen ist der Fehlereinfluß der globalen Meeresspiegelschwankung am kleinsten. Nach diesen Ergebnissen können periodische Anteile der Erregerfunktionen nur mit befriedigender Genauigkeit abgeleitet werden, wenn genügend lange Zeitreihen mit möglichst großer Datendichte vorhanden sind. Unter diesen Voraussetzungen können Altimeterdaten zur Berechnung des ozeanischen Anteils der Erregerfunktionen verwendet werden. Daneben liefern sie eine Aussage zum globalen Wasserkreislauf, wenn sie mit entsprechenden Beobachtungen der Variation der kontinentalen Wasserspeicherung verknüpft werden.

Ein Schwachpunkt, besonders für Variationen mit längerer Zeitskala ist die Ermittlung des sterischen Einflusses nach Levitus & Boyer (1994), da diese praktisch nur saisonale Temperaturschwankungen berücksichtigen. Durch Kombination mit zeitlich hochaufgelösten Schwerefeldbestimmungen mit Hilfe der CHAMP- und GRACE-Mission sind in Zukunft Möglichkeiten gegeben, die sterischen von den eustatischen Meeresspiegelschwankungen besser zu trennen und damit auch zur Verbesserung der Bestimmung des ozeanischen Einflusses auf die Erdrotationsparameter beizutragen.

2.2. Untersuchung des Einflusses verschiedener Ergebnisse der kontinentalen Wasserspeicherung und Modelle der ozeanischen Dynamik

Die Polbewegung der Erde besteht hauptsächlich aus elliptischen Anteilen mit den Perioden 1.00 a, 0.50 a und der Chandler-Periode von 435 d = 1.19 a. Es wird allgemein angenommen, daß die Chandler-Periode eine Eigenmode der rotierenden Erde darstellt, während die jährliche und die halbjährliche Periode durch jahreszeitliche Umverteilung von Massen sowie Bewegungen im System Erde verursacht werden. Wir konzentrieren uns in diesem Kapitel hauptsächlich auf die jährliche Periode und addieren ihre möglichen Ursachen: Atmosphäre + Ozean + veränderliche Bodenfeuchtigkeit + Schneeauflast. Die Ellipsen für diese Bestandteile werden im folgenden tabelliert. Wunsch (2000) hatte Atmosphäre + Ozean betrachtet. Hier werden auch Bodenfeuchtigkeit und Schneeauflast zusätzlich untersucht. Dies könnte die jährliche Bilanz besser schließen und die Ursachen der jährlichen Polbewegung besser erklären. Die Ellipsenparameter der ozeanischen Erregungen z.B. werden mit folgenden Differenzen verglichen: (Erregerfunktion aus Beobachtungen, d.h. IERS) – (atmosphärischer Anteil, NCEP/NCAR Reanalyse). (NCEP = National Centers for Environmental Prediction; NCAR = National Center for Atmospheric Research). Die meisten Erregerfunktionsellipsen in den folgenden Tabellen sind sehr schmal, d.h. die kleine Halbachse b ist sehr klein.

King & Agnew (1991) diskutierten die jährliche Polbewegung. Sie stellten Pfeile und Vektorsummen der damals erhältlichen Daten der Bestandteile graphisch dar (Atmosphäre, Bodenfeuchtigkeit, Ozean). Ponte & Stammer (1999) veröffentlichten sehr ähnliche Ergebnisse wie Wunsch (2000). Sie zeigten Pfeilbilder der Polbewegung mit jährlicher, halbjährlicher und Chandler-Periode. Das verwendete Ozeanmodell wurde gründlich beschrieben. Chen et al. (2000) benutzten hydrologische (NCEP/NCAR Reanalyse Bodenfeuchtigkeit und Schnee) und Ozeandaten (TOPEX-POSEIDON-Altimetrie), um Zeitreihen von Erregerfunktionen zu bestimmen, die mit Beobachtungen verglichen wurden.

2.2.1. Grundlegende Formeln

Freie Rotationsbewegungen einer deformierbaren Erde werden durch die linearisierten Liouville-Gleichungen beschrieben. Im folgenden werden einige Beziehungen zwischen Polbewegung und Erregerfunktionsdarstellungen χ und ψ zusammengestellt.

Traditionell wird die Polbewegung (d.h. die Orientierung der Rotationsachse innerhalb der festen Erde) durch ihre x - und y -Komponenten beschrieben, wobei y definitionsgemäß positiv nach 90° westlicher Länge ist. Dies ist ein linkshändiges Koordinatensystem. x und y werden z.B. in Bogensekunden ausgedrückt. In Herleitungen wird meist ein rechtshändiges Koordinatensystem p_1 , p_2 benutzt. Die beobachtbare Polbewegung $p(t) = p_1(t) + ip_2(t) = x(t) - iy(t)$ des 'Celestial Ephemeris Pole' CEP wird durch die linearisierten Liouville-Gleichungen (Munk & McDonald, 1960) beschrieben:

$$p(t) + \frac{i}{\sigma_0} \dot{p}(t) = \chi(t). \quad (9)$$

(komplexe Schreibweise, $i = \sqrt{-1}$). σ_0 ist die (komplexe) Winkelgeschwindigkeit, die der beobachteten Chandler-Mode mit $P = 434$ d und dem Dämpfungsmaß $Q = 50$ (Jochmann,

1999) entspricht. Geophysikalische Information ist in der rechten Seite $\chi(t)$ enthalten. Die komplexe χ -Funktion (die sogenannte äquatoriale effektive Drehimpulsfunktion EAMF) ist definiert als (Barnes et al., 1983; Wahr, 1982; Gross, 1993):

$$\chi(t) = \chi_1 + i\chi_2 = 1.61[\Omega\Delta I(t)/1.44 + \Delta h(t)]/[\Omega(C - A)], \quad (10)$$

wobei $\Omega = 7.292115 \cdot 10^{-5}\text{s}^{-1}$ (die mittlere Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation) und $C = I_{33}$, $A = I_{11}$ die Hauptträgheitsmomente der Erde sind. χ ist ein dimensionsloser Drehimpuls. Der Term mit den Trägheitstensoranteilen $\Delta I(t)$ ist der Materieterm (Massenterm), während der Term mit dem Relativdrehimpuls $\Delta h(t)$ der Bewegungsterm ist:

$$\Delta I = \Delta I_{13} + i\Delta I_{23}, \quad \Delta h = \Delta h_1 + i\Delta h_2. \quad (11)$$

Alternativ wird häufig die Erregerfunktion ψ benutzt (Munk & McDonald, 1960; Lambeck, 1980), die definiert ist als:

$$\psi(t) = \chi(t) - \frac{i}{\Omega} \frac{d}{dt} \chi(t). \quad (12)$$

D. h. ψ enthält Terme mit $\Delta \dot{I}$ und $\Delta \dot{h}$. Gross (1992) gab Argumente, daß χ (und nicht ψ) in die rechten Seiten der Liouville-Gleichungen eingesetzt werden sollte, wegen der Natur der gemessenen Polbewegung. Jedoch ist der Unterschied zwischen χ und ψ nur bei sehr kurzen Perioden relevant, wie z. B. diurnalen und semidiurnalen Gezeitenperioden. Für die jährliche Periode kann dieser Unterschied vernachlässigt werden.

Die äquatorialen Erregerfunktionskomponenten χ_1 und χ_2 , die auf den rechten Seiten der Liouville-Gleichungen vorkommen, beschreiben eine elliptische Bewegung der polaren Hauptträgheitsachse (Munk & McDonald, 1960), die als die Superposition von prograden und retrograden kreisförmigen Komponenten

$$\chi = (A_+ + iB_+)e^{i\omega t} + (A_- + iB_-)e^{-i\omega t}, \quad (13)$$

aufgefaßt werden kann. Hierbei sind A_+ , B_+ der Realteil bzw. Imaginärteil der prograden Amplitude, A_- , B_- sind der Realteil und Imaginärteil der retrograden Amplitude. Die geometrischen Ellipsenparameter sind: große Halbachse a , kleine Halbachse b und der Neigungswinkel γ der großen Halbachse gegen die x -Achse. In den Tabellen ist β der Phasenwinkel wenn die Spitze der Ellipse erreicht wird, gerechnet vom Jahresbeginn. Nach Gln. (13) ist die Summe oder Differenz zweier Ellipsen mit der gleichen Winkelgeschwindigkeit ω wieder eine Ellipse, die auf den Ursprung zentriert ist, z.B. Atmosphäre + Ozean.

Vier unabhängige Ellipsenparameter A_+ , B_+ , A_- , B_- wurden aus den Modelldaten meist durch eine zweidimensionale Fourieranalyse bestimmt (Jochmann, 1993; Jochmann & Felsmann, 2001). Diese Fouriermethode enthält eine Korrekturrechnung wegen der Nichtorthogonalität der trigonometrischen Funktionen über einem endlichen Zeitintervall.

2.2.2. Beiträge der Atmosphäre und des Ozeans

Tab. 6 ist teilweise Wunsch (2000) entnommen, außer den Einträgen in Fettdruck: 'AAM JMA', 'IERS-JMA', 'OMCT (IB)' und 'OMCT IB Materie'. In Tab. 6 bedeutet ' χ ' nach

IERS' χ -Funktionen, die aus sehr genauen Zeitreihen der beobachteten Polbewegung des IERS (Zeitreihe C04, siehe IERS, 1997) berechnet wurden. Diese Zeitreihe basiert in dem verwendeten Zeitraum (1986–1997) auf weltraumgeodätischen Messungen. 'AAM NCEP glatt' ist die Ellipse, die durch Atmosphärendruck und Winde verursacht wird, nach der NCEP/NCAR Reanalyse (Kalnay et al., 1996; Salstein & Rosen, 1997). 'Glatt' bedeutet eine Mittelung (Glättung) der sechsstündigen Werte über 0, 6, 12 und 18 h, um diurnale Variationen zu vermeiden. Für den Druckterm χ^p (Materieterm) wurde hierbei die Invers-Barometer Variante verwendet. Die Atmosphäre liefert den größten Beitrag zur jährlichen Polbewegung (Chao & Au, 1991; Wunsch, 2000).

'AAM JMA' bezieht sich auf das 'Atmospheric Angular Momentum' der Japan Meteorological Agency (JMA) nach Aoyama & Naito (2000). Diese Autoren gaben die jährlichen χ_1 , χ_2 in ihrer Tabelle 2a, in der Zeile 'IB-Pressure + Wind, JMA[SP]' an. Hierbei steht SP für die sogenannte 'surface pressure method' (Oberflächenatmosphärendruckmethode) der Berechnung des AAM. Ihre AAM JMA-Daten erstrecken sich vom 1. März 1988 bis 31. Dezember 1997. Dies ist nahezu das gleiche Zeitintervall wie für die Zeilen 'AAM NCEP glatt' und ' χ nach IERS' (1986–1997) in Tab. 6, so daß interannuale Veränderungen der Ellipsenparameter a , b , γ , β nur klein sind. Man beachte, daß die Differenzellipse 'IERS-JMA' eine sehr kleine Halbachse von 9.9 mas hat. Weitere Differenzellipsen in der Tabelle sind den Arbeiten von Höpfner (1996) sowie Chao & Au (1991) ('Lageos-(Chao+Au)') entnommen.

Auch der **Ozean** verursacht einen großen Teil der saisonalen Polbewegung. Die Tabelle enthält neben dem Ergebnis von Wahr (1983) auch eine Ellipse nach dem Modell POCM_4B (Daten von T. Johnson (1997, private Mitteilung; Semtner & Chervin, 1992; Stammer et al., 1996). Weiterhin wurden Zeitreihen der χ -Funktionen $\chi_1(t)$, $\chi_2(t)$ nach den **Ponte** et al. (1998) Ozeanergebnissen ausgewertet. Sowohl das POCM_4B als auch die Ponte et al. (1998) Berechnungen sind in Wunsch (2000) beschrieben.

'**OMCT**' (Ocean Model for Circulation and Tides) heißt das Ozeanzirkulationsmodell am Institut für Meereskunde, Univ. Hamburg (siehe Abschnitt 2.2.3.). Neu im Vergleich zu Wunsch (2000) ist 'OMCT IB' in Tab. 6. IB steht für 'Inverses Barometer', d.h. der Luftdruck wird über der Ozeanfläche konstant gehalten ($p_a = 0$ über Ozean). Die Ozeanoberfläche ist nicht starr, sondern reagiert auf die Auflast des Atmosphärendrucks, so daß dieser teilweise kompensiert wird. OMCT IB Ergebnisse für $\chi_1(t)$, $\chi_2(t)$ wurden von Januar 1975 bis Dezember 1984 benutzt. Deutlich wird in der Tabelle, daß die IB-Annahme einen großen Einfluß auf die Ergebnisse hat, nämlich im Vergleich zum vorherigen Modell auf ('OMCT (1998)' in der Tabelle). 'OMCT IB Materie' ist nur der Materieterm der IB-Berechnung (d.h. nur Änderungen des Trägheitstensors). Der Materieterm dominiert bei diesem Modell über den Bewegungsterm. Die OMCT IB große Halbachse der χ -Funktions-Ellipse (19.1 mas) ist vergleichbar mit der Zeile Ponte et al. (1998) (13.6 mas). Jedoch stimmen die Orientierungswinkel γ noch nicht ganz überein: 18° für OMCT IB und 74° bei Ponte et al. (1998).

2.2.3. Das Ozeanzirkulationsmodell OMCT

Das Hamburger Ozeanmodell OMCT (Thomas & Sündermann, 1998, 1999, 2000) basiert auf den nichtlinearen Gleichungen der Impulserhaltung, der Kontinuitätsgleichung für eine

Tabelle 6: Vergleich von **jährlichen** Ellipsen von Erregerfunktionen $\chi = \chi_1 + i\chi_2$ der Polbewegung; Einheit ist Millibogensekunde mas; γ und β in $^\circ$. A_+ , B_+ sind Real- und Imaginärteil der prograden Amplitude, A_- , B_- sind Real- und Imaginärteil der retrograden Amplitude. σ_A ist die Standardabweichung der Amplituden A_+ , B_+ , A_- und B_- . Ellipsenparameter sind (Munk & McDonald, 1960): große Halbachse a , kleine Halbachse b und Neigungswinkel γ der großen Halbachse gegen die x -Achse. β ist der Phasenwinkel wenn die Spitze der Ellipse erreicht wird, gezählt vom Anfang des Jahres.

Beschreibung	A_+	B_+	A_-	B_-	σ_A	a	b	γ	β
Ellipsen:									
χ nach IERS	5.89	-11.61	-1.92	-4.44		17.9	8.18	91.8	154.9
AAM NCEP glatt	-0.86	-16.57	-2.36	-14.10	± 0.66	30.9	2.29	83.8	176.7
AAM JMA	1.26	-13.81	-3.19	-9.04		23.3	4.16	82.9	167.7
Differenzen:									
IERS-NCEP	6.75	4.96	0.44	9.66		18.1	-1.29	61.9	25.5
IERS-JMA	4.63	2.20	1.27	4.60		9.9	0.35	50.0	24.6
Höpfner (1996)	8.86	1.85	0.09	9.97		19.0	-0.92	50.6	38.8
Lageos-(Chao+Au)	9.27	1.65	0.57	8.53		18.0	0.87	48.1	38.0
Ozeanmodelle:									
POCM(CSR)	0.95	1.12	0.43	2.50	± 0.94	4.0	-1.06	65.0	15.3
Wahr (1983)	0.16	-1.44	1.00	1.64		3.4	-0.47	167.5	251.1
Ponte et al. (1998)	5.35	4.18	-2.41	6.39	± 1.26	13.6	-0.04	74.3	36.4
OMCT (1998)	12.01	0.89	14.53	19.16	± 1.44	36.1	-12.01	28.5	24.3
OMCT (IB)	6.09	-6.04	1.67	10.35	± 0.70	19.1	-1.91	18.1	62.8
OMCT IB Materie	8.18	-4.13	1.36	8.60	± 0.52	17.9	0.46	27.1	53.9

inkompressible Flüssigkeit und den Erhaltungsgleichungen von Wärme und Salinität. Sowohl die hydrostatische als auch die Boussinesq-Approximation werden benutzt. Meereis wird analog Hibler (1979) modelliert. Das OMCT hat 13 Schichten mit einem Gitter von $1.875^\circ \times 1.875^\circ$ und einem Zeitschritt von 1 h. An der Meeresoberfläche wird das OMCT angetrieben von Windschubspannungen, Temperatur- und Frischwasserfeldern nach dem Atmosphärenmodell ECHAM3-T21. Die IB-Version des OMCT in Tab. 6 ist vergleichbar mit der Erregerfunktionsellipse bei Ponte et al. (1998) (MIT-Modell). Das OMCT wurde von Wunsch et al. (2001) benutzt, um ozeanische Bodendruckvariationen zu untersuchen.

2.2.4. Jährliche Erregerfunktionen von Bodenfeuchtigkeit und Schnee

Neben Atmosphäre und Ozean soll nun der Einfluß der Bodenfeuchtigkeit auf die χ -Funktionen untersucht werden. Tab. 7 enthält Zahlenwerte für den Beitrag der Bodenfeuchtigkeit zur jährlichen Polbewegung. Die Quellen dieser Werte sind hydrologische Modelle. Diese Beiträge sind relativ klein, wobei die große Halbachse der Ellipsen a um 8 mas beträgt, außer bei der NCEP/NCAR Reanalyse mit 19.3 mas.

Der **Huang** et al. (1996) Bodenfeuchtigkeitsdatensatz ($1^\circ \times 1^\circ$ Gitter) wurde für das Zeitintervall von Januar 1968 bis Dezember 1978 benutzt. Diese Autoren berechneten die Bodenfeuchtigkeit mit einer Wasserbilanzgleichung, die Niederschlag, Verdunstung, Abfluß und Grundwasserverluste enthält. Einige Modellparameter wurden mit gemessenen Niederschlägen, Temperaturen und Abfluß in Oklahoma zwischen 1960 und 1989 bestimmt. Vergleich der modellierten Werte mit 8 Jahren (1984–1991) gemessener Bodenfeuchtigkeit in Illinois zeigte, daß dieses Modell eine gute Simulation der Bodenfeuchtigkeit ergibt, sowohl für die Klimatologie als auch interannuale Variabilität.

Die Stokes-Koeffizienten $\bar{C}_{21}(t)$, $\bar{S}_{21}(t)$ der Huang-Bodenfeuchtigkeit wurden als Flächenintegrale über die Oberfläche der Erde erhalten. Wie in Wunsch (2000) dargestellt, ergibt dann ein Umrechnungsfaktor die Materieanteile von $\chi_1(t)$, $\chi_2(t)$. Abb. 7 zeigt monatliche Werte von $\chi_1(t)$, $\chi_2(t)$ für diese Daten.

NCEP/NCAR Climate Data Assimilation System I (CDAS-1) Bodenfeuchtigkeitsdaten der **NCEP Reanalyse** wurden für das Zeitintervall Januar 1995 bis Dezember 1996 (24 Monate) benutzt. Die Beiträge von zwei Bodenfeuchtigkeitsschichten des Modells wurden addiert; die Antarktis wurde weggelassen. Wie bei den Huang et al. (1996) Daten führte der Schritt über die Stokes-Koeffizienten $\bar{C}_{21}(t)$, $\bar{S}_{21}(t)$ zu den Materieanteilen von $\chi_1(t)$, $\chi_2(t)$. Ein trigonometrischer Fit über die 24 Monate ergab jährliche und halbjährliche Amplituden χ_1^c , χ_1^s , χ_2^c , χ_2^s der $\cos \omega t$ und $\sin \omega t$ Anteile. Daraus wurden die Ellipsen der χ -Funktionen berechnet. Es gilt:

$$\chi_1(t) = \chi_1^c \cos \omega t + \chi_1^s \sin \omega t \quad (14)$$

und eine analoge Gleichung für $\chi_2(t)$. Diese Gleichungen können in die Form von Gln. (13) gebracht werden (Munk & McDonald, 1960).

Die Tabelleneinträge für Chao & O'Connor (1988) sowie Kuehne & Wilson (1991) sind diesen Publikationen entnommen. Chao & O'Connor (1988) modellierten den saisonalen Zyklus der kontinentalen Oberflächenwasserspeicherung mit einem globalen meteorologischen Datensatz von Niederschlägen (Schnee und Regen) und Evapotranspiration. Kuehne

Tabelle 7: Jährliche Erregerfunktionen für Modelle der Bodenfeuchtigkeit: Chao & O'Connor (1988): 'Regen' = Bodenfeuchtigkeit; Summe = Regen + Schnee. Einheit ist [Millibogensekunden]. $20.626 \text{ mas} = 1 \cdot 10^{-7} \text{ rad}$. 'Reanalyse Bodenfechtigk.' = Modellbodenfeuchtigkeit nach der NCEP/NCAR Reanalyse (CDAS-1) Kalnay et al. (1996), ausgenommen die Antarktis.

Beschreibung	A_+	B_+	A_-	B_-	a	b	γ	β
Bodenfeuchtigkeit:								
Huang et al.96 Bodenfechtigk.	5.88	-0.39	-6.09	0.77	12.1	-0.24	84.5	88.3
Chao& O'Connor 88 Regen	2.12	2.77	-1.31	3.90	7.6	-0.63	80.6	28.0
Kuehne& Wilson91 'WATER'	1.65	-0.69	-6.82	0.59	8.6	-5.1	76.2	98.9
Reanalyse Bodenfechtigk.	-3.30	-10.33	6.70	-5.24	19.3	2.33	107.1	214.8
Kikuchi-Berechnung	2.99	-0.44	-4.35	1.20	7.5	-1.49	78.1	86.4
Chao et al.87 Schnee	-1.6	-4.6	4.2	-2.3	9.7	0.08	111.1	220.2
Chao& O'Connor88 Summe	0.52	-1.83	2.89	1.60	5.2	-1.40	157.4	231.6

& Wilson (1991) bestimmten Wasserspeichervariationen in 612 Flußeinzugsgebieten aus Messungen von Niederschlägen und Temperatur. Ihre Wasserspeicherung beinhaltet auch Schnee.

Während die Huang et al. (1996), Chao & O'Connor (1988) Regen, Kuehne & Wilson (1991) and NCEP/NCAR Reanalyse Bodenfeuchtigkeit nicht ganz in den Koeffizienten A_+ , B_+ , A_- , B_- übereinstimmen, gibt es eine gewisse Übereinstimmung in den geometrischen Ellipsenparametern große Halbachse a und Orientierungswinkel γ , d.h. in der Form der Ellipsen. Der Winkel β ist in drei Fällen nahe 90° .

Die Abb. 8 und 9 illustrieren die erhaltenen χ -Funktionen. Auf Ebenen der Koeffizienten (A_+ , B_+) und (A_- , B_-) gibt es eine gewisse Ähnlichkeit der Huang et al. (1996), Kuehne & Wilson (1991)-Modelle und der Kikuchi-Berechnung, d.h. die Quadranten stimmen überein. Das Kuehne & Wilson (1991) Modell hat einen großen retrograden Anteil, d.h. große A_- und B_- Werte im Vergleich zu kleineren prograden A_+ und B_+ Anteilen. Die NCEP/NCAR Reanalyse Bodenfeuchtigkeit zeigt eine sehr große Halbachse a , was auch an den Zeitreihen von Chen et al. (2000) zu erkennen ist.

'Chao et al. (1987) Schnee' ist der Beitrag der **Schneeauflast** zur Polbewegung nach Chao et al. (1987). Dies wurde auch in Chao & O'Connor (1988) wiederholt. Die Werte 'Chao & O'Connor (1988) Summe' zeigen eine teilweise Aufhebung in der großen Halbachse a zwischen Bodenfeuchtigkeit (genannt 'Regen') und Schneeauflast. Abarca del Rio (1997) und Dill (2001) verwendeten ebenfalls Modelle der Bodenfeuchtigkeit für Untersuchungen der Polbewegung.

Huang et al. 96 Bodenfeuchtigkeit

11 Jahre; 1968–1978

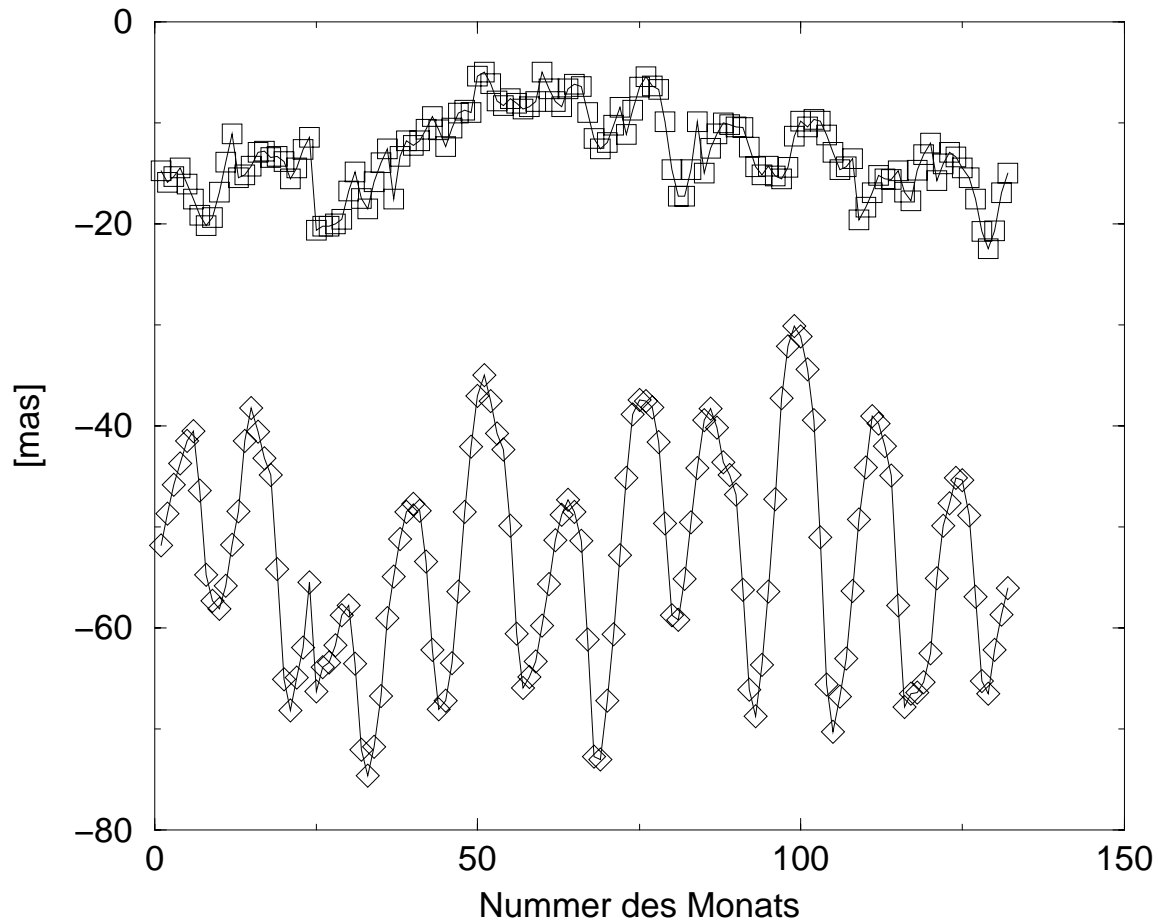


Abbildung 7: Erregerfunktion $\chi_1(t)$ (obere Kurve) und $\chi_2(t)$ (untere Kurve) verursacht durch variable Bodenfeuchtigkeit nach dem Modell von Huang et al. (1996) in monatlichen Zeitschritten

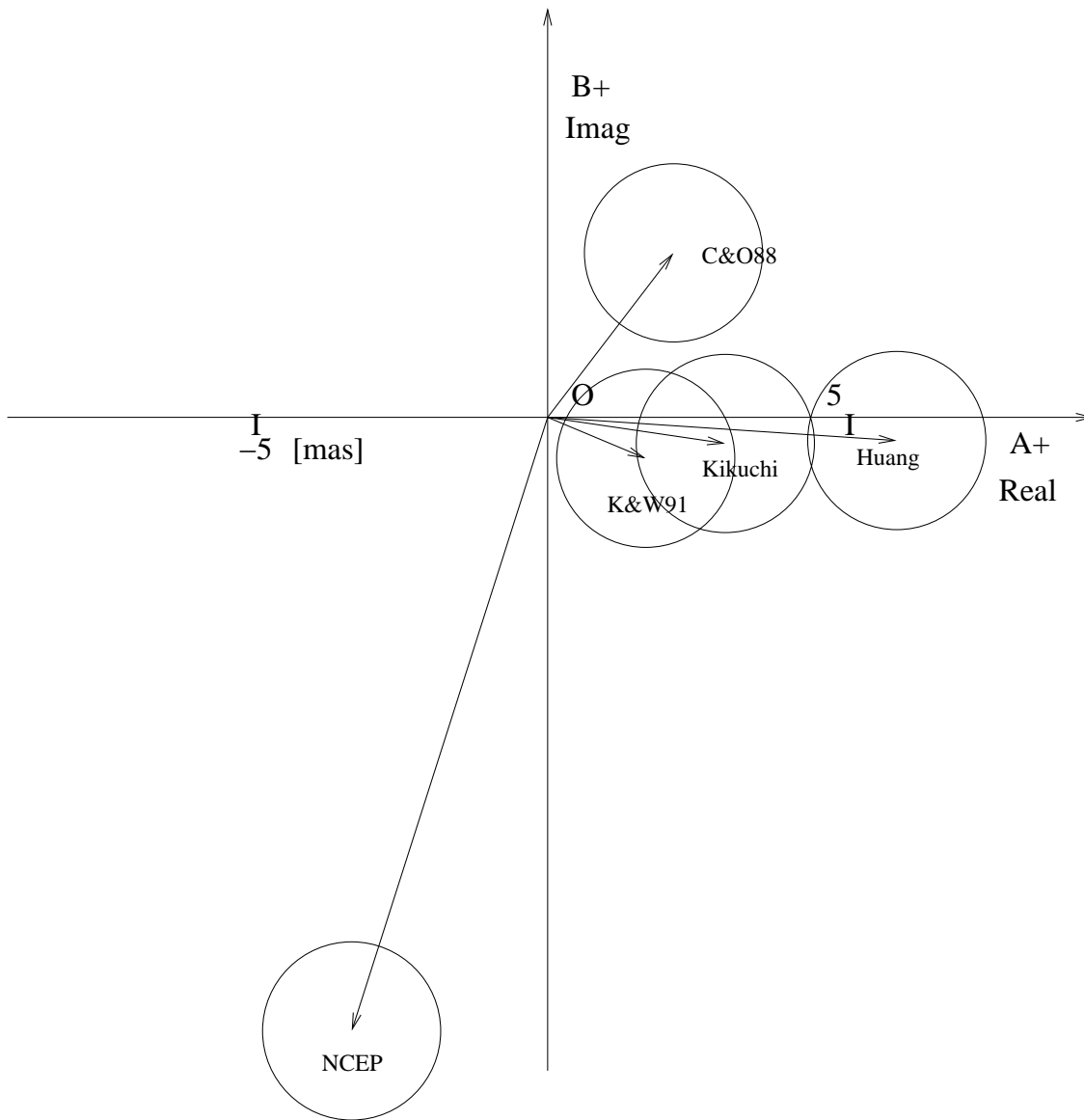


Abbildung 8: Pfeilbild für die jährliche prograde Komponente der Erregerfunktion verschiedener Modelle der Bodenfeuchtigkeit in einer Ebene (A_+ , B_+). Die Abkürzungen beziehen sich auf Tab. 7. Fehlerkreise mit einem geschätzten Radius $\sigma = 1.5$ mas sind dargestellt.

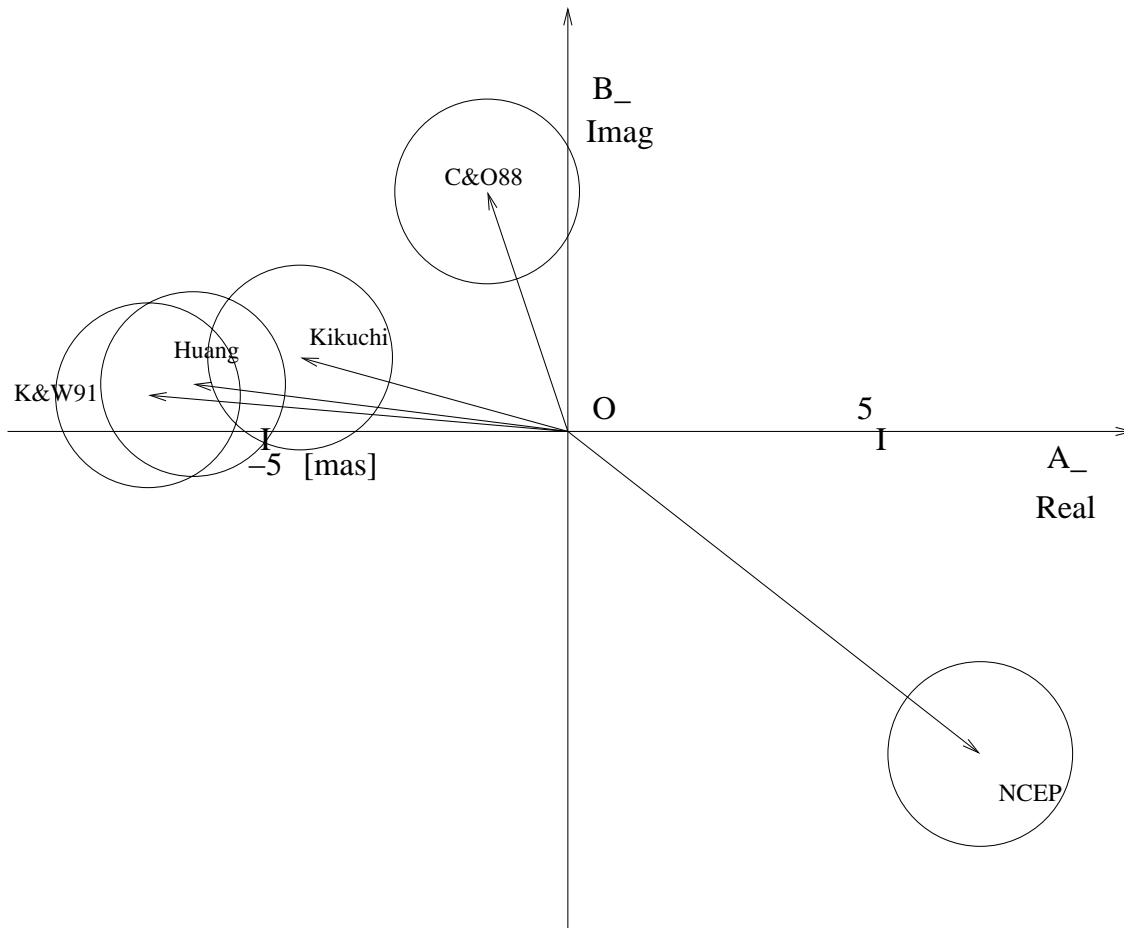


Abbildung 9: Pfeilbild für die jährliche retrograde Komponente der Erregerfunktion für verschiedene Modelle der Bodenfeuchtigkeit in einer Ebene (A_- , B_-). Fehlerkreise mit einem geschätzten Radius $\sigma = 1.5$ mas sind dargestellt.

2.2.4.1. Der Kikuchi-Ansatz zur Berechnung der Bodenfeuchtigkeit

Mit dem Ansatz von Kikuchi wird die Bodenfeuchtigkeit auf Grund der Niederschlagsmengen berechnet. An Stelle der Wasserhaushaltsgleichung schlägt Kikuchi (1977) die Beziehung

$$\Delta s_j = kP_j + l\Delta s_{(j-1)} \quad (15)$$

vor, in der Δs_j die Variation der Wasserspeicherung im Monat j ist, die sich aus dem verbleibenden Wasserzufluß im vorangegangenen Monat $l\Delta s_{(j-1)}$ und der durch Verdunstung und Abfluß verminderten Niederschlagsmenge kP_j zusammensetzt. Gln. (15) wurde für jedes Kompartiment berechnet, wobei nach Jochmann (1999) $k = 0,50$ und $l = 0,87$ auf der Erdoberfläche als konstant angenommen wurden. Lediglich für Kompartimente mit Temperaturen unter dem Gefrierpunkt wurde $k = 1$ gesetzt, d.h. Schnee wird gespeichert.

Für die Kikuchi-Berechnung dienten monatliche GPCP (Global Precipitation Climatology Project) Niederschlagsdaten auf einem $2,5^\circ \times 2,5^\circ$ Gitter als 'Input'. Die Berechnung verlief von Januar 1988 bis Dezember 1994. Das Bodenfeuchtheitsfeld für den Startmonat wurde der NCEP/NCAR Reanalyse entnommen (Summe von zwei Bodenschichten). Die χ -Funktions Ellipse wurde durch eine trigonometrischen Fit an $\chi_1(t)$, $\chi_2(t)$ für die Modelljahre 1993 und 1994 erhalten.

2.2.4.2. Bilanzierung mit Chao & O'Connor (1988)

Tab. 8 zeigt ein Beispiel, wie die verschiedenen Datensätze kombiniert werden können, um die Gleichheit ihrer Summe mit der geodätischen χ -Funktion zu prüfen. Hier wurde 'Chao & O'Connor (1988) Summe' = Regen + Schnee zu den Ponte et al. (1998) Ozeanmodell prograden und retrograden Koeffizienten addiert, da die Koeffizienten A_+ , B_+ , A_- , B_- additive Größen sind. Diese Summe ist **sehr nahe** der Differenz IERS – NCEP Atmosphäre, die zu erklären ist! Besonders der retrograde Anteil wird durch diese Operation verbessert. Die OMCT IB-Ergebnisse für den Ozean sind auch gut geeignet, die Bilanz zu schließen. Der Chao & O'Connor (1988) Bodenfeuchtheitsdatensatz war speziell für Erdrotationszwecke abgeleitet worden. Für die anderen Datensätze der Bodenfeuchtigkeit mit größeren Beträgen der A_+ , B_+ , A_- , B_- ist es weniger wahrscheinlich, daß sie die Bilanz schließen.

2.2.5. Halbjährliche Erregerfunktionsellipsen

Jetzt sollen die halbjährlichen Amplituden ($P = 0.50$ a) besprochen werden. In Tab. 9 sind die Zeilen in Fettdruck zu Wunsch (2000) hinzugekommen: 'OMCT IB' und drei Bodenfeuchtheitsmodelle. Die Invers-Barometer-OMCT-Berechnung zeigt eine große Halbachse der Erregerfunktionsellipse von etwa einem Drittel der früheren Berechnung ohne IB ('OMCT (1998)'). Dies ist ein positives Ergebnis, denn die frühere Halbachse war als zu groß erschienen. Von den drei Bodenfeuchtheitsmodellen hat die NCEP/NCAR Reanalyse die größte Halbachse a , die etwas unrealistisch sein mag. Die beiden anderen Bodenfeuchtheitsmodelle haben $a \approx 2$ mas und $\gamma \approx 66^\circ$. Alle drei Modelle stimmen in dem Quadranten von (A_+, B_+) überein. Der halbjährliche Schneeterm fehlt bisher noch in Tab. 9.

Tabelle 8: Jährliche Bilanzierung mit Chao & O'Connor (1988). In dieser Tabelle wird Chao & O'Connor (1988) Summe = Regen + Schnee zum Ponte et al. (1998) Ozeanmodell addiert, für die prograden und retrograden Koeffizienten, in [mas]. Die Koeffizienten A_+ , B_+ , A_- , B_- sind additive Größen.

Beschreibung	A_+	B_+	A_-	B_-
Ellipsen:				
Chao& O'Connor 88 Summe	0.52	-1.83	2.89	1.60
Ponte et al.98 Ozean	5.35	4.18	-2.41	6.39
Summe davon:	5.87	2.35	0.48	7.99
zu erklären:				
IERS Beob. - NCEP Atm.:	6.75	4.96	0.44	9.66

Tabelle 9: Vergleich von **halbjährlichen** Ellipsen der Erregerfunktion χ der Polbewegung; Einheit ist mas; γ und β sind in $^\circ$ 'Reanalyse Bodenfeucht.' = Modell-Bodenfeuchtigkeit nach der NCEP/NCAR Reanalyse (Kalnay et al., 1996), ausgenommen die Antarktis.

Beschreibung	A_+	B_+	A_-	B_-	σ_A	a	b	γ	β
Ellipsen:									
χ nach IERS	1.89	6.71	-4.96	2.74		12.64	1.31	112.7	38.4
AAM NCEP glatt	1.91	2.31	-2.04	4.34	± 0.66	7.79	-1.79	82.8	32.4
Differenzen:									
IERS-NCEP	-0.02	4.40	-2.92	-1.60		7.73	1.07	149.5	59.2
Höpfner (1996)	-5.00	0.73	-1.21	0.94		6.58	3.52	157.0	345.2
Ozeanmodelle:									
POCM(CSR)	0.41	0.57	0.39	1.01	± 0.94	1.78	-0.38	61.2	7.4
Ponte et al. (1998)	-2.56	0.08	-1.25	-2.05	± 1.26	4.97	0.16	28.5	210.2
OMCT (1998)	1.80	-4.87	-4.19	1.93	± 1.44	9.80	0.58	42.8	112.5
OMCT IB	0.87	1.37	-0.35	1.33	± 1.44	3.00	0.25	81.2	23.7
Bodenfeuchtigkeit:									
Huang et al. 96 Bodenfe.	-0.56	1.34	1.11	0.39		2.62	0.27	66.2	313.4
Reanalyse Bodenfeucht.	-0.63	3.35	2.06	-1.74		6.10	0.71	30.1	289.5
Kikuchi-Berechnung	-0.62	0.13	0.69	-0.49		1.49	-0.22	66.5	258.0

2.2.6. Schlußfolgerungen

Aus den dargestellten Ergebnissen können folgende Schlußfolgerungen gezogen werden:

- Die JMA-Atmosphären­daten ergeben in dem betrachteten Beispiel eine kleinere Differenz­ellipse (Beobachtung minus Atmosphäre) als die NCEP/NCAR Reanalyse-Atmosphäre.
- Der Fall von Atmosphäre und Ozean (ohne Bodenfeuchtigkeit) war in Wunsch (2000) untersucht worden, mit Pfeil­bildern in Wunsch (1999). Hierbei schließt das Ponte et al. (1998)-Modell (MIT-Modell) nahezu die jährliche Bilanz, besonders jährlich prograd. Das Hamburg OMCT IB ist hierzu auch gut geeignet, besonders jährlich retrograd. Die Invers-Barometer-Annahme hat einen großen Einfluß auf die Ergebnisse. Weitere Berechnungen mit verbesserten Ozeanzirkulationsmodellen sind nützlich.
- Der Beitrag der Bodenfeuchtigkeit zur Erregerfunktion ist noch nicht ganz geklärt; d.h. die betrachteten Bodenfeuchtigkeitsmodelle stimmen nicht ganz untereinander überein. Ein Beispiel für Verbesserungen ist die Behandlung von Grönland, d.h. ob dort Boden oder ein Eispanzer angenommen wird.
- Der Beitrag der Schneeauf­last zu den χ -Funktionen ist kleiner oder gleich dem Beitrag der Bodenfeuchtigkeit.
- Bessere Bodenfeuchtigkeitsmodelle werden durch die Schwerefeldsatellitenmissionen CHAMP (Reigber et al., 2000), GRACE (Tapley & Reigber, 2000) und GOCE (Rummel et al., 2000) erhalten werden (siehe 4.1.3.). Zwei Jahre GRACE-Daten wären günstig für den jährlichen Zyklus.

2.3. Die inverse Schätzung der Erregerfunktion der kontinentalen Wasserspeicherung mittels globaler Meeresspiegelschwankung

Nach den in 2.2. dargestellten Ergebnissen wurden von verschiedenen Autoren Erregerfunktionen der Bodenfeuchtigkeit angegeben, die aus Niederschlägen mit Hilfe der Wasserhaushaltsgleichung unter Verwendung von Verdunstungs- und Abflußwerten berechnet wurden. Wie dort festgestellt wurde, differieren die Ergebnisse verschiedener Bodenfeuchtigkeitsmodelle, was hauptsächlich auf die nicht kontinuierliche Verteilung der Meßwerte auf dem Land und die verwendete Extrapolation auf die Kompartimentflächen zurückzuführen ist. Nun ist die kontinentale Wasserspeicherung - die sicherlich zum größten Teil durch die Variation der Bodenfeuchtigkeit erklärt werden kann - ein Teil des globalen Wasserkreislaufes, wodurch unter Umständen eine inverse Schätzung des Einflusses der saisonalen Variation der Wasserspeicherung auf die Erregung der Polbewegung mit Hilfe der globalen Meeresspiegelschwankung möglich ist.

Die Erregerfunktion der kontinentalen Wasserspeicherung Ψ_{con} ergibt sich aus der totalen Erregerfunktion der Polbewegung Ψ_{pol} , der Atmosphäre Ψ_{atm} , des Ozeans Ψ_{oc} und der globalen Meeresspiegelschwankung Ψ_0 zu

$$\Psi_{con} = \Psi_{pol} - \Psi_{atm} - \Psi_{oc} - \Psi_0 . \quad (16)$$

Geht man zunächst von der Annahme aus, die globale Meeresspiegelschwankung entspräche einer äquivalenten Variation des Wasserstandes der kontinentalen Wasserspeicherung, so kann ihre Erregerfunktion auf Grund der Beziehung

$$\Psi'_{con} = \frac{S_0}{S_c} \Psi_0 = 2,42 \Psi_0 \quad (17)$$

berechnet werden. In Gln. (17) sind S_c und S_0 die Flächen der Kontinente und der Ozeane. Die Beziehung (17) berücksichtigt, daß in Gln. (2) die numerischen Koeffizienten für die Kontinentfunktion negativ werden und andererseits gegenüber Ψ_0 eine Phasenverschiebung von 180° hat, wenn man annimmt, eine globale Meeresspiegelschwankung werde sofort durch eine kontinentale Wasserstandsschwankung ausgeglichen.

Die in den Tab.3 und 6 zusammengestellten ozeanischen Erregerfunktionen zeigen, daß zwischen den einzelnen Berechnungen erhebliche Phasendifferenzen und zum Teil auch Amplitudendifferenzen bestehen. Nur das Modell von Ponte et al. (1998) lieferte bei unseren Untersuchungen plausible Ergebnisse, die in Tab.10 zusammengestellt sind. Ψ_0 wurde auf Grund der TOPEX-POSEIDON Daten gewählt.

Tabelle 10: Erregerfunktionen der saisonalen kontinentalen Wasserspeicherung in mas

	A_+	B_+	A_-	B_-	a	b	γ°
Ψ_{con}	3.34	0.70	2.35	5.11	9.03	-2.21	37.9
Ψ'_{con}	-4.69	0.19	1.21	-4.45	9.30	0.08	51.2

Der Richtungswinkel der großen Halbachse γ° von Ψ'_{con} ist durch die Land-Meer-Verteilung gegeben, während der Richtungswinkel ($\gamma^\circ = 37,9^\circ$) von Ψ_{con} durch die reale Verteilung des gespeicherten Wassers auf den Kontinenten bestimmt ist. Da beide Varianten der Erregerfunktion nahezu gleiche Amplituden haben, bewirkt die reale Verteilung der Wasserspeicherung nur eine Drehung der Ellipsenachse. Führt man diese Operation durch, so ergibt sich als Differenz der Phasen die Verzögerung der Akkumulation des von den Ozeanen auf die Kontinente bzw. umgekehrt transportierten Wassers. Auf Grund der Daten in Tab.10 ergeben sich hierfür 5 Monate. Dieser Wert wird von der Transportzeit des Wassers auf die Kontinente, der Verdunstung und dem Abfluß beeinflusst. In einer weiteren Berechnung wurde ein Mittelwert der Erregerfunktionen der ozeanischen Dynamik aus den Ergebnissen von Ponte et al. (1998) OMCT (IB) und TOPEX-POSEIDON eingeführt, mit dem 5,5 Monate Akkumulationszeit und $\gamma^\circ = 65^\circ$ erhalten wurden.

Vorstehende Ergebnisse werden im wesentlichen von den Unsicherheiten der Schätzung der ozeanischen Erregerfunktionen beeinflusst. Eine exaktere Schätzung wird erhalten, wenn nach dem in 4.1.3. geschilderten Verfahren, die kontinentale Wasserspeicherung auf Grund der Daten der CHAMP- und GRACE-Missionen bestimmt wird.

3. Dekadische Fluktuationen der Erdrotation, Klimaschwankungen und Kerndynamik

3.1. Mögliche Ursachen von Klimaperioden in der Erdrotation

Variationen der Parameter der Erdrotation enthalten neben den dominierenden saisonalen Variationen (z.B. Jahresperiode) und der CHANDLER-Welle der Polbewegung eine Reihe von periodischen Anteilen, die mit den in der meteorologischen Literatur erwähnten Klimaperioden (Knoch, 1930; Schönwiese, 1979) identisch sind (siehe z.B. Abb. 10). Diese Effekte sind zu erwarten, da Klimaschwankungen mit Variationen der atmosphärischen und ozeanischen Dynamik und dem Massenaustausch zwischen Hydrosphäre und Kryosphäre verbunden sind. Mit diesen Prozessen sind relative Drehimpulsänderungen und Änderungen der Massenverteilung am Erdkörper verbunden, die Variationen von Polbewegung und Tageslänge verursachen. Da für Polbewegung und Tageslänge Zeitreihen von etwa 100 Jahren vorliegen, können nur Klimaperioden im Bereich der dekadischen Fluktuationen untersucht werden. Entsprechende Zeitreihen der erregenden geophysikalischen Prozesse liegen nur für die atmosphärische Dynamik vor und hier auch nur für den Luftdruck, wodurch nur der Anteil der variablen Massenverteilung bestimmt werden kann. Für relative Drehimpulse, die besonders Variationen der Tageslänge hervorrufen, kann nur der geostrophische Anteil aus den Druckvariationen ermittelt werden. Es ist nicht anzunehmen, daß die atmosphärische Erregung die Klimaperioden in Polbewegung und Tageslänge vollständig erklärt, da sicherlich auch Beiträge der anderen, bereits erwähnten Prozesse zu erwarten sind, jedoch zeigt Abb. 11, in der die Spektren der aus der Polbewegung abgeleiteten und der atmosphärischen Erregerfunktion mit dem Spektrum der Temperaturvariation auf der Nordhalbkugel (nach Jones, 1988) verglichen werden, daß zumindest ein bedeutender Teil der Amplituden der Klimaperioden durch atmosphärische Einflüsse erklärbar sein muß. Ähnliches läßt sich auch für die Variation der Tageslänge nachweisen.

Bei der detaillierten Untersuchung des Beitrages der Atmosphäre zu den Klimaperioden von Polbewegung und Tageslänge werden die Eigenschaften des atmosphärischen Anteils der Jahresperioden der Erdrotation berücksichtigt. Während die Jahresperiode der Tageslänge nahezu vollständig durch die atmosphärische Dynamik (bedingt durch den dominierenden Anteil des relativen Drehimpulses) erklärt werden kann, ist bei der Jahresperiode der Polbewegung eine Phasendifferenz zu verzeichnen, die auf einen geophysikalischen Prozeß hinweist, der etwa in der gleichen Größenordnung wie die Atmosphäre zur Erregung der Jahresperiode beiträgt. Nach den in den Abschnitten 1. und 2. dargestellten Untersuchungen liefert die ozeanische Dynamik einen ähnlich großen Beitrag wie die Atmosphäre zur Erzeugung der Jahresperiode der Polbewegung. Allerdings kann dessen Einfluß auf die Klimaperioden der Erdrotation nicht untersucht werden, da die notwendigen langzeitigen Beobachtungen fehlen.

Untersuchungen der Tageslängenvariationen in Jochmann & Greiner-Mai (1996) und Greiner-Mai & Jochmann (1998) zeigen eine deutliche atmosphärische Erregung der 11 und 22-jährigen Klimaperioden, während für die 35 und 75-jährigen Perioden nur ein geringfügiger Einfluß zu verzeichnen ist (siehe Abb. 12).

Die periodischen Anteile der Erregerfunktionen der Polbewegung lassen sich als ellipti-

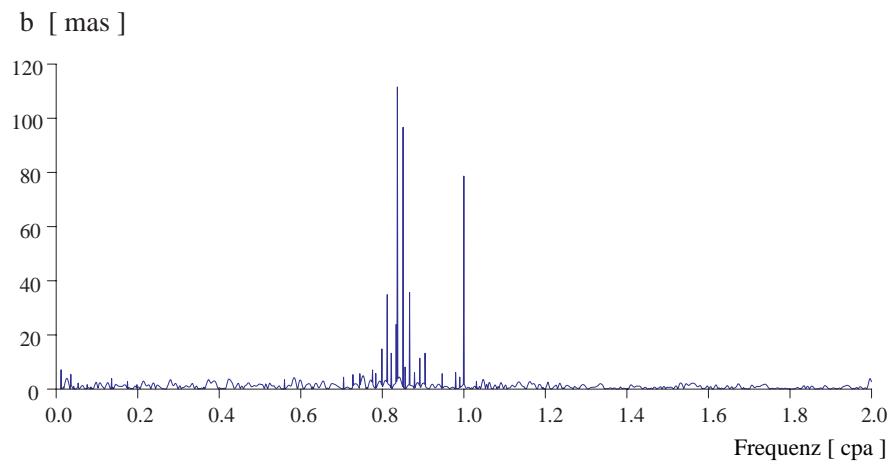
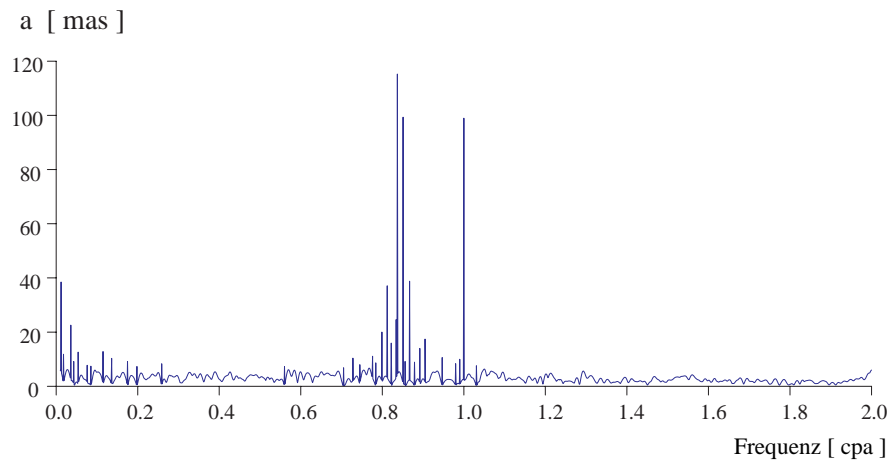


Abbildung 10: Spektren der Halbachsen periodischer Terme der Polbewegung

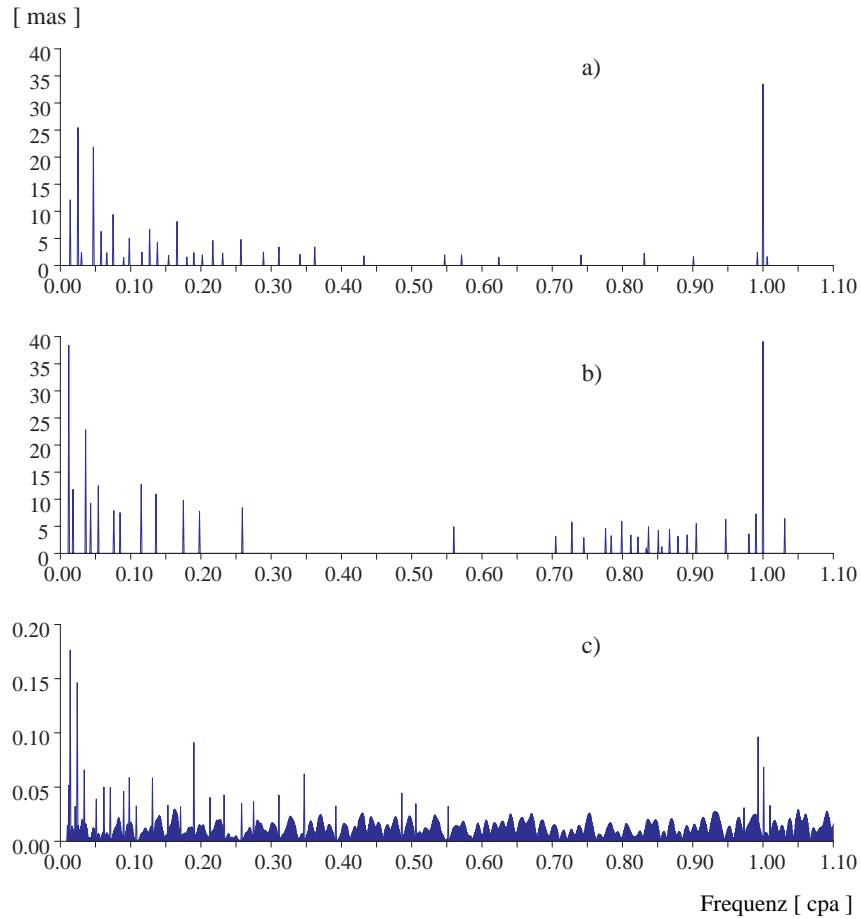


Abbildung 11: Amplitudenspektren der Erregerfunktionen der Polbewegung und der Variation der mittleren Temperatur in der Nordhemisphäre **a)** atmosphärische Erregung **b)** von der Polbewegung abgeleitete Erregerfunktion **c)** Temperaturvariation in der Nordhemisphäre

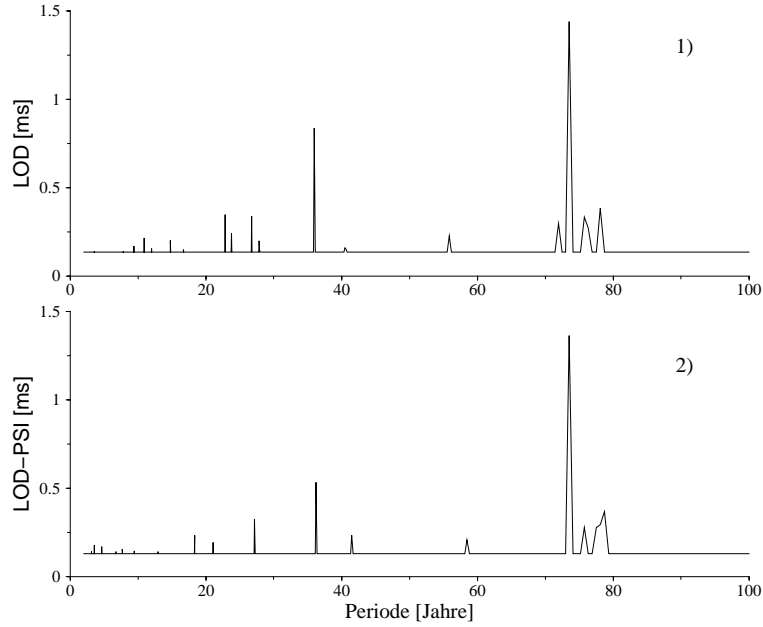


Abbildung 12: Vergleich der Amplitudenspektren der **1)** beobachteten und **2)** der um den atmosphärischen Einfluß reduzierten Tageslängenvariationen (analysierte Zeitreihen: 1900–1984)

sche Bewegungen der polaren Hauptträgheitsachse darstellen. Werden aus den Zeitreihen der Polbewegung die periodischen Anteile durch geeignete Fouriertransformationen abgeleitet, so ergeben sich mit Hilfe der Fourier-transformierten Differentialgleichung der Polbewegung die periodischen Anteile der Erregerfunktion $\psi(\sigma)$ (σ = Kreisfrequenz des periodischen Anteils) aus den periodischen Anteilen der Polbewegung $m(\sigma)$ auf Grund der linearen Beziehung

$$\psi(\sigma) = I^{-1}(\sigma)m(\sigma) \quad (18)$$

worin

$$I(\sigma) = \frac{1 - \frac{\sigma}{\sigma_{CH}} - \frac{i}{2Q}}{\left(1 - \frac{\sigma}{\sigma_{CH}}\right)^2 + \frac{1}{4Q^2}} \quad (19)$$

die Übertragungsfunktion für die entsprechende Kreisfrequenz σ ist. In Gln. (19) sind $\sigma = 2\pi/1,19$ die Chandler-Frequenz und $Q \approx 50$ ihr Dämpfungsmaß (quality factor). Periodische Terme von $\psi(\sigma)$ und $m(\sigma)$ sind elliptische Bewegungen der axialen Hauptträgheitsachse und des Poles, die in der komplexen Form

$$m(t) = (A_+ + iB_+) \exp(i\sigma t) + (A_- + iB_-) \exp(-i\sigma t)$$

dargestellt werden können. Aus den Amplituden der prograden und retrograden Bewegungs-

anteile ergeben sich die Halbachsen der elliptischen Bewegung zu

$$\left. \begin{matrix} a \\ b \end{matrix} \right\} = \left(A_+^2 + B_+^2 \right)^{\frac{1}{2}} \left. \begin{matrix} + \\ - \end{matrix} \right\} \left(A_-^2 + B_-^2 \right)^{\frac{1}{2}} . \quad (20)$$

Der Richtungswinkel der großen Halbachse wird

$$\gamma_a = \frac{1}{2} \left(\arctan \frac{B_+}{A_+} + \arctan \frac{B_-}{A_-} \right) . \quad (21)$$

Mit Hilfe der Ellipsenparameter und den Amplituden der prograden und retrograden Bewegung werden die aus der Polbewegung abgeleiteten Erregerfunktionen mit denen der atmosphärischen Dynamik verglichen. In Tab. 11 sind die Werte für verschiedene dekadische Perioden zusammengestellt.

Tabelle 11: Klimaperioden in der Erregerfunktion der Polbewegung (Ψ_P abgeleitet aus der Polbewegung, Ψ_A berechnet aus atmosphärischen Massenbewegungen) *) korrigierte atmosphärische Erregerfunktion

Klimaperioden	geschätzte Perioden	A_+	B_+	A_-	B_-	a	b	γ_a	$S_{\Delta P}$
Gleisberg Zyklus ≈ 80 Jahre	Ψ_P 90 Jahre	7.5	0.6	-9.0	-1.0	16.5	-1.4	95°	8 Jahre
	Ψ_A 83 Jahre	-7.0	-2.9	3.4	-1.6	11.5	3.8	78°	
	$\Delta\Psi$	14.5	3.5	-12.4	0.6	27.3	2.5	95°	
22 Jahre	Ψ_P 26 Jahre	-0.7	12.9	10.4	6.4	25.1	0.7	62°	2 Jahre
	Ψ_A 22 Jahre	4.9	10.8	-1.5	9.4	21.4	2.4	82°	
	$\Delta\Psi$	-5.6	2.1	11.9	-3.0	18.2	-6.3	73°	
11 (13 Jahre)	Ψ_P 11 Jahre	4.9	2.2	-2.2	2.9	9.1	1.7	76°	2 Jahre
	Ψ_A 13 Jahre	3.7	3.7	-3.3	2.7	9.7	0.9	93°	
	$\Delta\Psi$	1.2	-1.5	1.1	0.2	4.8	2.6	166°	
11(14 Jahre*)	Ψ_P 11 Jahre	4.9	2.2	-2.2	2.9	9.1	1.7	76°	2 Jahre
	Ψ_A 14 Jahre	1.8	2.4	-2.8	3.9	5.9	0.2	112°	
	$\Delta\Psi$	3.1	-0.2	0.6	-1.0	4.3	1.9	148°	

Die in Tab. 11 dargestellten Parameter der atmosphärischen Einflüsse auf die Klimaperioden zeigen hinsichtlich der elliptischen Parameter befriedigende Übereinstimmung. Auch die Differenzen der Periodenlängen zwischen den aus der atmosphärischen Dynamik und der Polbewegung abgeleiteten Erregerfunktionen lassen sich hinreichend durch ihre Standardabweichungen (siehe letzte Spalte der Tab. 11) erklären. Allerdings deuten die Parameter der Differenzfunktion $\Delta\psi$ auf erhebliche Phasendifferenzen zwischen beiden Arten der Erregerfunktionen hin. Dies war wegen der bereits erwähnten anderen geophysikalischen Prozesse zu erwarten, die auch klimabedingten Schwankungen unterliegen, jedoch nicht in ausreichend großen Zeiträumen dokumentiert sind. Als Kriterium für einen effektiven Beitrag der Atmosphäre zu einer Klimaperiode der Polbewegung wurde das Verhalten der Erregerfunktionen

im Bereich der Jahresperiode benutzt. Danach kann ein wesentlicher Einfluß der Atmosphäre angenommen werden, wenn die große Halbachse a der Differenz der Erregerfunktionen $\Delta\psi$ kleiner oder gleich der großen Halbachse der aus der Polbewegung abgeleiteten Erregerfunktion ψ_P ist (siehe Jochmann & Felsmann, 2001). Wie aus Tab. 11 zu entnehmen ist, trifft dies hauptsächlich für die annähernd 11 und 22-jährigen Perioden zu. Beachtet man jedoch den zeitlichen Verlauf der atmosphärischen Erregerfunktion Abb.13, so erkennt man eine Reihe von Sprüngen, die möglicherweise Artefakte sind. Eliminiert man diese, so ist aus dem Vergleich der Spektren der korrigierten und unkorrigierten Erregerfunktionen eine Verminderung der Amplituden im dekadischen Bereich zu entnehmen. Nur für die 11-jährige Periode ist noch ein atmosphärischer Einfluß nachzuweisen. Ein weiterer geophysikalischer Prozeß, der Variationen im Bereich der dekadischen Fluktuationen enthält, ist die Säkularvariation des geomagnetischen Feldes. Allgemein kann die Säkularvariation des Magnetfeldes dem Innenfeld zugeordnet werden, wodurch sie ein Indikator für Variationen des hydrodynamischen Prozesses ist, der das Magnetfeld der Erde erzeugt. Da diese mit Bewegungen im flüssigen Kern verbunden sind, können in ihm relative Drehimpulse und Änderungen der Massenverteilung entstehen, die die der Parameter der Erdrotation beeinflussen.

Bei Annahme eines aus flüssigem Kern und Mantel bestehenden Erdmodells bestehen zwischen der Rotationsgeschwindigkeit des Mantels ω_3 und der relativen Rotationsgeschwindigkeit (Westwärtsdrift) ω des Kerns folgende Beziehungen:

$$\begin{aligned} C_m \dot{\omega}_3 + C_k \dot{\omega} &= 0 \\ C_C (\dot{\omega}_3 + \dot{\omega}) &= k\omega + L_3 \end{aligned} \quad (22)$$

mit

$$C_k = \frac{C_m C_C}{C_m + C_C}$$

worin C_m und C_C die axialen Trägheitsmomente von Mantel und Kern sind. Der Koeffizient k beschreibt die dissipative Kopplung zwischen Kern und Mantel. Die Gln. (22) gelten für die Rotation eines Erdmodells, auf das keine äußeren Kräfte einwirken. Nach Jochmann & Greiner-Mai (1996) ergibt sich aus Gln. (22) folgende Beziehung zwischen den Variationen der Westwärtsdrift $\Delta\omega$ und der Tageslänge ΔLOD :

$$\Delta\omega = \frac{C_m}{C_k} \left(\frac{2\pi}{\text{LOD}^2} \right) \Delta\text{LOD} . \quad (23)$$

Zwischen der Westwärtsdrift und den davon abhängigen Variationen der Tageslänge besteht eine Phasendifferenz

$$\Delta\gamma = \arctan \frac{\sigma C_k}{k} , \quad (24)$$

die von dem Dämpfungskoeffizienten k und der Frequenz σ der Variation der Westwärtsdrift abhängen (siehe Abb. 14). Das vorstehend beschriebene Kopplungsmodell wird im Abschnitt 3.2. zur Berechnung des Einflusses der elektromagnetischen Kern-Mantel-Kopplung auf die Variation der Tageslänge angewandt. Die Variation des Kopplungsmomentes L_3 wird aus der Variation der geomagnetischen Feldstärke \mathbf{B} nach der Gln. (26) abgeleitet.

Dekadische Fluktuationen der Polbewegung, die auf atmosphärische Einflüsse zurückgeführt werden können, lassen sich nicht auf Grund der elektro-magnetischen Kern-Mantel

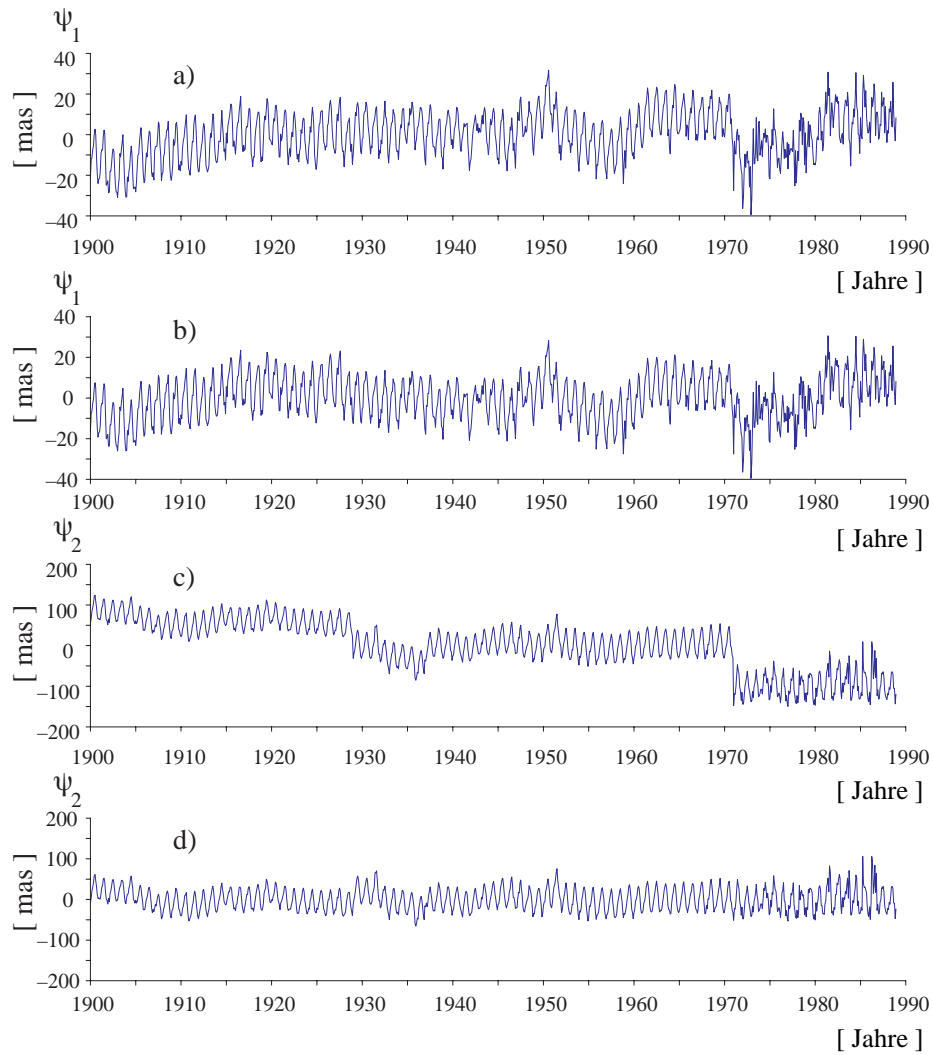


Abbildung 13: Atmosphärische Erregerfunktion der Polbewegung **a)** ψ_1 originale Berechnung **b)** ψ_1 korrigiert wegen der Sprünge in ψ_2 **c)** ψ_2 originale Berechnung **d)** ψ_2 korrigiert nach Sprungkorrektur

Kopplung erklären (Greff-Lefftz & Legros, 1995), da die äquatorialen Drehmomente des Kopplungsprozesses zu klein sind. In Jochmann & Felsmann (2001) wird dargestellt, wie unter Annahme einer Innenkernbewegung, deren Indikator die Bewegung der magnetischen Dipolachse ist, nach Gln. (32) im Abschnitt 3.3. sich die Erregerfunktion der Innenkernbewegung errechnen läßt. Eine mögliche Beziehung zwischen den Bewegungen des Innenkerns und der Dipolachse wurde erstmals in Smylie et al. (1984) erwähnt. In dieser Arbeit wird angenommen, die Richtungen der Figurenachse des Innenkerns und der magnetischen Dipolachse würden übereinstimmen; eine in der Literatur umstrittene Annahme. In unseren Untersuchungen wurde vorausgesetzt, die Variationen der Dipolachse seien mit denen der Figurenachse identisch. Die hinreichende Übereinstimmung verschiedener dekadischer Variationen der Erregerfunktion von Innenkern und Polbewegung zeigt (siehe Tab. 12), daß diese Hypothese eine gewisse Wahrscheinlichkeit besitzt, was auch die aus den Phasendifferenzen abgeleitete Laufzeiten der magnetohydrodynamischen Störungen im flüssigen Kern bestätigen, die der Alfvén Wellengeschwindigkeit, $\nu = B_0/\sqrt{\mu_0\rho_C} = 1,86 \cdot 10^{-3} \text{ m/sec}$ entsprechen.

Tabelle 12: Klimaperioden in den Erregerfunktionen von Polbewegung und Innenkern

Periode [Jahre]	Ψ_i	Ψ_1	Ψ_2		Laufzeit [Jahre]
	Ψ_P Ampl. $\Delta\Psi$ [mas]	Phase [Jahre]	Ampl. [mas]	Phase [Jahre]	
83	46.5	19.6	7.8	80.7	35.6
	58.3	24.6	30.2	53.7	
	-11.8	21.9	-22.4	27.0	
30	4.2	6.5	4.0	15.0	24.6 (54.6)
	21.2	11.7	10.2	20.6	
	-17.0	24.8	6.2	24.6	
23	5.1	6.9	5.6	16.5	38.0
	6.0	14.5	7.1	1.8	
	-0.9	15.2	-1.5	14.7	
11	5.1	3.5	5.3	9.3	32.6
	1.8	6.1	7.5	9.8	
	3.3	8.8	-2.2	10.9	

Im Abschnitt 3.3. wird dargestellt, wie es mit Hilfe der zeitlich variablen Schwerefeldparameter möglich sein kann, die Hypothese der Innenkernbewegung zu stützen.

3.2. Die magnetische Kern-Mantel-Kopplung als Ursache der dekadischen Tageslängeschwankungen

Die beobachteten dekadischen Variationen der Tageslänge (nachfolgend ΔLOD) können, wie von Jochmann & Greiner-Mai (1996) und Greiner-Mai & Jochmann (1998) gezeigt wurde,

nicht durch die atmosphärische Erregung erklärt werden. Jochmann (1999) untersuchte außerdem die Beiträge der Grundwasserspeicherung und stellte fest, daß Perioden, die länger als der 22-jährige Sonnenzyklus sind, durch andere geophysikalische Effekte erklärt werden müssen. Der Anteil der ozeanischen Zirkulation zu den dekadischen Variationen ist nicht ausreichend bekannt. Die gegenwärtigen Untersuchungen zu kürzerperiodischen Variationen veranlassen jedoch zu der Annahme, daß die ozeanischen Effekte die atmosphärischen nicht übersteigen (z.B. Wunsch, 2000). Der wesentliche Anteil an den dekadischen Variationen der ΔLOD muß also auf die Wirkung interner Prozesse zurückgeführt werden.

Die im Abschnitt 3.1. erwähnten Korrelationen zwischen den dekadischen Variationen des geomagnetischen Feldes und der ΔLOD weisen darauf hin, daß die Magnetfeldvariationen und die sie verursachenden Bewegungen nahe der Erdoberfläche mit der Erregung der ΔLOD physikalisch zusammenhängen. Der Mechanismus, mit dem ein entsprechender Drehimpulsaustausch zwischen Kern und Mantel erfolgen kann, ist seit langem als Kern-Mantel-Kopplung (KMK) bekannt (z.B. Rochester, 1960). Damit die Mantelrotation von den Kernprozessen beeinflusst werden kann, müssen Drehmomente auf den Mantel wirken, die infolge dieser Prozesse entstehen. Die elektromagnetischen (EM) KMK-Drehmomente werden von den Strömen verursacht, die vom Kern zum Mantel hinüberfließen oder infolge der Zeitänderung des Magnetfeldes in den Mantel induziert werden. Voraussetzung ist in beiden Fällen, daß der untere Mantel elektrisch leitfähig ist.

Um die für die Erregung der dekadischen ΔLOD *notwendigen* magnetischen Drehmomente zu erzeugen (z.B. Greiner-Mai, 1987), bedarf es außerdem einer bestimmten Größe dieser Mantelleitfähigkeit, σ_M , bzw. einer dementsprechenden Konduktanz, G , von etwa 2×10^8 S (z.B. Holme, 1998b), was z.B. einer Leitfähigkeit von 100 S/m in einer homogenen 2000 km dicken Mantelschicht entspricht. Die Entstehung einer Leitfähigkeit des Mantels in solcher Höhe ist noch nicht ausreichend geklärt und die Diskussionen zu den Leitfähigkeitswerten sind kontrovers. Aus Laborexperimenten wird i.a. gefolgert, daß die Mantelleitfähigkeit bis zu Übergangszone zwischen Kern und Mantel exponentiell auf etwa 10 S/m ansteigt (z.B. Shankland et al., 1993) - erforderlich wäre jedoch das 100- bis 300-fache, wenn man die Übergangszone (z.B. D"-Schicht) ausklammert. Über die Leitfähigkeit und Struktur der Übergangszone gibt es noch keine einheitliche Theorie. In jüngster Zeit werden dünne Schichten sehr hoher Mantelleitfähigkeit in dieser Zone (20 bis 50 km) als möglich diskutiert. Es wird auch nicht ausgeschlossen, daß sich auf der Kernseite eine dünne Schicht hochleitfähigen Kernmaterials von 2 bis 3 km Dicke gebildet hat (Sedimentation leichter Elemente des Kerns). Wegen der widersprüchlichen Aussagen zu σ_M wird in den Arbeiten zur magnetischen KMK daher ein a-priori σ_M -Modell angenommen, das die für die Erzeugung der erforderlichen Drehmomente notwendige Konduktanz, G , ergibt, wobei der Wert von G durch verschiedene geometrische Verteilungen von σ_M (z.B. Abklingfunktionen oder homogene Schichtungen) erreicht werden kann.

Neben der Aufstellung eines geeigneten Leitfähigkeitsmodelles sind zur Untersuchung der EM KMK folgende Teilprobleme zu lösen:

- A) Lösung der Induktionsgleichung des Mantels zur Berechnung des Magnetfeldes im Mantel und an der Kern-Mantel-Grenze (KMG) aus dem Magnetfeld, das an der Erdoberfläche als Kugelfunktionsentwicklung nach den Gauß-Koeffizienten gegeben ist (inverses

Problem)

- B) Bestimmung des Geschwindigkeitsfeldes an der KMG aus dem dort berechneten Magnetfeld durch Inversion der Frozen-Field-Gleichung nach Geschwindigkeitsfeld \mathbf{u}
- C) Reduktion der beobachteten ΔLOD um den atmosphärischen Einfluß.

Die erste Aufgabe A) ergibt sich aus der Struktur des Drehmomentenvektors, \mathbf{L} , wie er aus der Lorentzkraft, die auf den Mantel wirkt, abgeleitet wird:

$$\mathbf{L} = \frac{1}{\mu_0} \int_{V_M} \mathbf{r} \times (\text{rot}\mathbf{B} \times \mathbf{B}) \, dV. \quad (25)$$

In Gln. (25) sind μ_0 die Vakuumpermeabilität und V_M das leitfähige Mantelvolumen. In den zurückliegenden Arbeiten zur EM KMG (z.B. Stix & Roberts, 1984 oder Greiner-Mai, 1993) wurde zur Berechnung von \mathbf{B} im Mantel eine Störungsmethode angewendet, bei der \mathbf{B} durch das Potentialfeld, \mathbf{B}^0 und Störungsterme ausgedrückt wird:

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}^0 + \mathbf{B}^1 + \dots$$

I.a. ist dann nur das Drehmoment 1. Ordnung gemäß

$$\mathbf{L}^1 = \frac{1}{\mu_0} \int_{V_M} \mathbf{r} \times (\text{rot}\mathbf{B}^1 \times \mathbf{B}^0) \, dV \quad (26)$$

zu berechnen, wenn man sich auf dekadische Variationen und großskalige Feldstrukturen beschränkt, wobei \mathbf{B}^1 durch Lösung der Mantelinduktionsgleichung für die erste Ordnung von \mathbf{B} ,

$$\text{rot} \left(\frac{1}{\mu_0 \sigma_M(r)} \text{rot}\mathbf{B}^1 \right) = -\dot{\mathbf{B}}^0 \quad (27)$$

zu bestimmen ist. Der Vorteil der Störungsmethode ist, daß in Gln. (27) die Inhomogenität durch die Potentialfelddarstellung bekannt ist und daher das mit der Zeitableitung verbundene Anfangswertproblem nicht gelöst werden muß. Das Magnetfeld läßt sich außerdem in einen poloidalen, \mathbf{B}_p , und einen toroidalen Anteil, \mathbf{B}_t , zerlegen, die sich wegen $\text{div}\mathbf{B} = 0$ durch skalare Felder, S und T , wie folgt darstellen lassen:

$$\mathbf{B}_p = \text{rot} \, \text{rot}(\mathbf{r}S) + \text{rot}(\mathbf{r}T).$$

Man erhält für das poloidale Feld dann eine vom toroidalen Feld unabhängige skalare Differentialgleichung der Art

$$\Delta S = \mu_0 \sigma_M(r) \dot{S}. \quad (28)$$

Bei der Störungsmethode müssen in Gln. (28) S durch S^1 und \dot{S} durch \dot{S}^0 ersetzt werden. Der Aufspaltung in poloidale und toroidale Felder folgt dann eine analoge Benennung der Drehmomente \mathbf{L}_p^1 und \mathbf{L}_t^1 je nachdem, ob in Gln. (26) für \mathbf{B}^1 das poloidale oder toroidale Feld eingesetzt wird. I.a. kann man das poloidale Drehmoment, \mathbf{L}_p^1 , im Rahmen der Störungstheorie unter Benutzung der Mantelinduktionsgleichung durch die Feld- (g_{nm}, h_{nm})

und Säkularvariationskoeffizienten ($\dot{g}_{nm}, \dot{h}_{nm}$) des geomagnetischen Feldes, \mathbf{B}^0 , analytisch ausdrücken.

Da das toroidale Feld außerhalb von Leitern nicht existiert und der Beobachtung an der Erdoberfläche nicht zugänglich ist, muß es von berechneten Randwerten an der KMG ($r = R_c$) abgeleitet werden, die man aus der elektromotorischen Kraft $\mathbf{u} \times \mathbf{B}$ ermittelt (daher auch “advection torque”), worin \mathbf{u} das Geschwindigkeitsfeld des Kerns an der KMG ist. Hierzu braucht man ein entsprechendes Modell des Geschwindigkeitsfeldes [siehe Aufgabe B) in der Problemliste] und muß dessen Parameter durch inverse Lösung der Frozen-Field-Gleichung

$$\dot{B}_r + \nabla_h(\mathbf{u}B_r) = 0, \quad r = R_c \quad (29)$$

bestimmen. In Gln.(29) sind ∇_h die horizontale Divergenz und B_r die radiale \mathbf{B} -Komponente. I.a. ist die Frozen-Field-Gleichung nicht eindeutig nach \mathbf{u} lösbar. Vereinfacht gesehen resultiert das daraus, daß effektiv 2 Größen (die horizontalen Geschwindigkeitskomponenten) aus einer Gleichung bestimmt werden sollen. Daher wird in der Literatur dem Feld \mathbf{u} eine zusätzliche physikalische Beschränkung auferlegt, die sich aus einem dynamischen Konzept der Bewegung ergibt oder a priori gestellt wird. Zur ersteren Art gehört die Annahme der Geostrophie (im Zusammenhang mit der Berechnung topographischer Druckdrehmomente ergibt sich dann gleichzeitig der erforderliche Zusammenhang zwischen \mathbf{u} und dem Druck an der KMG). A priori Beschränkungen sind eigentlich nur durch eine Einingung auf bestimmte Teilprobleme möglich. Wir haben solche in eigenen Arbeiten benutzen können, weil wir uns auf Relativrotationen des Kerns beschränkt haben. Eine allgemeinere dieser Art wäre, daß \mathbf{u} rein toroidal ist (z.B. Gubbins, 1982), was durch die von uns benutzen rotativen Bewegungen erfüllt wird. Wir haben außerdem nur die \mathbf{u} -Felder mit niedrigsten Grad berechnet, weil nur solche in die globale Drehimpulsbilanz eingehen. Dabei handelt es sich um folgende:

- starre axiale Relativrotation einer Schicht (Greiner-Mai, 1986, 1987, 1993), [$\mathbf{u} = \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}$, $\boldsymbol{\Omega} = (0, 0, \omega)$]
- starre nichtaxiale Relativrotation [-präzession] einer Schicht (Greiner-Mai, 1990a), [$\mathbf{u} = \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}$, $\boldsymbol{\Omega} = (\omega_1, \omega_2, \omega)$]
- zonale Bewegungen 3. Grades (Greiner-Mai, 1990b),
[$\mathbf{u} = (0, 0, u_\varphi)$, $u_\varphi = \sum_{l=1}^3 q_l^0(R_c)P_l^1(\cos\vartheta)$].

Für diese Bewegungen wurden jeweils auch die EM Drehmomente berechnet, die in den späteren Arbeiten zur KMG mit moderneren Datensätzen zu \mathbf{B} präzisiert wurden. Eine vollständige Beschreibung des EM Kopplungsproblem und die expliziten Ausdrücke für die jeweiligen Berechnungen auf der Grundlage der axialen Relativrotation und des von Stix & Roberts (1984) verwendeten Leitfähigkeitsmodelles ist in Greiner-Mai (1989) angegeben. Wir verzichten hier daher auf eine entsprechende Formelsammlung. Die Reduktion der beobachteten ΔLOD um den atmosphärischen Einfluß (Punkt C) ist in Jochmann & Greiner-Mai (1996) und Greiner-Mai & Jochmann (1998) beschrieben.

Eine Wiederberechnung der EM Kopplungsdrehmomente anhand neuer Datensätze zu \mathbf{B} und der Vergleich mit einer neu konstruierten Zeitreihe von ΔLOD ist in Liao & Greiner-Mai (1999) erfolgt.

Wir wollen die entsprechenden Ergebnisse als ein Beispiel zur EM KMK in den Abb. 14a und Abb. 14b noch einmal darstellen. Hinzugefügt ist in Abb. 15 ein Vergleich der äquatorialen Komponenten der magnetischen KMK mit solchen aus Polbewegungsdaten abgeleiteten, die um den atmosphärischen Einfluß korrigiert wurden (die Korrektur ist im Abschnitt 3.3. beschrieben). Im Ergebnis werden zwar die früheren Aussagen quantitativ präzisiert, eine qualitativ neue Aussage wurde gegenüber den früheren Arbeiten jedoch nicht abgeleitet. Im Resümee ergeben sich zur magnetischen KMK die folgenden Resultate, die auch durch ähnliche Arbeiten in der Literatur bestätigt werden.

1. Die elektromagnetische KMK liefert auf der Basis der verwendeten Geschwindigkeitsmodelle an der Kernoberfläche und einer ausreichenden Konduktanz des untersten Mantels die für die Erregung der ΔLOD notwendigen Amplituden der Drehmomentvariationen in Höhe von 10^{17} Nm, die enthaltenen Perioden stimmen z.g.T. überein, die Phasenlage zwischen den mechanischen und EM Drehmomenten ist aber so, daß beide Größen in etwa antikorreliert sind.
2. Die Korrelationen zwischen den ΔLOD und der Winkelgeschwindigkeit der aus den Magnetfeldvariationen abgeleiteten Kernrelativrotation können mit einem Drehimpuls-gleichgewicht zwischen Mantel und einer oberen Kernschicht einer Dicke von etwa 250 bis 300 km grob erklärt werden.
3. Für die Erregung der Polbewegungsvariationen sind die EM Kopplungsdrehmomente auch bei extremen Leitfähigkeitsannahmen zu klein.

Ähnliche Aussagen finden wir auch bei Holme (1998a,b), welcher für das Geschwindigkeitsfeld zonale geostrophische Bewegungen angesetzt hat. Für die Prüfung der Drehimpulsbilanz wird dort ein zylindrisches Modell des Gesamtkerns (z.B. Jault et al., 1988; Jackson et al., 1993) zugrunde gelegt, bei dem der Kern in sehr dünne starre Zylinderschalen aufgeteilt wird, deren koaxiale Relativrotationen gegenüber sich selbst und der KMG durch ein zonales Geschwindigkeitsfeld an der Kernoberfläche darstellbar sind. Das Modell beruht letztendlich auf der Entstehung von Taylorsäulen im fluiden Kern. Es liefert eine noch genauer ausgeglichene Drehimpulsbilanz zwischen Mantel und Gesamtkern, die Tendenz zur Antikorreliertheit der mechanischen und EM Drehmomente stimmt mit der von uns festgestellten überein. Ein allgemeines Resultat der beiden Modellierungsarten ist also, daß das Drehimpuls-gleichgewicht zwischen Mantel und Kern bezüglich der ΔLOD mit Hilfe rotativer Kernbewegungen nachgewiesen werden kann, die Drehmomente aber ein antikorreliertes Verhalten aufweisen (siehe auch Abb. 14a), so daß vermutet wird, daß für die Berechnung von L_z auch Geschwindigkeitsfelder herangezogen werden müssen, die durch die dynamische oder a-priori Beschränkung ausgeschlossen wurden.

Wie Abb. 15 zeigt, gibt es vermutlich kein physikalisches Modell der Leitfähigkeit, mit dem die Polbewegungsvariationen durch EM KMK erklärt werden könnten (siehe neben unseren Resultaten auch Hide et al., 1996; Greff-Lefftz & Legros, 1995). Hinderer et al.

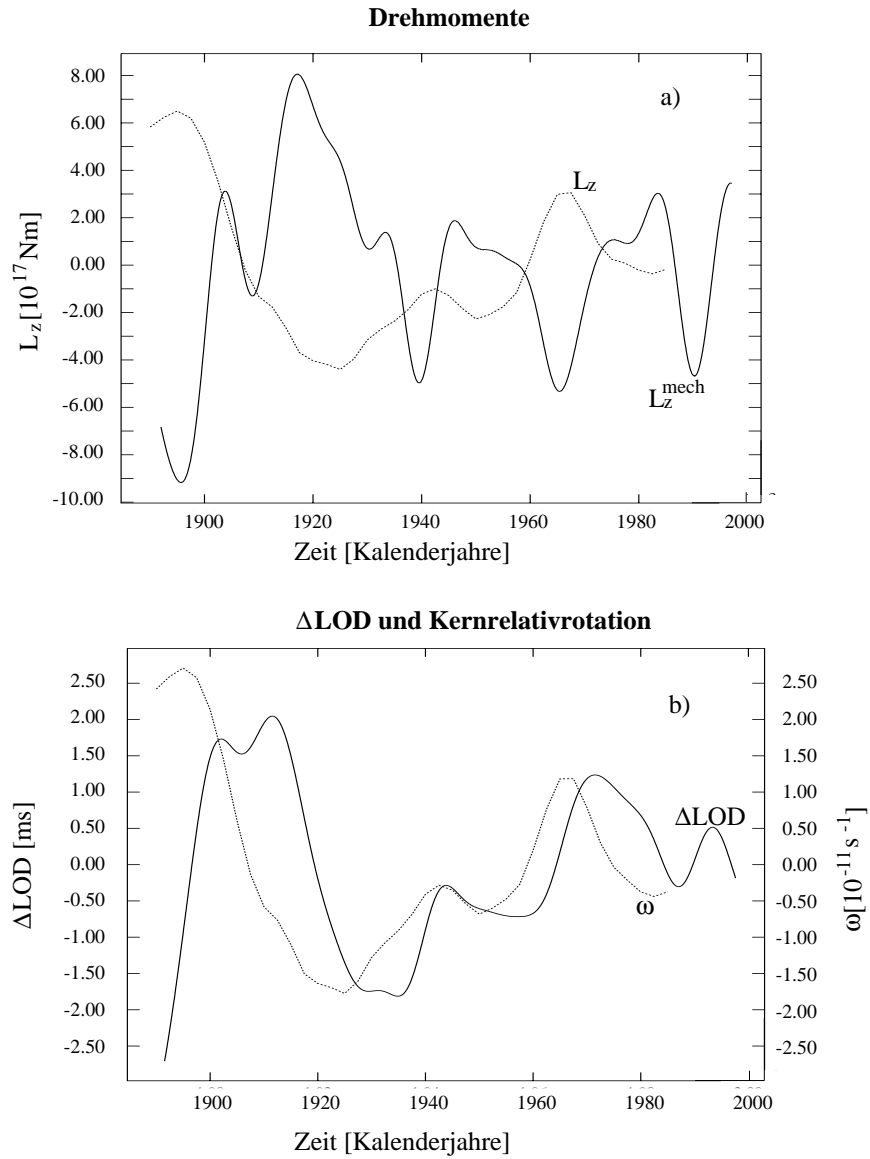


Abbildung 14: Resultate zur EM KMK **a)** Vergleich der Variationen des axialen EM Drehmoments, L_z^1 , mit denen des aus Δ LOD abgeleiteten mechanischen Drehmoments, L_z^{mech} **b)** Vergleich der Variationen von Δ LOD mit denen der Winkelgeschwindigkeit, ω , der aus den Magnetfeldvariationen abgeleiteten Kernrelativrotation bei $r = R_c$ (nach Liao & Greiner-Mai, 1999)

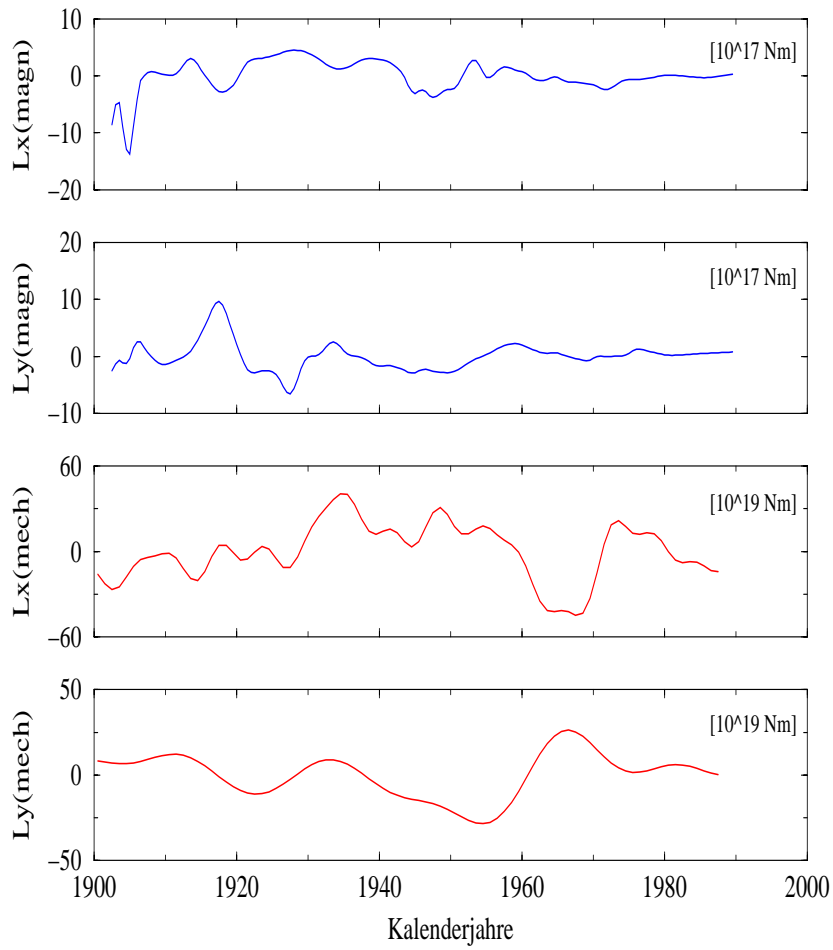


Abbildung 15: Äquatoriale elektromagnetische und mechanische Drehmomentkomponenten, berechnet aus der um den atmosphärischen Einfluß reduzierten Polbewegungsdaten im dekadischen Bereich (linearer Trend abgezogen)

(1987) vermuteten, daß die dekadischen Variationen der Polbewegung möglicherweise durch Druckdrehmomente erzeugt werden, die bei der Wechselwirkung zeitvariabler Strömungen im äußeren Kern mit der KMG Topographie entstehen (topographische KMK). Jault & Le Mouél (1989) wiesen darauf hin, daß unsere Kenntnisse zur Topographie der KMG aber zu spärlich sind, um entscheiden zu können, ob dieser Kopplungstyp für die dekadischen Variationen der Polbewegung verantwortlich ist oder nicht. Außerdem würde diese Kopplungsart Tageslängenvariationen erzeugen, die sehr viel größer als die beobachteten sind (siehe auch Hinderer et al., 1990). Die numerischen Untersuchungen von Hide et al. (1996) ergaben, daß der Einfluß des topographischen Drehmoments auf die Polbewegungsvariationen um einen Faktor 5 zu klein ist. Hulot et al. (1996) äußerten die Vermutung, daß auch Prozesse an der Grenze zwischen Innen- und Außenkern eine Rolle spielen können und die Erregung der dekadischen Variationen der Polbewegung vermutlich auf den kombinierten Einfluß verschiedener Kräfte zurückzuführen ist.

Alle Untersuchungen zu den KMK Drehmomenten ergeben, daß es prinzipiell schwierig ist, die Differenzen zwischen den erforderlichen axialen und äquatorialen Drehmomentkomponenten von ein bis zwei Größenordnungen unter der Annahme ein und desselben Modells der Mantelleitfähigkeit bzw. KMG Topographie zu erklären. Das im Rahmen der Drehimpulsmethode für die Erklärung der Δ LOD am erfolgreichsten angewendete Modell ist wegen der Koaxialität der starren Zylinderrotationen auf die Polbewegung nicht anwendbar, d.h. es widerspricht letztendlich dem Erfordernis nichtaxialer Bewegungen im Kern.

Ein alternatives Modell zur Erregung der Polbewegungsvariationen basierend auf der Drehimpulsmethode und Massenumlagerungen wird von uns im nächsten Abschnitt vorgestellt.

Unsere Untersuchungen zur EM KMK sind in jüngster Zeit durch die Entwicklung und Anwendung einer neuen Methode der Fortsetzung des geomagnetischen Feldes zur KMG erweitert worden (Ballani et al., 1995, 1999, 2001). Diese Methode löst die Störungsmethode durch eine vollständige Inversion der Mantelinduktionsgleichung (28) ab. Das entsprechende mathematische Problem ist als inkorrekt gestellte Aufgabe bekannt; dies insofern, daß die Randwerte, die geomagnetischen Felder, nur auf einer Seite der als Kugelschale angenommenen Mantels bekannt sind. Im Gegensatz zu der Störungsmethode muß hier das Anfangswertproblem mit gelöst werden. Der Algorithmus ist in das Gebiet der bekannten Tichonov Regularisierungen einzuordnen, die in modifizierter Form nach der Transformation der Induktionsgleichung in eine Volterra-Integralgleichung und der eigenen Konstruktion eines speziellen Lösungsalgorithmus, der den Integraloperator approximiert, anwendbar wird.

Mit der neuen Methode wurden bisher die Felder an der KMG und in einer oberen passiven oder rotierenden Kernschicht berechnet (Ballani et al., 1999, 2001). Die nächsten Schritte werden neben methodischen Weiterentwicklungen die Anwendung auf die EM KMK und Frozen-Field-Gleichung sein.

Die Methode erlaubt es, die Gln.(28) und die entsprechende des oberen Kerns in ungenäherter Form ohne beschränkende Annahmen zu σ_M und der Zeitskala der \mathbf{B} -Feldvariationen zu invertieren. Die Verwendung der Säkularvariationskoeffizienten, \dot{g}_{nm} , \dot{h}_{nm} , ist nicht mehr notwendig.

Erste Anwendungen zum Test des Verfahrens zeigten, daß die Ergebnisse von denen der Störungsmethode nur geringfügig abweichen, wenn dekadische Variationen und nicht zu hohe

Leitfähigkeiten angesetzt werden. Für kürzerperiodische Variationen sind die KMG Resultate bereits bei den für die EM KMK notwendigen Leitfähigkeiten abweichend. Bei den Rechnungen, die einer Feldfortsetzung in Gebiete mit Kernleitfähigkeit entsprechen, ergeben sich bereits für dekadische Variationen erhebliche Unterschiede zwischen den beiden Methoden. Die Störungsmethode wird in Gebieten mit Kernleitfähigkeit bekannterweise unbrauchbar.

3.3. Innenkernbewegung und dekadische Fluktuationen von Polbewegung und Schwerefeld

Wie in 3.2. gezeigt, führen die Drehmomentenmethode und die entsprechenden KMK Mechanismen noch zu keinem endgültigen und konsistenten Modell der Erregung dekadischer Polbewegungsvariationen, das widerspruchsfrei zu den Modellen der Δ LOD Erregungen ist. Zur Drehimpulsmethode läßt sich momentan noch weniger ausführen, weil es zu nichtaxial-symmetrischen Flüssigkeitsbewegungen innerhalb des Außenkerns, die im dekadischen Zeitbereich variieren, noch keine Modellvorstellungen gibt. Das koaxiale Zylindermodell, das so aussichtsreiche Ergebnisse für die Erregung der Δ LOD liefert, läßt die für die Polbewegung erforderlichen nichtaxialen Kernbewegungen nicht zu, es sei denn, daß solche als kleine Störungen koexistieren können, die mit effektiven Massenumlagerungen verbunden sind.

Daher wurde ein interner Erregungsprozesses untersucht, der zu effektiven Massenumlagerungen führt und im innersten Zylinder angesiedelt ist, der den Innenkern (IK) einschließt. Wegen der relativ großen Dichtedifferenz zwischen IK und Außenkern (AK) könnte eine Polschwankung des abgeplatteten IK relativ zum AK und Mantel ein Mechanismus sein, der die notwendigen Massenumlagerungen bzw. zugeordneten Änderungen des Trägheitstensors verursacht. Diese von Jochmann (1989) stammende Idee wurde in Greiner-Mai & Barthelmes (2001) als Ausgangshypothese postuliert und zur Berechnung der dazu notwendigen IK Bewegungen benutzt, d.h. es wird a priori angenommen, daß es eine Relativbewegung der Figurenachse des IK solcher Art gibt, daß sie die um die atmosphärischen Effekte korrigierten beobachteten Polbewegungsvariationen erklärt. Ziel dieser Arbeiten war es, die seitens der Polbewegungsvariationen notwendige Größe der relativen Polschwankung des IK zu berechnen und deren Einfluß auf das Schwerefeld zu prüfen.

Bevor wir auf die Darstellung der verwendeten Formalismen und die damit erzielten Ergebnisse näher eingehen, wollen wir hier noch über Vorläuferarbeiten berichten, im Rahmen derer der wesentliche Teil der Formalismen entwickelt wurde.

Jochmann (1989) hatte die Innenkernbewegung unter Verwendung einer Zusatzhypothese berechnet und ihren Einfluß auf die Polbewegung theoretisch ermittelt. Die Zusatzhypothese postuliert, wie in Abschnitt 3.1. angedeutet, die Koinzidenz der Variationen der geomagnetischen Dipolachse mit denen der Figurenachse des IK. Eine solche Hypothese wurde bezüglich der Achse der Relativrotation des IK von Schmutzer (1978) anhand eines sehr einfachen Modells der Innenkernrotation aufgestellt und unabhängig davon später noch einmal von Smylie et al. (1984) verwendet, um die geomagnetische Dipoldrift als Indikator einer Relativpräzession des IK zu benutzen. Eine solche Hypothese stand den Beobachtungen offenbar nicht entgegen, in denen eine augenscheinliche Korrelation zwischen den dekadischen Variationen der Polbewegung und des geomagnetische Dipolfeldes festgestellt wird. Jedoch folgt aus der Hypothese auch, daß die Figurenachse des IK um den großen Betrag von 9° – 11°

gegenüber der Polachse der Erde ausgelenkt sein müßte, was enorme rücktreibende Kräfte (Druck und Gravitation) hervorruft, die entweder eine Relativpräzession bedingen, wenn der IK schnell genug rotiert (Kreiseffekt), oder durch magnetische Kopplung mit dem AK kompensiert werden müssen. Greiner-Mai (1997) hat unter der Annahme einer Stromschleife im AK anstelle eines Dynamomodelles zwar eine erweiterte Begründung zu dieser Hypothese geliefert, das von ihm benutzte Strommodell ist in seiner Einfachheit jedoch zu weit von jenen dynamischen Modellen entfernt, die in der modernen Dynamotheorie benutzt werden. Die für eine Relativpräzession des IK notwendige Eigenrelativrotation (Smylie et al., 1984) wäre unphysikalisch hoch; die bei langsameren Bewegungen erforderlichen magnetischen Kopplungsdrehmomente könnten nur entstehen, wenn extreme Annahmen über die Geschwindigkeit der fluiden Bewegungen im AK gemacht werden (vergl. Aurnou & Olson, 2000).

Greiner-Mai et al. (2000) haben daher die Dipolhypothese a priori postuliert und sie in Fortsetzung der Arbeiten von Jochmann (1989) auf neuere Magnetfelddaten angewendet. Das eigentliche Ziel dieser Arbeiten war jedoch, den Einfluß der aus der geomagnetischen Hypothese folgenden Innenkernbewegung auf die Variationen des Schwerefeldes zu berechnen und die Frage zu beantworten, ob die Genauigkeiten gegenwärtiger und zukünftiger Meßmethoden zur Bestimmung des Schwerefeldes, insbesondere aber die der Satellitenmethoden ausreicht, um den gravitativen Effekt solcher internen Massenverlagerungen zu verifizieren. Es ergab sich, daß die Variationen der mit dem Modell und den Dipoldaten theoretisch ermittelten Polbewegungsvariationen mit den beobachteten teilweise übereinstimmten und die Genauigkeit der Satellitenmethoden (CHAMP und GRACE) prinzipiell ausreichen wird, die sich aus dem IK Modell ergebenden Variationen des Schwerefeldes nachzuweisen, wenn genügend lange Zeitreihen vorliegen.

Aufgrund dessen, daß die Hypothese zur Koinzidenz der Dipolachse mit der der Figurenachse des IK schwer zu begründen war, wurde auf diese "Zwischenhypothese" ganz verzichtet und in Greiner-Mai & Barthelmes (2001) die IK Bewegung gleich von der Polbewegung abgeleitet, was nachfolgend beschrieben werden soll.

3.3.1. Die Erregerfunktion der Innenkernbewegung

Zur Beschreibung des Einflusses der Innenkernrelativbewegung auf die Polbewegung reicht es aus, die Drehimpulsbilanz für eine kräftefreie Gesamterde zu betrachten, die auf die allgemein bekannte Polbewegungsgleichung (z.B. Munk & McDonald, 1960) für eine viskoelastische drehmomentenfreie Gesamterde führt. Hier wird außerdem eine Näherung benutzt, die sich durch die Beschränkung auf die dekadische Zeitskala ergibt. Die Gleichung enthält als Eigenfrequenz dann nur noch die Chandlerfrequenz, während die nahezu täglichen Eigenfrequenzen, die man von der Wirkung der Trägheitskopplung zwischen Mantel, IK und fluiden AK kennt, in dieser Näherung nicht mehr auftauchen. Die dekadischen Variationen werden in diesem Modell durch die betrachteten geophysikalischen Prozesse erzwungen, welche über die sog. Erregerfunktion, ψ , in die Gleichung eingehen (z.B. Lambeck, 1980). I.a. liefern Massenumlagerungen und Relativdrehimpulse zusammen einen Beitrag zu ψ . Gemäß der verwendeten Hypothese wird hier jedoch nur der Beitrag der Massenumlagerungen untersucht.

Für die Beschreibung der dekadischen Polbewegungsvariationen reicht dann nach Jochmann (1989) ein konventionelles viskoelastisches Erdmodell aus, dessen rheologische Eigenschaften sich in den dafür typischen Werten der Chandlerfrequenz und des Dämpfungskoeffizienten ausdrücken.

In der dekadischen Zeitskala wird die Polbewegung für das angenommene viskoelastische Erdmodell dann durch die komplexe Differentialgleichung,

$$\dot{m} + \alpha m = j\sigma_{CH}\left(m - \frac{\sigma_{EU}}{\sigma_{CH}}\psi_i - \psi_{atm}\right), \quad (30)$$

beschrieben, worin $m = m_x + jm_y$ die komplexen Koordinaten des Rotationspoles der Gesamterde, $\sigma_{CH} = 5.28 \text{ a}^{-1}$ und $\sigma_{EU} = 7.46 \text{ a}^{-1}$ die Chandler- und Eulerfrequenzen, $\alpha = 0.05 \text{ a}^{-1}$ der Dämpfungskoeffizient und $\psi_i = \psi_{i,x} + j\psi_{i,y}$ bzw. $\psi_{atm} = \psi_{atm,x} + j\psi_{atm,y}$ die komplexen Erregerfunktionen der relativen Innenkernrotation bzw. der atmosphärischen Zirkulation sind ($j = \sqrt{-1}$). Die Gln. (30) wird im nächsten Abschnitt benutzt, um die Funktion ψ_i aus den Daten zu m und ψ_{atm} zu berechnen. Hier wird ψ_i zunächst in Abhängigkeit von den Richtungswinkeln der IK-Figurenachse dargestellt, die die eigentlichen Unbekannten im Formalismus sind.

Die Erregerfunktion der Erde wird im dekadischen Zeitbereich durch

$$\psi = \frac{c}{A - C} - \frac{h}{(C - A)\omega_0} \quad (31)$$

mit ausreichender Genauigkeit approximiert, wobei $c = c_{xz} + jc_{yz}$ die dem internen Prozess entsprechenden zeitvariablen Komponenten des Trägheitstensors der Erde sind. Nachfolgend wird jedoch der letzte Term in Gln. (31) mit dem Relativdrehimpuls, h , weggelassen. Eine gewisse Begründung dafür wurde in Greiner-Mai & Barthelmes (2001) gegeben. Dort wird nachgewiesen, daß die angenommene Relativrotation des IK einen Beitrag zu ψ liefert, der mindestens eine Größenordnung niedriger ist, als der Beitrag der Massenumlagerung. Die Vernachlässigbarkeit ist jedoch nicht geprüft bezüglich möglicher nichtaxialer AK Bewegungen, weil es z.Zt. keine ausreichenden Modelle dazu gibt. Die im Abschnitt 3.2. erwähnten koaxialen zylindrischen Relativrotationen lassen aber eher die Vermutung zu, daß diese nur den Charakter kleiner Störungen in ψ haben können.

Die Berechnung von ψ_{atm} wird im nächsten Abschnitt durchgeführt. In diesem Abschnitt wird die Abhängigkeit der Erregerfunktion der IK Bewegung, ψ_i , von den Richtungswinkeln der Figurenachse angegeben. Ihre Berechnung ist in den Arbeiten von Greiner-Mai et al. (2000) ausführlich und in Greiner-Mai & Barthelmes (2001) gekürzt wiedergegeben. Wir geben daher hier nur die Berechnungsschritte und das Ergebnis an.

1. Zerlegung des Trägheitstensors der Erde in den einer Erde mit einem Innenkern ohne Dichtesprung $\Delta\rho$ an der IK-AK-Grenze und einem zeitvariablen Korrektur-Tensor eines IK der Dichte $\rho' = \rho_i - \rho_a = \Delta\rho$. Der Korrektortensor ist dann durch $\frac{\Delta\rho}{\rho_i}\mathbf{I}_i(t)$ darstellbar, worin $\mathbf{I}_i(t)$ der infolge der Figurenachsenbewegung zeitvariable Trägheitstensor des IK ist.
2. $\mathbf{I}_i(t)$ wird mittels einer Rotationstransformation, $\mathbf{R}(t)$, aus dem Trägheitstensor des nicht ausgelenkten IK berechnet. In $\mathbf{R}(t)$ gehen dann die Poldistanz, $\vartheta_f(t)$, und das

Azimuth, $\varphi_f(t)$, der ausgelenkten Figurenachse des IK ein. Aus dem Vergleich mit dem Trägheitstensor in diagonalen Hauptachsenform erhält man die Deviationsmomente, c , des Trägheitstensors der Erde in Abhängigkeit von den Winkeln ϑ_f , φ_f .

Wie z.B. in Jochmann (1989) gezeigt, erhält man dann für ψ_i den Ausdruck

$$\psi_i(t) = \frac{C_i - A_i}{C - A} \frac{\Delta\rho}{\rho_i} \frac{1}{2} \sin 2\vartheta_f \exp(i\varphi_f). \quad (32)$$

In Gln. (32) sind C , A die Hauptträgheitsmomente der festen Erde und C_i , A_i die des festen IK.

Für numerische Untersuchungen mit Gln. (32) müssen die Abplattung des IK und der Dichtesprung, $\Delta\rho$, zwischen IK und AK bekannt sein. Smylie et al. (1984) ermittelten die Abplattung aus der Clairaut'schen Gleichung. Der Dichtesprung wurde aus theoretischen Erdmodellen entnommen. In Jochmann (1989) ist die folgende Erregerfunktion angegeben:

$$\psi_i(t) = 4.3787 \cdot 10^{-5} \sin 2\vartheta_f \exp(j\varphi_f). \quad (33)$$

Diese Gleichung ergibt sich aus Gln. (32), wenn man die Abplattung des IK nach Smylie et al. (1984) und den Dichtesprung nach dem Modell von Bullen & Jeffreys (1968) (in Eged, 1969, S. 197) benutzt. Dziewonski & Anderson (1981) schlugen ein Erdmodell mit einem kleineren Dichtesprung vor (das "PREM" Modell). Die entsprechende Erregerfunktion erhält man, wenn man Gln. (33) rechts mit 0.32 multipliziert. Um den Einfluß des Dichtesprungs zu verdeutlichen, benutzen wir hier beide Dichtemodelle; die Schwerevariationen werden dann mit dem zeitgemäßerem PREM Modell berechnet.

3.3.2. Die Orientierung der Figurenachse des Innenkerns, abgeleitet aus Polbewegungsdaten, die um den atmosphärischen Effekt korrigiert sind

Im folgenden benutzen wir die Polbewegungsdaten des IERS (EOP97C01), die in 0,05 a Intervallen der Polkoordinaten, m , gegeben sind. Wegen der spärlichen Daten über die Winde im betrachteten Zeitintervall (1900–1987) und über die Dichteverteilung in der Atmosphäre wurden die Werte für ψ_{atm} von den Luftdruckvariationen abgeleitet, die in Vose et al. (1992) gegeben sind.

Gemäß Gln. (31) kann ψ_{atm} in einen Bewegungs- und einen Materieterm, $\psi_{atm} = \psi_{mot} + \psi_{mat}$, aufgeteilt werden, wobei der Bewegungsterm den Beitrag des Relativedrehimpulses, h , und der Materieterm den der Deviationsmomente, c , beschreiben. Bekannterweise und auch durch unsere eigenen Rechnungen bewiesen, kann man bei der Atmosphäre den Bewegungsterm in der Polbewegungserregung vernachlässigen.

Unter Nutzung Zustandsgleichung für eine isotherme Atmosphäre (Jochmann, 1981, 1987, 1988) kann man die Dichteänderung mit der Höhe im Materieterm, ψ_{mat} , durch den Oberflächendruck ausdrücken. Nach der Integration über die Höhe, r , erhält man den folgenden Ausdruck

$$\psi_{mat} = - \frac{(a + h_m)^4}{(C - A)g} \int_{\Phi = -\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_{\Lambda = 0}^{2\pi} \Delta p_0(\Phi, \Lambda, t) \exp(j\Lambda) \sin \Phi \cos^2 \Phi \, d\Phi \, d\Lambda, \quad (34)$$

worin Φ und Λ die geographische Breite und Länge sind. Außerdem sind in Gln. (34) a der mittlere Erdradius, h_m die effektive atmosphärische Höhe (7 km), g die mittlere Oberflächengravitation und Δp_0 die Luftdruckvariation gegenüber einem lokalen Langzeitmittelwert. Wegen zu lückenhafter Verteilung der Luftdruckwerte über den Ozeanen in den ersten Jahrzehnten dieses Jahrhunderts wird die Oberflächenbelastung auf den Ozeanen aus den Luftdruckvariationen der Kontinentgebiete berechnet, wozu der Massenerhaltungssatz und das Prinzip des inversen Barometers verwendet werden. Die Integration in Gln. (34) wurde numerisch ausgeführt. Dazu wurde die Erdoberfläche in ein Φ - Λ Gitter von $5.625^\circ \times 5.625^\circ$ eingeteilt und die fehlenden Druckwerte mit Resultaten aus einem Klimamodell ergänzt. Die numerischen Berechnungen zeigten, daß ψ_{mot} im Vergleich zu ψ_{mat} vernachlässigbar ist. Mit der Näherung $\psi_{atm} \approx \psi_{mat}$ kann man dann die Erregerfunktion der relativen IK Bewegung wie folgt berechnen.

Löst man die Gln. (30) nach ψ_i auf, so erhält man die komplexe Gleichung

$$\psi_i = \frac{i}{\sigma_{EU}} [\dot{m} + \alpha m - i\sigma_{CH}(m - \psi_{mat})]. \quad (35)$$

Für die dekadischen Variationen benutzen wir eine Näherung von Gln. (35). Mit den im Abschnitt 3.3.1. angegebenen Werten für σ_{CH} und α und der Beziehung $|\dot{m}| \ll |\sigma_{CH} m|$, die für Perioden gilt, die wesentlich länger als die Chandlerperiode sind, kann man Gln. (35) durch

$$\psi_i^{obs} \approx \frac{\sigma_{CH}}{\sigma_{EU}} (m - \psi_{atm}) \quad (36)$$

nähern. Um sicher zu gehen, daß die Näherungsvoraussetzung $|\dot{m}| \ll |\sigma_{CH} m|$ mit den für die numerischen Berechnungen verwendeten Eingangsdaten konsistent ist, müssen wir kurzperiodische Anteile aus den ursprünglichen Zeitreihen zu m und ψ_{atm} herausglätten, bevor wir Gln. (36) anwenden. Das wurde durch Anwendung eines harmonischen Filterverfahrens erreicht. Die resultierenden dekadischen Variationen der Polbewegung und der atmosphärischen Erregerfunktion sind in Abb. 16 aufgezeigt. Dort sehen wir, daß der atmosphärische Beitrag zwar signifikant ist, aber die beobachteten dekadischen Variationen der Polbewegung nicht vollständig erklärt. In zukünftigen Untersuchungen sollte auch die Erregung durch hydrophärische Prozesse mit berücksichtigt werden, was hier wegen fehlender Datenreihen von ausreichender Länge noch nicht möglich war (s.a. Abschnitt 3.1.).

Die Richtungswinkel der Figurenachse des IK können von Gln. (33) abgeleitet werden, indem man entsprechend der Ausgangshypothese ψ_i^{obs} für ψ_i einsetzt, die Gleichungen in Real- und Imaginärteile aufspaltet und nach den Unbekannten ϑ_f und φ_f auflöst. Man erhält

$$\varphi_f = \arctan \frac{\psi_{i,y}^{obs}}{\psi_{i,x}^{obs}}, \quad \vartheta_f = \frac{1}{2} \arcsin b \sqrt{(\psi_{i,x}^{obs})^2 + (\psi_{i,y}^{obs})^2}, \quad (37)$$

worin für das Dichtemodell von Bullen & Jeffreys (1969) $b = 1.107 \times 10^{-4}$ und für das PREM Modell $b = 3.460 \times 10^{-4}$ ist, wenn die Erregerfunktionen in Milliarcssekunden (mas) gegeben sind.

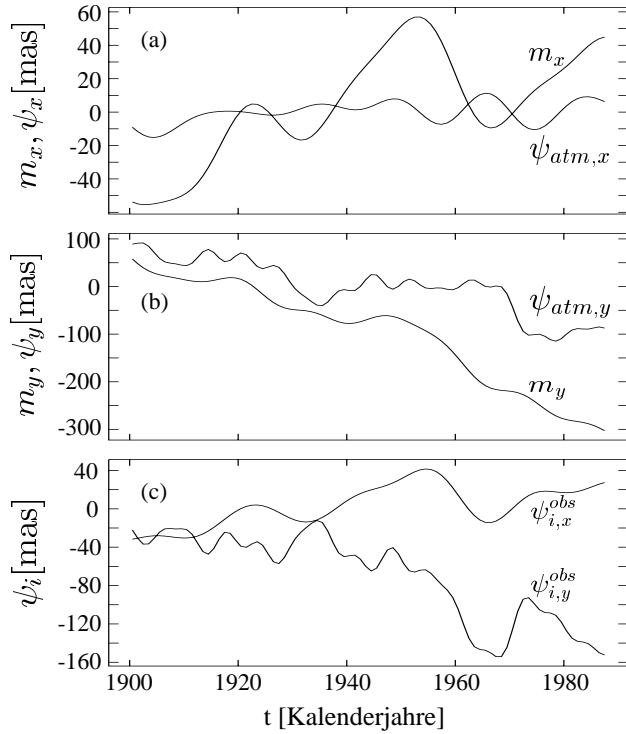


Abbildung 16: Dekadische Variationen der x - und y -Komponenten der: **(a,b)** Polbewegung, m (gefilterte IERS Daten) und atmosphärischen Erregerfunktionen, $\psi_{atm,x} = \text{Re}(\psi_{atm})$, $\psi_{atm,y} = \text{Im}(\psi_{atm})$ (aus dem Luftdruck berechnet), und **(c)** Erregerfunktionen der relativen IK Bewegungen, $\psi_{i,x}^{obs} = \text{Re}(\psi_i^{obs})$, $\psi_{i,y}^{obs} = \text{Im}(\psi_i^{obs})$, gemäß der Gln. (36).

Die resultierenden Zeitreihen der Richtungswinkel φ_f und ϑ_f in der dekadischen Zeitskala sind in Abb. 17 aufgezeigt. Aus dieser Darstellung lesen wir ab, daß (i) der Winkel zwischen der Figurenachse des IK und der Polachse der Erde zwischen etwa 0.1° und 0.5° für das Dichtemodell von Bullen & Jeffreys (1969) und zwischen 0.4° und 1.5° für das PREM Modell variiert, (ii) die Richtung der mittleren Relativrotation der Figurenachse, angezeigt durch $\varphi_f(t)$, ostwärts gerichtet ist und (iii) die mittlere Winkelgeschwindigkeit dieser relativen Ostwärtsrotation etwa $0.7^\circ \text{ yr}^{-1}$ beträgt. Außerdem läßt das Zeitverhalten erkennen, daß die Richtung der Figurenachse mit Perioden von etwa 70, 30 und 20 Jahren zeitlich variiert und die Ko-Breite ϑ_f zwischen 1900 und 1940 oszilliert, von 1940 bis 1965 mit etwa $0.04^\circ \text{ a}^{-1}$ anwächst und dann mit längerer Periode wieder zu oszillieren beginnt.

Im Gegensatz zur geomagnetischen Hypothese, die eine große Auslenkung der Figurenachse von etwa 10° entsprechend der Dipolachse impliziert, zeigt die inverse Berechnung von ϑ_f aus den beobachteten Polbewegungsvariationen, daß in Wirklichkeit eine um eine Größenordnung geringere Auslenkung ausreicht, um die dekadischen Variationen der Polbewegung durch rotative Relativbewegungen der Innenkernachse zu erzeugen. Dies bestätigt insofern auch die in Greiner-Mai et al. (2000) geäußerte Vermutung, daß es im Rahmen der geomagnetischen Hypothese ausreicht, statt der absoluten Lage der Dipolachse ihre Variationen um einen Mittelwert zu betrachten, der auf die Polachse der Erde zurücktransformiert wird.

Ein Vorteil der geomagnetischen Hypothese war, daß sie die Korrelationen zwischen den dekadischen Variationen des geomagnetischen Dipols und denen der der Polbewegung gleich mit erklärt. Dies kann jedoch auch hier im Nachhinein vermutet werden; ausgehend von den beobachteten Korrelationen zwischen beiden Größen kann man natürlich schlußfolgern, daß auch eine Korrelation zwischen den Variationen der Lage der Innenkernachse und dem Magnetfeld besteht könnte, wenn die hier verwendete Grundhypothese richtig ist. Das veranlaßt dazu, nach einer elektromagnetischen IK-AK-Kopplung zu suchen, die die Figurenache aus ihrer Polachsenposition her austreibt. Dazu mehr in der Diskussion.

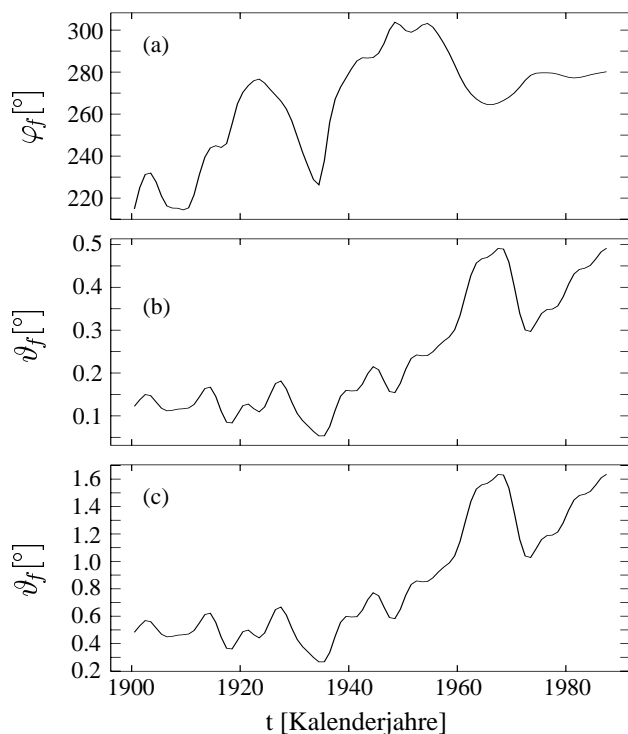


Abbildung 17: Resultierende Richtungswinkel der Figurenache des IK: (a) φ_f , gemäß Gln. (37) für beide Dichtemodelle gleich (b) ϑ_f für das Modell von Bullen & Jeffreys (1969) und (c) ϑ_f für das PREM Modell.

Schließlich zeigt das Modell, daß die sich ergebende Auslenkung der IK Achse um so kleiner ist, je größer der Dichtesprung zwischen IK und AK ist. Daraus ergäbe sich eine Möglichkeit, den Dichtesprung seinerseits aus Schweremessungen zu bestimmen, wenn es gelingen würde, die Beiträge sämtlicher übrigen Prozesse zu den beobachteten Schwerevariationen in einem entsprechenden Zeitbereich zu eliminieren, so daß Variationen übrigbleiben, die man ausschließlich der IK-Bewegung zuschreiben kann.

3.3.3. Einfluß der Innenkernbewegung auf das Erdschwerefeld

Vorausgesetzt, daß sich die Figurenache des schräggestellten elliptischen IK relativ zur Erde bewegt, verursacht diese Bewegung auch Schwerevariationen. Wenn wir die Dichtedifferenz

zwischen IK und AK, die Abplattung des IK und die Zeitänderung der Lage der Figurenaxe in Abhängigkeit von $\varphi_f(t)$ und $\vartheta_f(t)$ kennen, dann können wir diese Schwerevariationen berechnen und sie mit der Genauigkeit gegenwärtiger Schweremodelle und mit der erwarteten Genauigkeit geplanter Satellitenmissionen zur Bestimmung des Schwerefeldes wie CHAMP und GRACE vergleichen.

Die Ableitung des entsprechenden Formalismus ist in Greiner-Mai & Barthelmes (2001) ausführlich dargestellt und braucht hier nicht wiederholt zu werden. Wir geben wie in Abschnitt 3.3.1. daher auch hier nur die Rechenschritte und Resultate an.

Um die Berechnungen zu vereinfachen, wurde ein zweites geozentrisches Koordinatensystem eingeführt, das mit dem IK fest verbunden ist. Seine z -Achse fällt mit der Figurenaxe des Ellipsoids zusammen; die x_f -Achse wird durch die z - z_f -Ebene definiert. Die z_f -Achse ist dann um ϑ_f von der z -Achse ausgelenkt, die Projektion der x_f -Achse in der x - y -Ebene von der x -Achse um φ_f .

In Greiner-Mai & Barthelmes (2001) wurde

- (i) gezeigt, daß die Berechnung des Potentials auf die Intergration über ein Rotationsellipsoid reduziert werden kann, das homogen mit Masse der Dichte $\rho = \Delta\rho$ gefüllt ist,
- (ii) das Potential für einen elliptischen IK in dem innenkernfesten Koordinatensystem nach konventionellen Methoden berechnet und
- (iii) die Lösung auf das mantelfeste Koordinatensystem transformiert, um die der Auslenkung des IK entsprechenden Gravitationsstörungen in dem konventionell benutzen Koordinatensystem zu erhalten.

Gewöhnlich ist das Geopotential in Abhängigkeit von den Koeffizienten C_{nm} und S_{nm} einer Kugelfunktionsentwicklung gegeben:

$$V(r, \varphi, \vartheta) = \sum_{n=0}^N \sum_{m=0}^n (C_{nm} \cos m\varphi + S_{nm} \sin m\varphi) P_{nm}(\cos \vartheta). \quad (38)$$

Speziell für unser Problem müssen wir die Potentialdifferenz zwischen dem ausgelenkten und nichtausgelenkten Innenkern, ΔV , in dem mantelfesten Koordinatensystem berechnen. Die entsprechenden Koeffizienten von ΔV , d.h. $\Delta C_{nm}(t)$ und $\Delta S_{nm}(t)$ sind dann Funktionen von $\varphi_f(t)$ und $\vartheta_f(t)$. Zur Ermittlung ihrer Größe und dieser Abhängigkeit wurden nach den Schritten (i) und (ii) zunächst die Potentialkoeffizienten des abgeplatteten IK in Bezug auf das erwähnte IK-feste Koordinatensystem theoretisch berechnet, was den Ausdruck

$$C_{2\ell,0} = 3 \frac{M_e}{M} \left(\frac{a^2 - b^2}{R_0^2} \right)^\ell \frac{(-1)^\ell}{(2\ell + 1)(2\ell + 3)\sqrt{4\ell + 1}} \quad (39)$$

ergab. In Gln. (39) sind $M_e = \frac{4}{3}\pi \Delta\rho a^2 b$ die Masse des Ellipsoids mit den Halbachsen a und b , $\Delta\rho$ dessen Dichte und M die Masse der Erde. Wegen der Annahme eines Rotationsellipsoids für die Figur des IK erscheinen nur die zonalen Koeffizienten C_{n0} geraden Grades im IK-festen Koordinatensystem. Praktisch reicht es auch aus, nur den Koeffizienten C_{20} zu betrachten, die anderen sind dagegen vernachlässigbar klein.

Die Transformation der Kugelfunktionskoeffizienten $(C_{nm}, S_{nm}) \Rightarrow (C_{np}(\alpha, \beta, \gamma), S_{np}(\alpha, \beta, \gamma))$ in ein Koordinatensystem, das um die Winkel α, β, γ gedreht ist, wird von Kautzleben (1965) und Ilk (1983) behandelt. Die Spezialisierung der dort gezeigten Gleichungen auf die Berechnung der Drehung um die Winkel φ_f und ϑ_f ergibt immer noch einen verhältnismäßig umfangreichen Ausdruck. Er ist in Greiner-Mai & Barthelmes (2001) mit den Gln.(23) bis (26) dargestellt und wird hier nicht mehr angegeben. Die für die Berechnungen benutzten Parameterwerte sind in Tab. 13 aufgeführt; die Eingangswerte für die Richtungswinkel $\varphi = \varphi_f$ und $\vartheta = \vartheta_f$ der Figurenachse des IK, wie sie aus der beobachteten Polbewegung abgeleitet wurden, sind in Abb. 17 gezeigt. Wenn

Tabelle 13: Parameterwerte für die Berechnung des Einflusses der relativen IK-Bewegung auf das Schwerfeld.

Parameter	Zahlenwert	Quelle
Erdmasse	$M = 5.973698995 \times 10^{27}$ kg	IERS Standard
Referenzradius der Kugelfunktionen	$R_0 = 6378136.49$ m	IERS Standard
Große Halbachse des IK	$a = 1229.5$ km	Dziewonski & Anderson (1981)
Abplattung des IK	$f = \frac{1}{415.78}$	Smylie, Szeto & Rochester (1984)
Kleine Halbachse des IK	$b = a(1 - f) = 1226.54$ km	
Dichtesprung an der IK-AK-Grenze	$\Delta\rho = 0.5973$ g cm ⁻³	Dziewonski & Anderson (1981)

wir den Dichtesprung aus dem PREM Modell benutzen, erhalten wir für C_{20} (im IK-festen System) den Wert

$$C_{20} = -1.240 \times 10^{-8} ,$$

und für die Zeitvariationen der transformierten Koeffizienten $\Delta C_{nm}(\varphi_f(t), \vartheta_f(t))$ und $\Delta S_{nm}(\varphi_f(t), \vartheta_f(t))$ ($n = 2, m = 0, 1, 2$) die in Abb. 18 gezeigten Werte.

Die aus den Resultaten zu den letzten 10 Jahren berechneten Änderungsgeschwindigkeiten der Koeffizienten im mantelfesten Koordinatensystem sind in Tab. 14 angegeben. Tab. 15 zeigt die Genauigkeit der niedriggradigen Kugelfunktionskoeffizienten der gegenwärtigen Schweremodelle, z.B. GRIM4 (Schwintzer et al., 1997) und die erwarteten Genauigkeiten der bereits laufenden CHAMP- (Reigber et al., 1997) und der geplanten GRACE-Satellitenmission (Tapley, 1997). Bis jetzt scheint es nicht möglich zu sein, die Innenkernhypothese wegen der kleinen Gravitationsstörungen, die die entsprechende IK-Bewegung verursacht, zu überprüfen, weil dazu die Genauigkeit bestehender Schweremodelle zu klein ist. Die höchsten Genauigkeiten sind bis jetzt die für die zonalen Koeffizienten aus SLR (Satellite Laser Ranging) Daten durch Anwendung verfeinerter Methoden erzielt worden

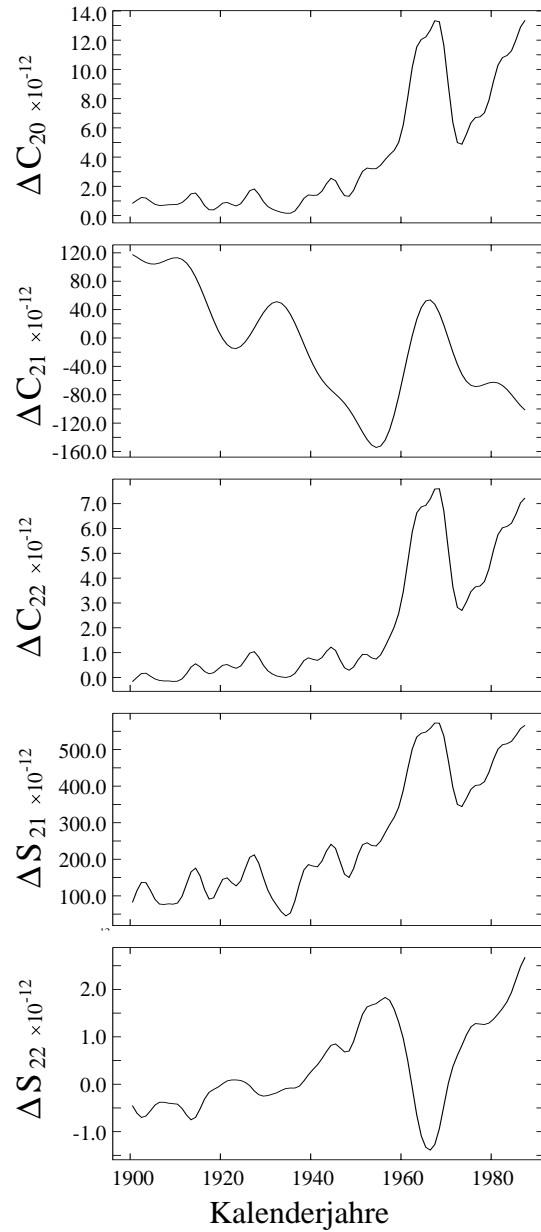


Abbildung 18: Vorhergesagte Zeitvariationen der Kugelfunktionskoeffizienten ΔC_{2m} , ΔS_{2m} des Gravitationsfeldes der Erde, wie sie von der Relativbewegung der Figurenache des elliptischen und ausgelenkten IK verursacht werden, wenn diese aus der beobachteten Polbewegung entsprechend den Gln. (36) und (37) mit dem b -Wert für das PREM Modell abgeleitet wird.

Tabelle 14: Vorhergesagte mittlere Änderungsgeschwindigkeit der normalisierten Kugelfunktionskoeffizienten 2. Grades des Erdschwerefeldes, verursacht durch die Relativbewegung des Innenkerns, die aus der beobachteten Polbewegung der Erde abgeleitet wurde - die Werte entsprechen einer mittleren Änderung entsprechend des Anstiegs der Regressionsgeraden über die 10 letzten Jahre.

m	$\frac{d}{dt}C_{2m}[a^{-1}]$	$\frac{d}{dt}S_{2m}[a^{-1}]$
0	$+0.7 \times 10^{-12}$	
1	-3.4×10^{-12}	$+16.3 \times 10^{-12}$
2	$+0.4 \times 10^{-12}$	$+0.1 \times 10^{-12}$

Tabelle 15: Geschätzte Standardabweichung der niedriggradigen ($n < 5$) Kugelfunktionskoeffizienten und ihrer Änderungsgeschwindigkeit für gegenwärtige und zukünftige Schwereemodelle; die Schätzungen für CHAMP und GRACE basieren auf einjährigen Zeitreihen von Schätzwerten zu $\sigma(C/S)$ und fünfjährigen Zeitreihen für $\sigma\left(\frac{d}{dt}(C/S)\right)$.

Modell	$\sigma(C/S)$	$\sigma\left(\frac{d}{dt}(C/S)\right)[a^{-1}]$
GRIM4	2×10^{-10}	4×10^{-12}
CHAMP	2×10^{-11}	1×10^{-12}
GRACE	2×10^{-12}	1×10^{-13}

(Cheng et al., 1997). Auch für die zonalen Koeffizienten haben die aktuellen Genauigkeiten die gleiche Größenordnung wie der gravitative IK Effekt. Die Hauptschwierigkeit wird jedoch in der Separation der verschiedenen Einflüsse anderer geophysikalischer Prozesse auf die niedriggradigen Kugelfunktionskoeffizienten bestehen, z.B. solche, die atmosphärischen und ozeanischen Fluktuationen entsprechen.

Trotzdem ist durch die Verbesserungen in der Schwerefeldbestimmung durch die neuen Satellitenmissionen (siehe Tab. 15), kombiniert mit der Analyse aller relevanten Koeffizienten die Chance gegeben, die Hypothese in den nächsten 10 Jahren zu prüfen.

3.3.4. Diskussion der Ergebnisse zur Innenkernrelativrotation

Hier wollen wir die Resultate des Abschnitts 3.3.2. diskutieren, um einige Ideen zu einer zukünftigen Interpretation mittels der internen Drehmomentenbilanz abzuleiten. Dazu nutzen wir Analogien zu gegenwärtigen Untersuchungen der Relativrotation des IK um die Polachse der Erde unter der Wirkung elektromagnetischer (EM) Drehmomente.

Glatzmaier & Roberts (1996) zeigten, daß eine Winkelgeschwindigkeit der axialen Relativrotation des IK von $1^\circ a^{-1}$ oder größer mit rezenten Dynamomodellen und einer EM IK-AK-Kopplung erklärt werden können. Die Relativrotation wird dann durch die EM Kopplung zwischen dem IK und der Bewegung der Flüssigkeit, die sich im AK unmittelbar darüber

befindet, aufrechterhalten (z.B. thermischer Wind).

Wenn der Winkel zwischen der Achse der Relativrotation und der Figurenachse des IK nicht verschwindet, würde die axiale Relativrotation dann auch eine Relativrotation der Figurenachse des IK um die Polachse der Erde erzeugen, deren Frequenz durch die Winkelgeschwindigkeit dieser axialen Rotation gegeben ist.

Eine solche Relativrotation ist durch den linearen Trend von φ_f definiert. Die Rotationsfrequenz ist dann durch den Anstieg der entsprechenden Geraden in Abb. 17 gegeben. Im Abschnitt 3.3.2. wurde aus $\varphi_f(t)$ ein mittlerer Wert von 0.7° a^{-1} für diese Rotationsfrequenz bestimmt, die damit in der Größenordnung des o.g., aus der Literatur entnommenen Wertes liegt. Mit einer konstanten Relativrotation des ausgelenkten IK lassen sich die in Abb. 17 dargestellten und dem Trend überlagerten dekadischen Variationen aber nicht erklären.

Aurnou & Olson (2000) berechneten gedämpfte Schwingungen von φ , denen ein langzeitlicher Trend folgt. In der Arbeit ist allerdings nur eine axiale Relativrotation des IK zugelassen, d.h. ϑ ist gleich Null. Die Schwingungen entstehen infolge des kombinierten Effekts axialer gravitativer und EM Drehmomente, wenn der Betrag des EM Drehmomentes den des gravitativen um einen kleinen Betrag übersteigt; das EM Drehmoment bewegt den als triaxiales Ellipsoid angenommenen IK (gemäß Xu & Szeto, 1996) dann langsam aus einer Potentialmulde heraus, bis er in die nächste fällt und sich danach in diese einschwingt. Für den Betrag des rücktreibenden Gravitationsdrehmomentes wurde ein Wert angenommen, der z.B. von Buffett (1996) oder Xu et al. (1999) berechnet wurde. Für eine gegebene Auslenkung der Figurenachse könnte also ein Teil des Zeitverhaltens von φ_f in Abb. 17, der gedämpfte Oszillationen signalisiert, die Konsequenz einer solchen axialen Drehmomentenbilanz sein. Der andere Teil der Variationen von φ_f müßte dann aber durch die EM Kopplung mit *zeitvariablen* Flüssigkeitsströmungen im Außenkern erklärt werden.

Andererseits können die Aufrechterhaltung der Auslenkung der Figurenachse über einige Jahrzehnte und ihre Variationen gemäß $\vartheta_f(t)$ in Abb. 17 nicht ohne weitere Annahmen über die nichtaxialen Drehmomentkomponenten erklärt werden. Die Zeitstruktur von ϑ_f weist Elemente auf, die denen in Aurnou & Olson (2000) für φ gezeigten ähnlich sind. Durch Analogie zu diesem axialsymmetrischen Fall vermuten wir, daß hier der kombinierte Effekt *nichtaxialer* EM und gravitativer Drehmomente dieses Verhalten von $\vartheta_f(t)$ verursachen könnte. Neben nichtaxialen Bewegungen im AK, können solche EM Drehmomente auch durch die Wechselwirkung zwischen der axialen Relativrotation und dem nichtaxialen Anteil des geomagnetischen Feldes entstehen (z.B. Greiner-Mai, 1993).

Um eine Vorstellung von der notwendigen Größe der erforderlichen Drehmomente zu erhalten, benutzen wir einen Ausdruck für das nichtaxiale gravitative Drehmoment, der von Smylie et al. (1984) angegeben wird. Der Betrag dieses Drehmomentes wird mit $1.28 \times 10^{24} \text{ Nm} \times \sin 2\vartheta_f$ angegeben. Demzufolge müßte das EM Drehmoment die Größenordnung von 10^{22} Nm haben, um Variationen von ϑ_f mit einer Amplitude von 0.5° zu erzeugen. Die Erzeugung nichtaxialer EM Drehmomente von dieser Größenordnung ist allerdings bislang unklar und sollte Thema einer zukünftigen Untersuchung sein.

Wegen der Einschränkung der Untersuchungen auf langzeitliche Variationen sind in Gln. (30) die kurzperiodischen Variationen vernachlässigt worden. Für ein Erdmodell, das aus einem viskoelastischen Mantel, dem fluiden Außenkern und einem viskoelastischen Innenkern besteht, werden neben der Chandlerperiode nahezu tägliche Eigenperioden berech-

net (z.B. Dehant et al., 1993; Mathews et al., 1991), die hier im dekadischen Zeitbereich vernachlässigt werden konnten.

In diesen Modellen ist der AK an den IK und Mantel durch Inertialdrehmomente gekoppelt (Druckdrehmomente inklusive des Selbstgravitationspotentials). I.a. können die zu den Eigenperioden gehörenden Amplituden nicht aus der Lösung der Rotationsgleichungen abgeleitet werden und müssen aus Beobachtungen oder durch Zusatzannahmen bestimmt werden. Eine solche Annahme wäre z.B., daß die Auslenkung der Achse der Relativrotation in der Größenordnung der hier berechneten Auslenkung der Figurenachse liegt. Dies ergäbe die Möglichkeit, unsere Modellannahmen auch im kurzperiodischen Bereich zu prüfen, vorausgesetzt, daß der Beitrag der relativen Polschwankung des IK zur Polbewegung und den Schwerevariationen in diesem Periodenbereich beobachtbar ist.

4. Der Einfluß oberflächennaher geophysikalischer Prozesse auf das Schwerepotential

4.1. Theoretische Grundlagen und Möglichkeiten zur inversen Interpretation geophysikalischer Prozesse auf Grund des zeitvariablen Schwerefeldes

Zahlreiche geophysikalische Prozesse, die mit Massenbewegungen verbunden sind, verursachen zeitliche Variationen des Schwerefeldes. Seine genauere Modellierung, die durch die Satellitenmissionen CHAMP und GRACE möglich wird, bewirkt eine bessere zeitliche Auflösung der Schwerefeldvariationen und trägt zum besseren Verständnis globaler geophysikalischer Prozesse bei, wenn zwischen den Einflüssen verschiedener Prozesse auf das Schwerefeld unterschieden werden kann. Dies ist möglich, wenn die Prozesse mit verschiedenen Zeitskalen variieren oder zusätzliche Informationen über das zeitliche Verhalten seiner Eigenschaften vorliegen. Für die Untersuchung der Eigenschaften geophysikalischer Prozesse wird eine Beziehung zwischen den Änderungen der Massenverteilung und den Variationen der Stokesschen Koeffizienten benötigt. Im folgenden wird die Änderung der Massenverteilung durch eine zeitlich und örtlich variable Dichte beschrieben. Ist $\Delta\rho(r, \varphi, \lambda, t)$ die zeitlich variable Dichtedifferenz gegenüber dem langzeitigen Mittel $\rho_0(r, \varphi, \lambda)$, so erhält man folgenden Ausdruck für den zeitlich variablen Teil der Stokesschen Koeffizienten

$$\Delta C_{nm}(t) + \Delta S_{nm}(t) = \frac{1}{(2n+1)M} \int_V \left(\frac{r}{a}\right)^n \Delta\rho(\varphi, \lambda, r, t) P_{nm}(\sin\varphi) \exp(im\lambda) dV, \quad (40)$$

worin $P_{nm}(\sin\varphi)$ die voll normierten assoziierten Kugelfunktionen sind, die sich aus den unnormierten nach der Gleichung

$$P_{nm}(\sin\varphi) = \left[\frac{(2 - \delta_{0m})(2n+1)(n-m)!}{(n+m)!} \right]^{\frac{1}{2}} P_n^m(\sin\varphi) = q_{nm} P_n^m(\sin\varphi) \quad (41)$$

ergeben. Mit Gln. (40) erhält man die zeitliche Variation des Schwerepotentials

$$\Delta V(t) = \frac{GM}{r} \left[\sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n \left(\frac{a}{r}\right)^n (\Delta C_{nm}(t) \cos\lambda + \Delta S_{nm}(t) \sin m\lambda) P_{nm}(\sin\varphi) \right]. \quad (42)$$

Zur Berechnung der Stokesschen Koeffizienten nach Gln. (40) werden die Dichtevariationen $\Delta\rho(r, \varphi, \lambda, t)$ benötigt, die im allgemeinen nicht bekannt sind und von anderen Parametern des zu untersuchenden Prozesses abgeleitet werden müssen. Dazu benötigt man zusätzliche Informationen und/oder eine theoretische Modellierung.

Nimmt man an, die mit einem geophysikalischen Prozeß verbundene Massenbewegung kann durch eine Dichtevariation in einer dünnen Schicht an der Erdoberfläche beschrieben werden, so kann dieser Prozeß durch die Kugelfunktionsentwicklung des Parameters

$$\Delta q(\varphi, \lambda, t) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n (a_{nm}(t) \cos\lambda + b_{nm}(t) \sin m\lambda) P_{nm}(\sin\varphi) \quad (43)$$

dargestellt werden, der mit der Dichtevariation durch folgende Beziehungen verbunden ist:

$$\Delta q(\varphi, \lambda, t) = \Delta\rho(\varphi, \lambda, t) h_0 \quad (44)$$

oder

$$\Delta q(\varphi, \lambda, t) = \rho_0 \Delta h(\varphi, \lambda, t) , \quad (45)$$

worin h_0 die Dicke der Schicht ist. Kann die Höhenänderung der Schicht beobachtet werden, so muß unter Umständen eine Variation der Dichte berücksichtigt werden, wie es wie es z.B. für den Ozean zutrifft, in dem thermohaline Prozesse ablaufen. Zwischen den Koeffizienten der Gln. (43) und den Stokesschen Koeffizienten besteht die Beziehung:

$$\Delta C_{nm}(t) + i\Delta S_{nm}(t) = \frac{2a^2\pi(2 - \delta_{0m})}{M(2n + 1)}(1 + k'_n)(a_{nm}(t) + ib_{nm}(t)) , \quad (46)$$

worin k' die Lovesche Zahl für die Oberflächenlast ist (Farrell, 1972). Geophysikalische Prozesse können mit Hilfe der Beziehungen Gln. (43) und (46) nur interpretiert werden, wenn die Schichtdicke im Verhältnis zum Erdradius und der Höhe der Satellitenbahnen klein ist, die zur Bestimmung des Schwerefeldes benutzt wurden. Ein erster Schritt zur inversen Lösung ist die Bestimmung der Koeffizienten von Gln.(43) durch Gln.(46). In den folgenden Abschnitten werden die Einflüsse einiger oberflächennaher geophysikalischer Prozesse auf die Variation der Stokesschen Koeffizienten dargestellt.

4.1.1. Der Einfluß der atmosphärischen Dynamik auf das Schwerefeld

Zur Berechnung der zeitlichen Variation der Stokesschen Koeffizienten wird die atmosphärische Dynamik als eine zeitlich variable Folge hydrostatischer Modelle dargestellt. Die Dichteveriation in einer vertikalen Luftsäule wird dann:

$$\rho(r) = \rho_0 \exp\left(-\frac{r}{h_A}\right) . \quad (47)$$

In Gln.(47) ist $h_A \approx 8000$ m die Skalenhöhe der Atmosphäre (siehe Roedel, 1992). Mit Hilfe der hydrostatischen Beziehung $dp = \rho(r)g(r)dr$ kann ρ_0 durch den Luftdruck an der Erdoberfläche ersetzt werden

$$\rho_0 = \frac{p_0}{h_A g} , \quad (48)$$

womit sich für die Dichteveriation in Gln.(40)

$$\Delta\rho(\varphi, \lambda, r, t) = \frac{\Delta p_0(\varphi, \lambda, t)}{h_A g} \exp\left(-\frac{r}{h_A}\right) \quad (49)$$

ergibt. Wird Gln.(49) in Gln.(40) eingesetzt, so erhält man nach Integration über r die Beziehung zwischen der Luftdruckvariation und den Stokesschen Koeffizienten

$$\begin{aligned} \Delta C_{mn}(t) + i\Delta S_{nm} = & \frac{a^2(1 + k'_n)}{(2n + 1)M} \left[1 + \sum_{l=1}^{n+2} \frac{(n + 2)!}{(n + 2 - l)!} \left(\frac{h_A}{a}\right)^l \right] \times \\ & \int_{\varphi=-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_{\lambda=0}^{2\pi} \frac{\Delta p_0(\varphi, \lambda, t)}{g(\varphi, \lambda)} P_{nm}(\sin\varphi) \exp(im\lambda) \cos\varphi d\varphi d\lambda . \end{aligned} \quad (50)$$

Es ist üblich die Summenterme in Gln.(50) zu vernachlässigen. Der größte Summenterm beträgt $(n + 2)h_A/a$, wodurch die Stokesschen Koeffizienten für $n = 100$ um 10% verfälscht

werden. Da die Kugelfunktionsentwicklung des Schwerefeldes mit Hilfe der CHAMP-Mission nur bis zu Gliedern 30. Grades ausgedehnt wird, kann der Summenterm in Gln. (50) vernachlässigt werden.

4.1.2. Ozeanische Dynamik und Schwerefeldvariationen

Die ozeanische Dynamik kann geodätisch durch Altimetermessungen und die zeitliche Variation des Schwerefeldes beobachtet werden. Die aus Altimetermessungen abgeleiteten Meeresspiegelschwankungen könnten zur Bestimmung von Variationen des Schwerefeldes dienen, wenn sie nur durch Wassermassenbewegungen verursacht wären. Dies kann nicht vorausgesetzt werden, da Meeresspiegelschwankungen durch Änderung der Temperatur und des Salzgehaltes beeinflusst werden. Die dadurch bewirkten Dichteänderungen des Meerwassers verursachen sterische Meeresspiegelschwankungen. Der Hauptanteil dieses Effektes wird durch Temperaturvariationen erzeugt, so daß bei Untersuchungen von globalen Meeresspiegelschwankungen Änderungen des Salzgehaltes vernachlässigt wurden (Chen et al., 2000a).

Die globale Temperaturschwankung des Meerwassers wird durch die saisonal wechselnde Sonneneinstrahlung erzeugt. Dies täuscht - bei Nichtberücksichtigung - einen Massenaustausch zwischen Nord- und Südhalbkugel vor, der fehlerhafte Stokes Koeffizienten erzeugt. Besonders werden die Koeffizienten 2. Grades beeinflusst. Zur Korrektur dieses Effektes wird der thermische Ausdehnungskoeffizient des Meerwassers benötigt, der nach Knauss (1978) und Scharnow et al. (1978) durch die Beziehung

$$C = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T} \quad (51)$$

gegeben ist. In Gln. (51) ist T die Temperatur und ρ die Dichte des Meerwassers. C ist eine Funktion von Temperatur, Druck und Salzgehalt. Tabellen von C als Funktion dieser Werte sind in Knauss (1978) veröffentlicht. Bei den in der Literatur angegebenen Berechnungen wird ein konstanter Salzgehalt von 3,5% angenommen. Zur Berechnung wird der Ozean in Schichten unterschiedlicher Dicke H_i eingeteilt, für die die Koeffizienten entsprechend den Temperatur- und Druckwerten (t_i, p_i) den genannten Tabellen entnommen werden. Die Berechnung der sterischen Korrektur erfolgt dann nach der Gleichung

$$\Delta h(\varphi, \lambda, t) = \sum_{i=1}^n C(t_i, p_i) \Delta T(\varphi, \lambda, i, t) H_i, \quad (52)$$

in der $\Delta T(\varphi, \lambda, i, t)$ die Temperaturdifferenz gegenüber einem zeitlichen Mittelwert ist. Eine detaillierte Beschreibung der sterischen Korrektur für $n=14$ Schichten ist in Chen et al. (2000a) gegeben.

Mit Hilfe der nach Gln. (52) korrigierten altimetrischen Meereshöhen kann die globale Meeresspiegelschwankung nach

$$\Delta h_m(t) = \frac{R^2}{S_0} \int_{\varphi=-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_{\lambda=0}^{2\pi} \Delta h(\varphi, \lambda, t) F_0(\varphi, \lambda) \cos \varphi d\varphi d\lambda \quad (53)$$

berechnet werden. In Gln. (53) sind S_0 die Meeresfläche und $\Delta h(\varphi, \lambda, t)$ die lokale Differenz gegenüber einem zeitlichen Mittelwert. F_0 ist die Ozeanfunktion, eine sphärisch harmonische Entwicklung der Werte $F_0 = 1$ auf dem Meer und $F_0 = 0$ auf dem Land.

Die durch Gln. (53) verursachten Variationen werden nach Gln. (46) erhalten, wenn man in sie die Koeffizienten

$$a_{nm}(t) + ib_{nm}(t) = \rho_0 \Delta h_m(t) (a_{onm} + ib_{onm}) \quad (54)$$

einsetzt. In Gln. (54) sind a_{onm} und b_{onm} die Koeffizienten der Ozeanfunktion. Die Variation des globalen Mittelwertes der Meereshöhenschwankung Gln. (53) kann mit der Variation der kontinentalen Wasserspeicherung verglichen werden. Die mehr oder weniger gute Übereinstimmung beider Wassermassenvariationen ist ein Maß für Qualität ihrer Schätzungen.

Die Variation der Stokesschen Koeffizienten durch Massenbewegung auf dem Meer erhält man, wenn in die entsprechenden Integrale die Differenzen zwischen der lokalen und der globalen Meeresspiegelschwankung eingeführt werden,

$$\Delta C_{mn}(t) + i\Delta S_{nm} = \frac{a^2(1+k'_n)\rho_0}{(2n+1)M} \times \int_{\varphi=-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_{\lambda=0}^{2\pi} (\Delta h(\varphi, \lambda, t) - \Delta h_m(t)) F_0(\varphi, \lambda) P_{nm}(\sin\varphi) \exp(im\lambda) \cos\varphi d\varphi d\lambda. \quad (55)$$

Der vollständige Einfluß der ozeanischen Dynamik auf die Stokesschen Koeffizienten wird erhalten, wenn man in Gln. (55) $\Delta h(\varphi, \lambda, t)$ an Stelle von $\Delta h(\varphi, \lambda, t) - \Delta h_m(t)$ einsetzt.

Die erhöhte Genauigkeit und bessere zeitliche Auflösung moderner Schwerefeldbestimmungen ermöglichen eine kombinierte Analyse von Altimetermessungen und Schwerefeldvariationen zur Untersuchung der ozeanischen Dynamik. Da aus Schwerefeldbestimmungen abgeleitete Meereshöhenschwankungen nur durch Massenbewegungen hervorgerufen sein können, kann durch Vergleich mit altimetrisch bestimmten Meereshöhenschwankungen die sterische Korrektur in Gln. (52) überprüft werden. Dies ist besonders für die Untersuchung von Prozessen mit langen Zeitskalen von Bedeutung, da das beschriebene Korrekturverfahren nahezu ausschließlich saisonale Temperaturänderungen berücksichtigt (siehe Chen et al., 2000a und Abschnitt 2.1.).

Im folgenden soll dargestellt werden, wie aus der globalen Variation des Schwerepotentials in Gln. (42) der Anteil der ozeanischen Dynamik mit Hilfe der Ozeanfunktion F_0 separiert werden kann. Zur Vereinfachung der Darstellung dieser Prozedur verwenden wir Gln. (42) in komplexer Darstellung,

$$\Delta V(t) = \frac{GM}{r} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \left(\frac{a}{r}\right)^{|n|} s_{nm}(t) Y_{nm}. \quad (56)$$

Die komplexen Koeffizienten s_{nm} in Gln. (56) sind mit den Stokesschen Koeffizienten durch die Beziehungen

$$\begin{aligned} s_{nm} &= \frac{1}{2}(S_{nm} - iC_{nm}) \\ s_{n,-m} &= \frac{1}{2}(S_{nm} + iC_{nm}) \end{aligned} \quad (57)$$

verbunden. Die komplexen Kugelflächenfunktionen in Gln. (56) haben die Form

$$\begin{aligned} Y_{nm} &= \exp(im\lambda)P_{nm}(\sin\varphi) \\ Y_{n,-m} &= \exp(-im\lambda)P_{nm}(\sin\varphi) . \end{aligned} \quad (58)$$

In Gln. (57) wurde die Zeitabhängigkeit der komplexen Koeffizienten zur Vereinfachung nicht mehr explizit angegeben. Trotz dieser Vereinfachung sind die Koeffizienten s_{nm} im folgenden weiterhin als zeitabhängige Größen aufzufassen. Ähnlich wie Gln. (56) kann die Ozeanfunktion in komplexer Notation geschrieben werden,

$$F_0 = \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{k=-l}^l c_{lk} Y_{lk} . \quad (59)$$

worin die c_{lk} sich aus den Koeffizienten der Kugelfunktionsentwicklung der Ozeanfunktion entsprechend Gln. (57) berechnen lassen. Die Multiplikation von Gln. (56) und (59) ergibt:

$$F_0(\varphi, \lambda)\Delta V(\varphi, \lambda) = \frac{GM}{r} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{k=-l}^l \left(\frac{a}{r}\right)^{|n|} s_{nm} c_{lk} Y_{nm} Y_{lk} . \quad (60)$$

Vorstehende Summe von Produkten der Kugelflächenfunktionen kann durch eine Summe von Kugelfunktionen,

$$F_0(\varphi, \lambda)\Delta V(\varphi, \lambda) = \sum_{d=1}^{\infty} \sum_{c=-d}^d t_{dc} Y_{dc} , \quad (61)$$

ausgedrückt werden. Um die Koeffizienten t_{dc} zu bestimmen, werden beide Seiten vorstehender Gleichung mit $Y_{d,-c}$ multipliziert und über die Kugeloberfläche integriert. Auf der rechten Seite werden die Integrale der beiden Kugelflächenfunktionen

$$\int_S Y_{dc} Y_{d,-c} ds = 4\pi(2 - \delta_{0c}) . \quad (62)$$

Die linke Seite von Gln. (61) enthält folgende Integrale

$$\int_S Y_{d,-c} Y_{nm} Y_{lk} ds = \int_{\varphi=-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_{\lambda=0}^{2\pi} \exp i(m+k-c) P_{dc}(\sin\varphi) P_{nm}(\sin\varphi) P_{lk}(\sin\varphi) \cos\varphi d\varphi d\lambda , \quad (63)$$

die nur für $m+k=c$ nicht verschwinden. Andernfalls ergibt sich

$$\begin{aligned} \int_S Y_{d,-c} Y_{nm} Y_{lk} ds &= 2\pi \int_{\varphi=-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} P_{dc}(\sin\varphi) P_{nm}(\sin\varphi) P_{lk}(\sin\varphi) \cos\varphi d\varphi d\lambda \\ &= 2\pi q_{d,m+k} q_{nm} q_{lk} G_{d,n,l}^{m+k,m,k} . \end{aligned} \quad (64)$$

Das Integral der drei assoziierten Legendre-Funktionen ist ein Gaunt-Integral, das nur von null verschieden ist, wenn $d+l+n=2s$ eine gerade Zahl ist. Nach Hagiwara (1975) kann das Gaunt-Integral auf Grund der Beziehung

$$\begin{aligned} G_{d,n,l}^{m+k,m,k} &= 2(-1)^{s-l-m} \frac{s!(2s-2n)!(n+m)!(l+k)!}{(s-n)!(s-l)!(s-d)!(2s+1)(l-k)!} \times \\ &\sum_{t=0} (-1)^t \frac{(m+k+d+t)!(n+l-m-k-t)!}{(d-m-k-t)!(l-n+m+k+t)!(n-m-t)!t!} \end{aligned} \quad (65)$$

berechnet werden. Die Anzahl der Summenglieder t in Gln. (65) ist durch die Fakultäten gegeben, die nicht negativ werden dürfen. Andere Methoden zur Berechnung des Gaunt-Integrals sind in Knickmeyer (1984), Mikolaiski (1989a) und Mikolaiski & Braun (1989b) angegeben. Mit den Gln. (62) bis (65) ergeben sich die Koeffizienten der Gln. (61),

$$t_{dc} = \frac{1}{2(2 - \delta_{0c})} \frac{GM}{r} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=c}^m \left(\frac{a}{r}\right)^{|n|} s_{nm} c_{lk} q_{nm} q_{l,c-m} G_{d,n,l}^{c,m,c-m}. \quad (66)$$

Aus Gln. (61) erhält man mit den Koeffizienten Gln. (66) den Einfluß der ozeanischen Dynamik auf das Schwerepotential. Durch Vergleich der Koeffizienten Gln. (66) mit den nach Gln. (55) berechneten Stokeschen Koeffizienten kann der Einfluß der Dichtevariation auf den Meeresspiegel geschätzt werden. Hierfür ist es zweckmäßig, aus den Gln. (55) und (61) Geoidvariationen abzuleiten.

Die vorstehend beschriebene Methode zur Ermittlung des ozeanischen Einflusses auf die Variation des Schwerepotentials kann auch angewandt werden, um andere geophysikalische Ursachen der Schwerefeldvariationen zu bestimmen. Hierfür ist es erforderlich, die Gebiete zu kennen, in denen der zu untersuchende geophysikalische Prozeß abläuft. An Stelle der Ozeanfunktion muß dann eine Funktion F entwickelt werden, für die $F = 1$ in den Gebieten des wirkenden geophysikalischen Prozesses und $F = 0$ auf der übrigen Erdoberfläche vorausgesetzt wird.

4.1.3. Möglichkeiten zur Interpretation des globalen hydrologischen Kreislaufes mittels Schwerefeldvariationen

Der globale hydrologische Kreislauf besteht aus dem Wassermassenaustausch zwischen dem Meer und der Wasserspeicherung auf dem Land. Das Meerwasser verdunstet, wird über die Atmosphäre zu den Kontinenten transportiert, fällt dort als Niederschlag (Regen oder Schnee) und wird zeitweilig als Bodenfeuchtigkeit, Grundwasser und in Seen oder künstlichen Wasserreservoirien gespeichert, bis es über Flüsse und unterirdischem Abfluß dem Meer wieder zugeführt wird. Ein Teil des kontinentalen Niederschlags wird durch Verdunstung oder Transpiration der Pflanzen sofort wieder der Atmosphäre zugeführt und erzeugt kleine regionale Kreisläufe, die eine Interpretation des globalen Wasserkreislaufes fehlerhaft beeinflussen können. Der vorstehend dargestellte Prozeß wird durch die Wasserhaushaltsgleichung

$$P - E - R = \Delta s(t) \quad (67)$$

beschrieben, in der P der Niederschlag, E eine Kombination aus Verdunstung und Transpiration (Evapotranspiration), R der Abfluß und $\Delta s(t)$ die Variation der Wasserspeicherung sind. Falls die in Gln. (67) eingehenden Größen (P, E, R) bekannt sind, kann die Variation der Wasserspeicherung berechnet werden, und da sie als ein Prozeß aufgefaßt werden kann, der in einer Schicht abläuft, können mit den Gleichungen (43), (45) und (46) die Stokeschen Koeffizienten und damit ihr Einfluß auf die Variation des Schwerepotentials berechnet werden.

Von den in Gln. (67) enthaltenen Größen ist zwar der Niederschlag gut bekannt, jedoch ist die Evapotranspiration und der Abfluß auf der Erdoberfläche nicht in allen Gebieten bekannt,

was eine direkte Berechnung von $\Delta s(t)$ erschwert. Es sei hier auf die in 2.2. dargestellten Ergebnisse hingewiesen.

Ist die zeitliche Variation des globalen Schwerefeldes bekannt, so kann die Variation der Wasserspeicherung geschätzt werden. Eine Trennung gegenüber anderen geophysikalischen Prozessen ist möglich, da die Wasserspeicherung mit einer dominanten Jahresperiode variiert. Zwar hat die atmosphärische Dynamik die gleiche Zeitskala, jedoch ist es mit Hilfe bekannter meteorologischer Daten möglich, deren Einfluß auf das Schwerefeld zu eliminieren (siehe 4.1.1.). Nachdem die Stokesschen Koeffizienten wegen des Einflusses der Atmosphäre korrigiert sind, muß zunächst der Anteil der auf den Kontinenten wirkenden geophysikalischen Prozesse separiert werden. Dies erfolgt nach dem durch die Gleichungen (60) bis (66) beschriebenen Verfahren, wobei an Stelle der Ozeanfunktion F_0 die Kontinentfunktion

$$F_c = 1 - F_0$$

eingeführt wird. Bestimmt man durch Fourier-Analyse die saisonalen Variationen der Stokesschen Koeffizienten, so können für diesen Anteil des Schwerefeldes durch inverse Lösung von Gln. (46) die Koeffizienten von Gln. (43) ermittelt werden. Unter Berücksichtigung von Gln. (45) ergibt dies die Kugelfunktionsentwicklung der Wasserspeicherung in Form einer Niveauänderung des $\Delta h(\varphi, \lambda, t)$ des Wasserspiegels.

Durch Integration von $\Delta \rho(\varphi, \lambda, t)$ über die gesamte Landfläche kann der jährliche Wassermassenaustausch zwischen Land und Meer bestimmt werden. Dieser sollte mit dem Wert übereinstimmen, der aus der globalen Meeresspiegelschwankung Gln. (53) erhalten wird.

Mit der nach vorstehender Methode erhaltenen Wasserspeicherung kann die Beziehung zu den Niederschlagswerten untersucht werden. Da letztere recht gut bekannt sind, ist eine Kugelfunktionsentwicklung der Niederschlagsverteilung möglich, die mit der aus Schwerepotentialvariationen abgeleiteten Wasserspeicherung verglichen werden kann. Zwischen den jahresperiodischen Variationen beider Phänomene wird eine Amplituden- und Phasendifferenz bestehen. Erstere wird durch Verdunstung und Abfluß hervorgerufen, während die Phasendifferenz von der Verweilzeit des Wassers in den Speichermedien abhängt (Jochmann 1999). Die Wirkung von Verdunstung und Abfluß läßt sich nicht trennen, da sie die Wasserspeicherung in gleicher Weise beeinflussen. Kikuchi (1977) hat vorgeschlagen an Stelle der Wasserhaushaltsgleichung die Beziehung

$$\Delta s_j = kP_j + l\Delta s_{j-1} \quad (68)$$

zu verwenden. Δs_j und P_j sind gleichabständige diskrete Werte. k und l sind zwar ortsabhängig, variieren auf der Erdoberfläche jedoch nur geringfügig. k hängt vom Abfluß und der Verdunstung ab. l ist ein Maß für die Verweilzeit des Wassers in den Reservoirien.

Den Ansatz in Gln. (68) kann man in die Kugelfunktionsentwicklung der Niederschläge einführen und durch Vergleich mit der Funktion der Wasserspeicherung die Koeffizienten k und l bestimmen. Dies führt in der Regel auf eine nicht eindeutige Lösung, wenn man eine ortsabhängige Variation der o.g. Koeffizienten voraussetzt (siehe z.B. Jochmann, 1999). Ob eine brauchbare Lösung möglich ist, läßt sich erst durch praktische Untersuchungen feststellen.

Mit vorstehenden Ausführungen wurde versucht, die Nutzung zeitlich hochauflösender Schwerefeldbestimmungen zur Interpretation oberflächennaher geophysikalischer Prozesse

darzustellen. In den folgenden Abschnitten werden die Einflüsse atmosphärischer und ozeanischer Massenbewegungen auf das Schwerepotential untersucht.

4.2. Der Einfluß des Luftdrucks auf das Schwerefeld

Das Schwerefeld der Erde variiert zeitlich durch Massenumverteilung und Massenaustausch zwischen den Subsystemen. Außer dynamischen Prozessen innerhalb der festen Erde sind die Hauptursachen dieser Variationen zeitveränderlicher Luftdruck und ozeanischer Bodendruck, Bodenfeuchtigkeit, Schneeauflast, Grundwasser und Eis. Hier folgt zunächst eine kurze Betrachtung zum Luftdruck. Als Daten wurden vier Jahre der NCEP/NCAR Reanalyse (Kalnay et al., 1996) verwendet (1992–1995). Die monatlichen Felder des atmosphärischen Bodendrucks wurden den *Reanalysis CD-ROMs* entnommen. Diese Daten sind auf einem $2.5 \times 2.5^\circ$ Gitter gegeben. Mit einem Programm von P. Schwintzer, GFZ Potsdam, wurden daraus durch Flächenintegration Stokes-Koeffizienten des Schwerefeldes berechnet. Die Luftdruckwerte über Ozean wurden durch das (zeitabhängige) Flächenmittel des Ozeans ersetzt, entsprechend der Annahme des *Inverted Barometer*, ganz analog wie bei Lambeck (1980) sowie Gegout & Cazenave (1993). In dem Programm wurden auch die Auflast-Love-Zahlen k'_n eingefügt.

Einige Ergebnisse zeigt Tab. 16 als Überblick. Die typische Größenordnung der Amplituden von Stokes-Koeffizienten bei der jährlichen Periode ist $3 \cdot 10^{-11}$; bei der halbjährlichen Periode sind es etwa $1.5 \cdot 10^{-11}$. Die Koeffizienten vom Grad $n = 1$, die mit dem 'geocenter' zusammenhängen, fallen recht groß aus. Literaturwerte für Grad $n = 1$ und $n = 2$ stimmen gut mit der Tabelle überein.

4.3. Simulationen des ozeanischen Bodendrucks

Im folgenden wird die Meereshöhenschwankung, die die Variation des äußeren Schwerefeldes erzeugt, als zeitvariabler ozeanischer Bodendruck dargestellt (siehe Gln. (70)). Wir referieren kurz verwandte Arbeiten:

Wahr et al. (1998) untersuchten das zeitvariable Schwerefeld der Erde auf Grund von Massenumverteilungen mittels hydrologischen, ozeanographischen und atmosphärischen Modellen. Für den Ozean wurde eine Variante des POP (Parallel Ocean Program) Modells benutzt, das am Los Alamos National Laboratory entwickelt wurde. Wahr et al. (1998) berechneten jährliche globale Geoidamplituden von $\cos \omega t$ und $\sin \omega t$ ($\omega = 2\pi/1.00$ a).

Ponte (1999) betrachtete den jahreszeitlichen Zyklus im Bodendruck p_b über dem Welt-ozean nach dem POCM_4B Modell (Parallel Ocean Climate Model) (Semtner & Chervin, 1992; Stammer et al., 1996). Die erhaltenen jahreszeitlichen großräumigen p_b -Signale hatten Amplituden von weniger als 1 cm Wasser über dem größten Teil des tiefen Ozeans bis zu mehreren Zentimetern über Schelfgebieten. Die Variabilität nahm im allgemeinen nach den westlichen Rändern der Ozeanbecken zu und war auch größer in einigen Gebieten des südlichen Ozeans. Eine Oszillation zwischen subtropischen und höheren Breiten im Nordpazifik stellte sich als signifikant heraus.

Johnson (1998) und Johnson et al. (2001) untersuchten ozeanische Beiträge zu Schwerefeldänderungen nach dem POCM_4B Modell, die nicht durch Gezeiten bedingt sind. Eben-

Tabelle 16: Vollständig normierte Stokes-Koeffizienten \bar{C}_{nm} , \bar{S}_{nm} durch atmosphärischen Bodendruck (Luftdruckdaten der NCEP/NCAR reanalysis; inverses Barometer über Ozean). Jährlicher und halbjährlicher trigonometrischer Fit von 48 Monaten (Januar 1992 bis Dezember 1995); Amplituden A in $[10^{-11}]$, Phasenwinkel φ in Grad. Konvention für φ : $A \cdot \cos(\omega t - \varphi)$

Koeff.	Jährl.		Halbj.	
	A	φ	A	φ
(C00)	14.38	193	2.97	73
C10	12.59	327	10.17	163
C11	7.66	304	3.01	272
C20	4.48	40	1.38	267
C21	2.46	339	1.00	242
C22	2.78	166	1.56	2
C30	10.00	171	3.20	144
C40	2.83	113	2.10	331
C50	1.93	191	1.14	144
S11	16.74	342	5.50	210
S21	9.04	339	2.84	186
S22	3.46	347	0.561	255

so wie die oben genannten Arbeiten verwendeten Johnson et al. (2001) die sogenannte Greatbatch-Korrektur. Das Ozeanzirkulationsmodell benutzt die Boussinesq-Approximation und daher ist das Ozeanvolumen eine Erhaltungsgröße, nicht die Ozeanmasse. Greatbatch (1994) schlug vor, die Meeresoberflächenhöhe bei jedem Zeitschritt zu korrigieren, indem man eine globale Schicht mit konstanter Dicke hinzufügt. Die Dicke der zusätzlichen Schicht wird dadurch bestimmt, daß die Gesamtmasse des Ozeans konstant sein soll. Nach Johnson (1999, private Mitteilung) betrifft diese Korrektur für jährliche und halbjährliche Signale nur die Stokes-Koeffizienten \bar{C}_{10} und \bar{C}_{20} merklich. (Natürlich wird \bar{C}_{00} nach Anbringen der Korrektur exakt gleich Null.)

Gruber et al. (2000) verwendeten ERS-1 Altimetrie (korrigiert für Wärmeausdehnung des Wassers) sowie das POCM-Modell, um vollständig normierte Stokes-Koeffizienten \bar{C}_{nm} , \bar{S}_{nm} (z.B. Torge, 1980; Heiskanen & Moritz, 1993) zu schätzen. Auch Gradvariansspektren durch ozeanische Massenumverteilung wurden bestimmt. Diese Simulationen ergaben die Größenordnung der zu erwartenden Geoidhöhenänderungen bei den Satelliten CHAMP und GRACE. Die Stokes-Koeffizienten \bar{C}_{nm} , \bar{S}_{nm} sind definiert durch die Reihenentwicklung des Gravitationspotentials V im Außenraum der Erde in Kugelkoordinaten r, λ, φ durch:

$$V(r, \lambda, \varphi) = \frac{GM}{r} \left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n \left(\frac{a}{r} \right)^n (\bar{C}_{nm} \cos m\lambda + \bar{S}_{nm} \sin m\lambda) P_{nm}(\sin \varphi) \right) \quad (69)$$

Dabei ist a der Äquatorradius der Erde, G die Gravitationskonstante, M die Gesamtmasse der Erde, P_{nm} sind die vollständig normierten Legendrefunktionen. Cazenave et al. (1999) beschrieben jährliche Variationen des Geoids mit langen Wellenlängen abgeleitet aus

weltraumgeodätischen Daten. Dies wurde mit hydrometeorologischen Auflastdaten verglichen (Luftdruck, Schneeauflast und Bodenfeuchtigkeit, Ozeanmassenverteilung). Für die Ozeanmassenauflast wurde TOPEX-POSEIDON-Altmetrie mit einer sterischen Korrektur (Wärmeausdehnung des Wassers) verwendet.

Mittels der hydrostatischen Gleichung kann man den ozeanischen Bodendruck, p_b , an einem Punkt mit geographischer Länge λ und Breite φ schreiben als:

$$p_b = g \int_{-H}^{\zeta} \rho dz + p_a \approx g\rho_0\zeta + g \int_{-H}^0 \rho dz + p_a \quad (70)$$

wobei g = Schwerebeschleunigung; H = Wassertiefe; ζ = Elevation des Wassers an der Meeresoberfläche; ρ = Dichte des Meerwassers; ρ_0 = mittlere Dichte von Meerwasser; p_a = Luftdruck.

Im folgenden untersuchen wir saisonale, subsaisonale und hochfrequente Variationen der modellierten ozeanischen Bodendruckfelder und deren Einfluß auf das globale Schwerefeld in Termen von Stokes-Koeffizienten sowie Geoidhöhenänderungen. Besondere Betonung erhalten jährliche, halbjährliche und dritteljährliche Geoidvariationen sowie willkürlich herausgegriffene Differenzen aufeinanderfolgender Tage. Es wird angenommen, daß die Reaktion des Ozeans auf den Luftdruck genau die eines invertierten Barometers ist. D.h., in Gln. (70) wird die Luftdruckkomponente gleich 0 gesetzt ($p_a = 0$) (Lambeck, 1988, p.114).

4.3.1. Satellitenmissionen zur Schwerefeldbestimmung

Der aktive Satellit CHAMP und die Missionen in Vorbereitung GRACE und GOCE registrieren kurz- und langfristige Schwerevariationen von verschiedenen Ursachen in, auf und über der Erde. Neben Grundwasser- und atmosphärischen Massenvariationen ist ozeanische Massenumverteilung eine der wichtigsten Quellen für Schwerevariationen. Auf Grund der Missionsprofile ist jede der drei Missionen in verschiedener Weise sensitiv für diese Signale. Der erste dieser Satelliten, CHAMP (Reigber et al., 2000), wurde am 15. Juli 2000 erfolgreich in eine polnahe Bahn gestartet. CHAMP trägt neben Magnetfeldmeßinstrumenten einen GPS-Empfänger und ein Akzelerometer zur Schwerefeldbestimmung. Das ununterbrochene GPS-Tracking des Satelliten zusammen mit der Messung nichtgravitativer Kräfte durch das Akzelerometer ermöglichen eine Verbesserung des Schwerefeldes um eine Größenordnung in der Genauigkeit bei langen Wellenlängen im Vergleich zur heutigen Kenntnis. Da die Missionsdauer 5 Jahre betragen soll, wird erwartet, daß Schwerefeldvariationen mit langer Wellenlänge durch CHAMP nachweisbar werden.

Die GRACE-Mission (Tapley & Reigber, 2000) besteht aus zwei Satelliten, die Ende 2001 gestartet werden sollen. Zusätzlich zu den GPS- und Akzelerometermessungen werden hochgenaue Mikrowellenabstandsmessungen (Mikrometergenauigkeit) und deren Veränderung zwischen beiden Satelliten bestimmt. Simulationsstudien zeigen, daß man eine Verbesserung des Schwerefeldes von 1 bis 2 Größenordnungen und eine Erhöhung der räumlichen Auflösung im Vergleich zu CHAMP erwarten kann. Um Veränderungen im Schwerefeld zu erfassen, wird geplant, monatliche Lösungen während der geplanten Lebensdauer von 5 Jahren zu berechnen. Durch Analyse der Reihe von monatlichen Modellen werden neue Einsichten in den globalen Wasserkreislauf möglich werden.

Ende 2004 soll die Gradiometrie-Mission GOCE (ESA, 1999; Rummel et al., 2000) der ESA gestartet werden. Dieser Satellit wird direkt den Gravitationstensor im Weltraum messen, woraus dann mit hoher Auflösung das statische Schwerefeld der Erde ermittelt werden kann. Für GOCE sind zwei Meßintervalle von jeweils 6 Monaten vorgesehen, die durch 5 Monate Unterbrechung getrennt sind. Kurz- und langperiodische Schwerevariationen müssen von den Gradiometerdaten vor der Berechnung des endgültigen Schwerefeldes entfernt werden, um das wirkliche statische Feld zu erfassen.

Alle drei Satellitenmissionen haben starken Bezug zu Signalen der Variationen im Schwerefeld. Wie oben erwähnt, werden CHAMP und GRACE Zeitreihen von monatlichen (oder längeren) Schwerefeldlösungen ergeben. Die Veränderungen in diesen Lösungen stellen den integrierten Effekt aller Massenvariationen in, auf und über der Erde dar. Wenn die integrierten Effekte in ihre Hauptquellen aufgespalten werden können, kann man ozeanische, hydrologische und Eismassenmodelle verifizieren und verbessern. Andererseits benötigen alle drei Missionen atmosphärische und ozeanische Modelle, um kurzperiodische Schwerevariationen mit Zeitskalen unter einem Monat zu entfernen. Letztere würden sich wegen der raumzeitlichen Abtastung auf die monatlichen Lösungen auswirken. Daher geht die Qualität der atmosphärischen und ozeanischen Modelle direkt in die Qualität der endgültigen Schwerefeldmodelle ein. Dies zeigt den Bezug der Schwerefeldbestimmung mit den neuen Satellitenmethoden und der Ozeanmodellierung. Als eines der möglichen Modelle zum *De-aliasing* von kurzperiodischen Schwerevariationen kann das Hamburg OMCT benutzt werden. Dieses wird im folgenden Abschnitt beschrieben.

4.3.2. Das Ozeanzirkulationsmodell OMCT

Das hier verwendete Ozeanmodell heißt *Hamburg Ocean Model for Circulation and Tides* (Thomas & Sündermann, 1998, 2000). Es wurde entwickelt durch Kopplung einer erweiterten Fassung des klimatologischen Modells von Drijfhout et al. (1996) mit einem Ephemeriden-Gezeitenmodell. Das Modell baut auf den nichtlinearen Erhaltungsgleichungen für Impuls, der Kontinuitätsgleichung für ein inkompressibles Fluid und den Erhaltungsgleichungen für Wärme und Salinität auf. Sowohl die hydrostatische als auch die Boussinesq-Approximation werden verwendet. Prognostische Variablen sind Meeresoberflächenelevation, horizontale Geschwindigkeiten, Temperatur, Salinität sowie Meereisdicke und -kompaktheit. Die Auflösung des numerischen Gitters beträgt 1.875° in geographischer Länge und Breite. Es gibt 13 vertikale Schichten, und der Zeitschritt ist 1 Stunde. Für die hier beschriebenen Ergebnisse wurde ein Modellauf nur mit Zirkulation (ohne Ozeangezeiten) benutzt.

Anfangs wurde das OMCT etwa 260 Modelljahre einschwingen gelassen. Dabei galten zyklische Randbedingungen, d.h. klimatologische Windschubspannungen (Hellerman & Rosenstein, 1983), sowie Jahresmittel von Oberflächentemperaturen und Salinitäten (Levitus, 1982). Ausgehend von dieser gleichförmigen Zirkulation wurden mit 12 h Zeitauflösung atmosphärische Echtzeitantriebsfelder aus ECHAM3-Simulationen (Roeckner et al., 1992) angewendet. Diese Antriebsfelder bestehen aus Windschubspannungskomponenten, Oberflächentemperaturen und Frischwasserflüssen. Um eine unrealistische Massendrift zu vermeiden, wurde die Salinität mit einer Zeitskala von 38 d zur jährlichen mittleren Meeresoberflächensalinität restauriert. Bisher wurde keine Greatbatch (1994)-Korrektur (siehe oben) an die

OMCT-Berechnungen angebracht.

4.3.3. Sphärische harmonische Analyse und Ergebnisse

Der ozeanische Bodendruck wirkt wie eine Massenbelegung $q = p_b/g$ (siehe Gln. (44)) in der Einheit $[\text{kg}/\text{m}^2]$; $g = 9.806\text{m}/\text{s}^2$ ist die Schwerebeschleunigung. Nach Gegout & Cazenave (1993) sowie Dong et al. (1996) kann man die Stokes-Koeffizienten als Oberflächenintegral über die Kugel erhalten:

$$\delta\bar{C}_{nm} = \frac{1 + k'_n}{2n + 1} \cdot \frac{a^2}{M} \int q(\lambda, \varphi) \cos(m\lambda) P_{nm}(\sin \varphi) dS \quad (71)$$

wobei a = Äquatorradius der Erde, M = Gesamtmasse der Erde, n = Legendregrad, k'_n = Auflast-Love-zahl vom Grad n , P_{nm} = normierte Legendrefunktionen. Eine analoge Gleichung gilt für $\delta\bar{S}_{nm}$. Darin kommt $\sin(m\lambda)$ statt $\cos(m\lambda)$ vor.

Mittels eines Unterprogramms vom GFZ Potsdam wurden die Koeffizienten $\delta\bar{C}_{nm}$, $\delta\bar{S}_{nm}$ während der OMCT-Simulationen berechnet. Dieses Unterprogramm integriert Blockmittelwerte über die Kugel. Über den Kontinenten wurde $p_b = 0$ gesetzt. Zahlenwerte der Auflast-Love-zahlen k'_n konnten Dong et al. (1996) ($n = 2$ bis $n = 9$) sowie Farrell (1972) ($n = 10$ bis $n = 50$) entnommen werden. Die Kugelflächenfunktionen Y_{nm} sind vollständig normiert nach Heiskanen & Moritz (1993).

4.3.3.1. Jahreszeitliche Schwerefeldvariationen

Für einige der niedrigsten Stokes-Koeffizienten wurde ein trigonometrischer Fit nach der Methode der kleinsten Quadrate an zwei Modelljahren (1978 und 1979) gerechnet. Dies ergab jährliche und halbjährliche Amplituden. Der Ansatz enthielt auch eine Konstante und einen linearen Trend, der aus Modellierungsgründen vorkommt.

Ergebnisse werden in Tab. 17 für Echtzeitantrieb und Tab. 18 für klimatologischen Antrieb angegeben. Typische Größenordnungen für Echtzeitantrieb sind $3 \cdot 10^{-11}$ in der jährlichen Amplitude und $1.5 \cdot 10^{-11}$ in der halbjährlichen Amplitude. Die Amplituden bei klimatologischem Antrieb sind deutlich kleiner als bei Echtzeitantrieb. Dies ist zu erwarten, denn klimatologische Antriebsfelder sind 'geglättet' im Vergleich zu Echtzeitantriebsfeldern und können daher nicht so viel Variation zeigen. Die Phasenwinkel φ der Ergebnisse für klimatologischen bzw. Echtzeitantrieb haben keinen klaren Zusammenhang.

Abb. 19 zeigt als Beispiel den Koeffizienten $\delta\bar{C}_{50}(t)$ für zwei Modelljahre mit Echtzeitantrieb und die entsprechende Kurve für klimatologischen Antrieb. Man erkennt jährliche und halbjährliche Komponenten sowie einen kleinen numerischen linearen Trend.

4.3.3.2. Hochfrequente Variationen

Um hochfrequente zeitliche Variationen in den Stokes-Koeffizienten und dem Geoid zu untersuchen, wurden tägliche Differenzen von Stokes-Koeffizienten für willkürlich herausgegriffene

Tage eines Modelljahres (1994) berechnet. Mit diesen Differenzen wurde ein Gradvarianzspektrum gebildet und mit dem erwarteten Fehlerspektrum der Missionen CHAMP und GRACE verglichen.

Nach Abb. 20 liegt das Signal der täglichen Schwerevariationen bis Grad 8 bei CHAMP und bis Grad 34 bei GRACE über dem Fehlerspektrum. Der Ozean zeigt also nicht nur jahreszeitliche, sondern auch kräftige hochfrequente Schwerefeldsignale. Diese hochfrequente Variabilität bedeutet auf der anderen Seite, daß diese Schwerefeldvariationen vom gemessenen Signal entfernt werden müssen, um ein monatliches oder mittleres Schwerefeldmodell abzuleiten (Hughes et al., 2000). Zur Visualisierung und Analyse der täglichen Schwerefeldvariationen wurden die Stokes-Koeffizienten nach Gln.(72) in Geoidhöhen umgewandelt (Torge, 1980):

$$\Delta N(\lambda, \varphi) = a \sum_{n=2}^{50} \sum_{m=0}^n (\delta \bar{C}_{nm} \cos m\lambda + \delta \bar{S}_{nm} \sin m\lambda) P_{nm}(\sin \varphi) . \quad (72)$$

Für jede 6-stündige Koeffizientenmenge über das ganze Jahr 1994 wurden Geoidhöhen bezüglich eines mittleren Geoids berechnet, visualisiert und zu einer Animation kombiniert. Diese Animation zeigt deutlich den jährlichen Zyklus und überlagerte hochfrequente Variationen. Die Geoidhöhen schwanken typischerweise im Bereich -5 mm ... +5 mm. Im Gegensatz zum jahreszeitlichen Signal sind kurzperiodische Anomalien auf Grund der Zirkulation nicht von einer definierten Frequenz angetrieben (mit Ausnahme des täglichen Zyklus). Daher können diese Anomalien nicht mit einem verursachenden periodischen physikalischen Prozess in Beziehung gebracht werden. Die Momentaufnahmen von Abb. 21 verdeutlichen die zeitabhängige Entwicklung der simulierten Geoidhöhen über einen Zeitraum von drei Wochen.

Abgesehen von Störungen im Mittelmeer und in der Beringsee auf Grund der groben horizontalen Auflösung sind die Amplituden der Geoidhöhenanomalien am kräftigsten nahe westlichen Randströmen und im Einflußgebiet des Antarktischen Zirkumpolarstroms. Letzteres kann als Beziehung zwischen Geoidhöhenanomalien und Variationen der windgetriebenen Zirkulation interpretiert werden. Denn Änderungen der Windschubspannungskomponenten verursachen Variationen des geostrophischen Meeresspiegels und auch Instabilitäten des Geschwindigkeitsfelds. Jedoch muß die angenommene Korrelation erst quantitativ bestätigt werden.

4.3.4. Die Bedeutung der Ergebnisse für die Untersuchung der ozeanischen Dynamik mittels Schwerefeldvariationen

Mit Ozeanbodendruckfeldern, die Ergebnisse des Hamburg OMCT baroklinen Ozeanmodells sind, wurden Zeitreihen von Stokes-Koeffizienten für verschiedene zeitliche und räumliche Auflösung berechnet. Aus der Analyse dieser Zeitreihen wurden folgende Erkenntnisse gewonnen:

- Die jährlichen und halbjährlichen Amplituden von Stokes-Koeffizienten niedrigen Grades sind von der Größenordnung $3 \cdot 10^{-11}$ (jährlich) und $1.5 \cdot 10^{-11}$ (halbjährlich) bei Echtzeitantrieb.

- Wird klimatologischer Antrieb verwendet, dann betragen diese Amplituden $1.5 \cdot 10^{-11}$ (jährlich) und $1 \cdot 10^{-11}$ (halbjährlich).
- Ein Gradvarianzspektrum der täglichen Differenzen zeigt eine ausgeprägte Hochfrequenzvariabilität des ozeanischen Beitrages zu Schwereänderungen. Diese werden mit CHAMP nachweisbar und mit den Missionen in Vorbereitung GRACE und GOCE. Für alle diese Missionen müssen die kurzperiodischen Variationen vor der endgültigen Analyse entfernt werden, damit man wirklich ein mittleres Feld für das betrachtete Zeitintervall (z.B. einen Monat) erhält. Eine der Optionen, die gegenwärtig untersucht werden, ist es, das Modell OMCT operationell für diesen Zweck zu rechnen.
- Die entsprechenden ozeanischen Geoidhöhenänderungen liegen in dem Intervall -5 mm ... +5 mm, wie man Karten der Geoidhöhe entnimmt. Es wird deutlich, daß es sogar in ozeanographisch *ruhigen* Gebieten kleine Geoidänderungen gibt, die durch Massenvariationen in entfernteren Gebieten verursacht sind. Allgemein erkennt man die bekannten ozeanographischen Gebilde wie westliche Randströme und den Antarktischen Zirkumpolarstrom.

Wenn CHAMP- und speziell GRACE-Daten erhältlich sind, sollte die Frage der ozeanbedingten Schwerefeldvariationen weiter untersucht werden. Die Daten und Modellergebnisse sind miteinander zu vergleichen, um ein gemeinsames Genauigkeitsniveau in allen Bearbeitungsschritten zu erreichen.

Tabelle 17: Vollständig normierte Stokes-Koeffizienten \bar{C}_{nm} , \bar{S}_{nm} durch ozeanischen Bodendruck (Ergebnisse des OMCT-Modells; Echtzeitantrieb); Jährlicher und halbjährlicher trigonometrischer Fit an zwei Modelljahre (1978 und 1979). Amplituden A in $[10^{-11}]$, Phasenwinkel φ in Grad. Konvention für φ : $A \cdot \cos(\omega t - \varphi)$

Koeff.	Jährl.		Halbj.	
	A	φ	A	φ
C00	3.90	56	1.64	26
C10	6.01	256	3.11	296
C11	5.32	353	2.60	212
C20	4.54	6	0.41	121
C21	3.72	223	1.41	152
C22	0.53	38	0.69	317
C30	0.84	84	0.28	37
C31	0.23	159	0.40	4
C32	2.26	224	0.46	139
C33	0.80	309	0.31	265
C40	1.33	26	1.40	37
C50	3.02	25	0.10	152
C52	0.42	304	0.47	49
C55	0.36	163	0.17	97
C60	0.36	232	0.33	223
S11	4.24	250	1.68	110
S21	1.80	226	0.82	212
S22	3.68	216	0.50	221
S31	0.33	118	0.13	166
S32	1.68	261	0.59	187
S33	1.52	224	0.52	198
S52	0.30	107	0.18	39
S55	0.49	250	0.18	179

Tabelle 18: Vollständig normierte Stokes-Koeffizienten \bar{C}_{nm} , \bar{S}_{nm} durch ozeanischen Bodendruck (Ergebnisse des OMCT-Modells; klimatologischer Antrieb); Jährlicher und halbjährlicher trigonometrischer Fit; Amplituden A in $[10^{-11}]$, Phasenwinkel φ in Grad. Konvention für φ : $A \cdot \cos(\omega t - \varphi)$

Koeff.	Jährl.		Halbj.	
	A	φ	A	φ
C00	10.53	277	1.20	127
C10	1.59	78	1.93	2
C11	1.27	90	0.73	251
C20	2.07	346	1.23	341
C21	2.17	222	0.29	353
C22	2.19	30	0.14	19
C30	1.50	185	1.13	86
C33	1.41	351	0.034	332
C40	1.34	139	0.85	2
C50	1.40	22	0.30	28
C52	0.04	13	0.33	342
C55	0.71	186	0.13	44
C60	0.21	9	0.15	63
S11	1.83	213	0.61	260
S21	0.96	308	0.13	245
S22	2.34	215	0.20	236
S33	0.31	332	0.31	7
S52	0.20	69	0.25	314
S55	0.18	326	0.12	313

C₅₀(t) Ozean; OMCT

1978+1979; Abtastung 5d

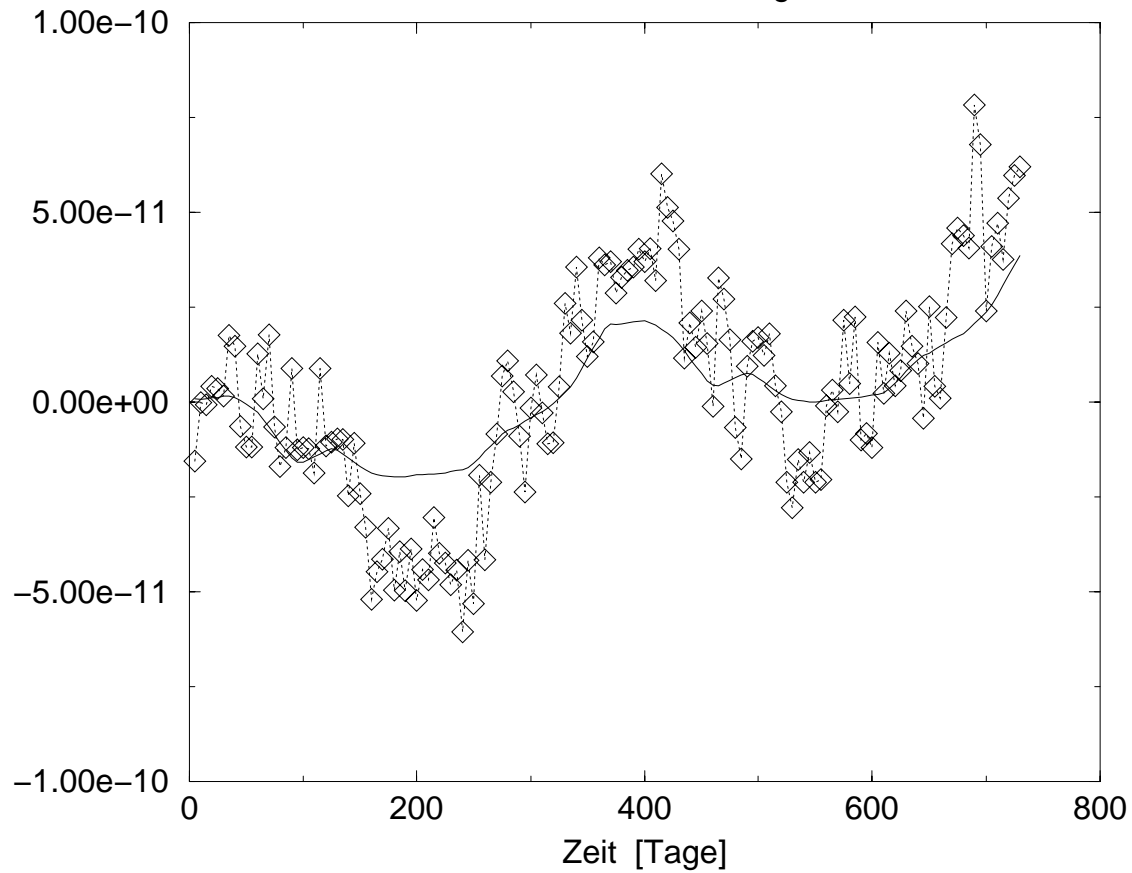


Abbildung 19: Der ozeanische Stokes-Koeffizient $\delta\bar{C}_{50}$ als Funktion der Zeit für zwei Modelljahre. *Gepunktete* Kurve mit Symbolen: Echtzeitantrieb; *durchgehende* Kurve: klimatologischer Antrieb. Von beiden Kurven wurde eine Konstante subtrahiert.

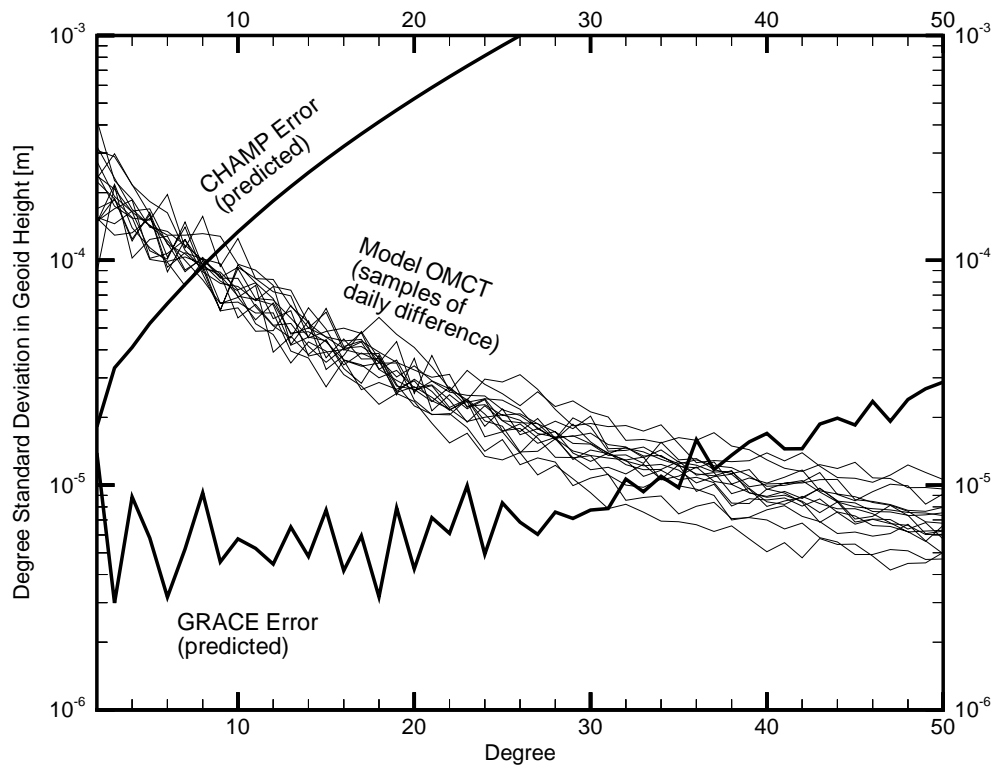


Abbildung 20: Gradvariansspektrum ozeanischer täglicher Differenzen ausgedrückt als Geoidhöhe (Modelljahr 1994)

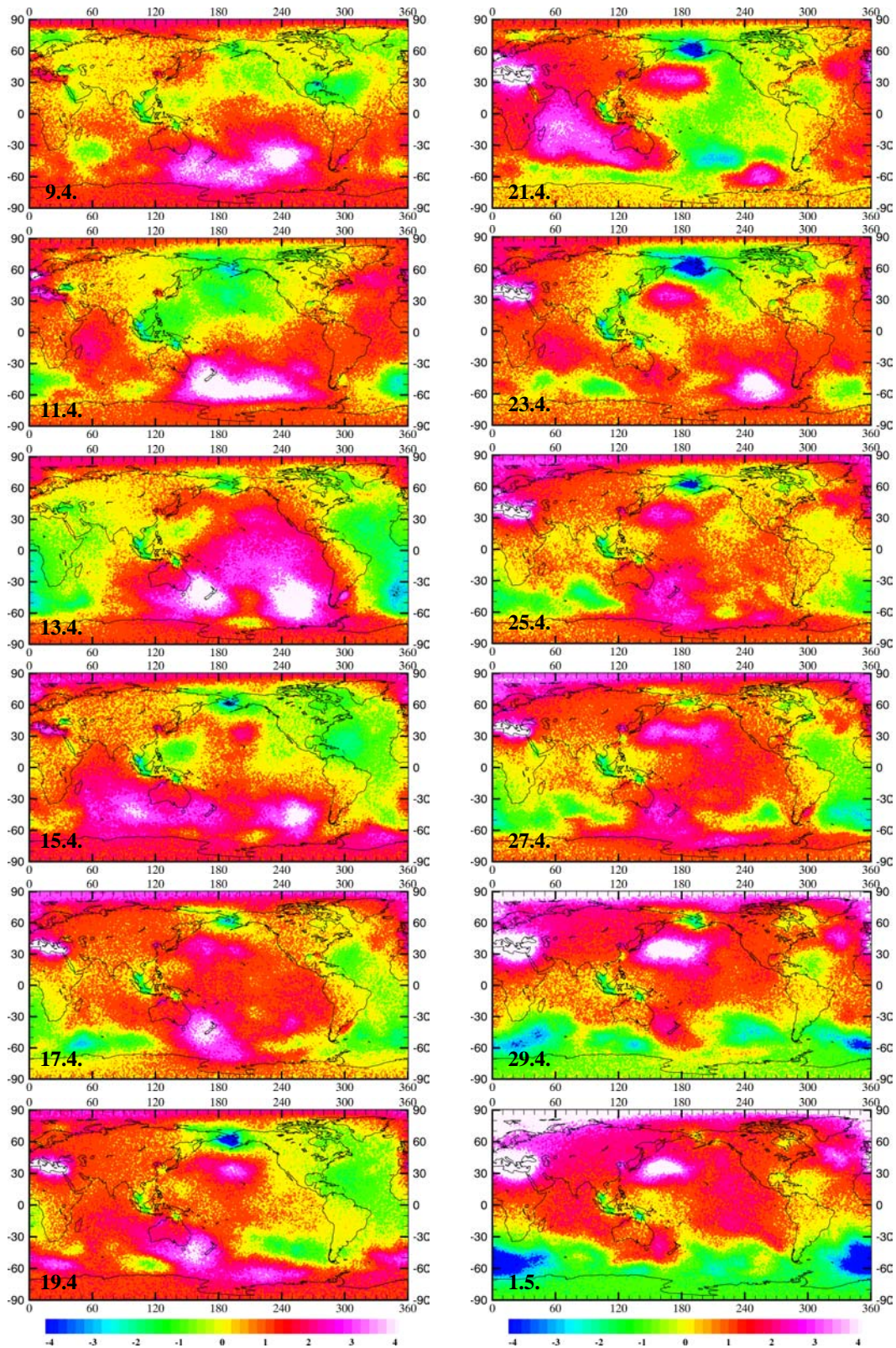


Abbildung 21: Geoidhöhenkarten in 2d-Intervallen für einen bestimmten Zeitabschnitt des Jahres 1994 durch ozeanische Massenumverteilung nach dem OMCT-Modell [mm]

5. Kritische Betrachtung der Ergebnisse und Folgerungen für weitere Arbeiten

Vergleiche der Einflüsse des am besten beobachteten geophysikalischen Prozesses, der atmosphärischen Dynamik, auf die Erdrotation mit den beobachteten Erdrotationsparameter ergeben, daß weitere geophysikalische Prozesse - besonders im saisonalen Bereich - wirksam sind, die die Erdrotation in der gleichen Größenordnung beeinflussen. Mögliche Ursachen zur Erklärung der restlichen Erregerfunktionen, die besonders Variationen der Polbewegung verursachen, sind die ozeanische Dynamik und die Schwankung der kontinentalen Wasserspeicherung. Zur Untersuchung des Einflusses der ozeanischen Dynamik wurden Erregerfunktionen der Erdrotationsparameter aus Altimetermessungen und Ozeanmodellen abgeleitet. Die auf Grund von Altimetermessungen berechneten Erregerfunktionen werden erheblich vom stochastischen Anteil der ozeanischen Dynamik beeinflusst, der etwa der Standardabweichung eines Kompartimenthöhenwertes von 10 cm entspricht. Zur Ableitung der deterministischen Anteile der Erregerfunktion ist eine hinreichend lange Zeitreihe notwendig. Daher konnten die Jahresperioden der Erregerfunktion nur aus der siebenjährigen TOPEX-POSEIDON Datenreihe abgeleitet werden. Von den verschiedenen Realisierungen der ozeanischen Erregerfunktion sind nur die aus den TOPEX-POSEIDON Altimeterdaten und die aus den Ozeanmodellen OMCT (1999) und Ponte et al. (1998) abgeleiteten miteinander vergleichbar (Tabelle 3 und 6). Obwohl diese Resultate etwa gleich große Auslenkungen der polaren Hauptträgheitsachse erzeugen, müssen die zu Berechnung verwendeten Variationen der Massenverteilung recht unterschiedlich sein, da erhebliche Differenzen bezüglich der Richtung der Auslenkung und der Phasenwinkel vorliegen, die noch zu klären sind.

Die aus verschiedenen Bodenfeuchtigkeitsmodellen abgeleiteten Erregerfunktionen der kontinentalen Wasserspeicherung zeigen mit Ausnahme der Reanalyse NCPE und den Daten von Chao & O'Connor (1987, 1988) eine befriedigende Übereinstimmung. Allerdings hat die kombinierte Erregerfunktion des Ozeanmodells von Ponte et al. (1998) und den Daten von Chao & O'Connor (1987, 1988) die geringste Differenz gegenüber der um den atmosphärischen Anteil verminderten totalen Erregerfunktion der Polbewegung, was auf die Qualität beider Schätzungen hinweist. Der Versuch einer inversen Schätzung der kontinentalen Wasserspeicherung mit Hilfe der globalen Meeresspiegelschwankung liefert hinsichtlich der Amplituden vergleichbare Ergebnisse mit den direkten Schätzungen, was nicht für die Phasen zutrifft.

Sowohl der Einfluß der ozeanischen Dynamik wie auch der kontinentalen Wasserspeicherung auf die Polbewegung ist nach vorstehenden Ergebnissen nicht vollständig geklärt, wie die Differenzen der verschiedenen Berechnungen zeigen. Ein Schwachpunkt der Bestimmung der ozeanischen Erregerfunktion ist die Korrektur wegen der thermisch bedingten sterischen Meeresspiegelschwankung. Im Abschnitt 4.1.2. wird dargestellt, wie aus zeitlich variablen Schwerefeldkoeffizienten der nur durch Massenbewegungen verursachte ozeanische Anteil separiert werden kann. Dieses Verfahren ermöglicht die von sterischen Einflüssen befreite Meeresspiegelschwankung zu modellieren und die Korrekturmethode des sterischen Einflusses zu kontrollieren.

Der saisonale Anteil der kontinentalen Wasserspeicherung wird durch die unsichere Kenntnis der Parameter der Wasserhaushaltsgleichung und durch Fehler der Extrapolation der einzelnen Meßwerte auf die zur Berechnung der Erregerfunktion verwendeten Kom-

partimente beeinflusst. Auch hier bieten Schwerefeldbestimmungen mit modernen Satellitenmethoden eine Lösung an. In 4.1.3. wird angegeben, wie man durch Separierung des kontinentalen Anteils der saisonalen Schwerefeldvariation Variation der Wasserspeicherung bestimmen kann. Die so erhaltene Wasserspeicherung kann zur Berechnung der zugehörigen Erregerfunktion verwendet werden. Sie enthält dann neben der Bodenfeuchtigkeitsvariation die Einflüsse der Schneebedeckung, der Ablation und Akkretion der Gletscher und die Wasserstandsschwankung in natürlichen und künstlichen Wasserreservoirien.

Als mögliche Ursachen der dekadischen Fluktuation der Erdrotationsparameter, deren Perioden zum Teil mit Klimaperioden identisch sind, wurde die atmosphärische- und die Kerndynamik untersucht. Wesentliche Einflüsse der Atmosphäre konnten für die 11 und 22-jährigen Perioden nachgewiesen werden. Die Kerndynamik liefert, sei es durch magnetische Kern-Mantel-Kopplung oder die Innenkernbewegung, im untersuchten Zeitraum (1900–1990) praktisch zu allen dekadischen Perioden Beiträge. Während die dekadischen Fluktuationen der Tageslänge durch die magnetische Kern-Mantel-Kopplung erklärt werden können, versagt dieses Modell für die Interpretation der dekadischen Fluktuationen der Polbewegung. In Jochmann (1998) wurde ein von Smylie et al. (1984) vorgeschlagenes Modell der Innenkernbewegung verwendet, das wegen der angenommenen großen Winkeldifferenz zwischen der Figurenachse des Innenkerns und der Rotationsachse der Erde umstritten ist. Eine Voraussetzung die wegen der angenommenen Identität der Bewegung der geomagnetischen Dipolachse und der Figurenachse des Innenkerns notwendig war. In unseren Untersuchungen wird gezeigt, daß man auf diese Voraussetzung verzichten kann, wenn die dekadischen Fluktuationen der Dipolachse als Indikatoren für die entsprechenden Bewegungen der Figurenachse des Innenkerns angenommen werden. Ein Argument für diese Annahme ist der Vergleich der Erregerfunktion der Innenkernbewegung mit der aus der Polbewegung abgeleiteten, wobei besonders die theoretisch begründeten Laufzeiten zu beachten sind (siehe Tab. 12). Ein weiteres Argument für die Hypothese der Innenkernbewegung wäre der Nachweis ihres Einflusses auf das zeitlich variable Schwerefeld. Entsprechende Diskussionen in 3.3.3. zeigten, daß dies möglich sein wird, wenn genügend lange Datenreihen der Schwerefeldbestimmungen vorliegen.

Dank

Die Autoren danken D. Chambers und J.L. Chen (Center for Space Research, Univ. of Texas, Austin, USA), T. Gruber (GFZ-Potsdam), J. Schemm (Climate Prediction Center, Boulder, USA) und M.C. Gennero (GRGS, Toulouse, Frankreich), die TOPEX-POSEIDON und ERS-1 Altimeterdaten sowie Bodenfeuchtwerte zur Verfügung stellten. M. Thomas (Univ. Hamburg) sei für die Rechenergebnisse des Ozeansmodells OMCT und wertvolle Diskussionen gedankt.

Ein besonderer Dank gebührt der Deutschen Forschungsgemeinschaft, die über das Projekt RE 536/7-2 eine teilweise Finanzierung der Arbeiten ermöglichte.

Literaturverzeichnis

- Abarca del Rio, R., 1997. La rotation de la terre: étude du cycle annuel et de la variabilité basse fréquence. étude climatique de la rotation terrestre. PhD thesis, Toulouse.
- Anzenhofer, M., Gruber, T. (1998). Fully reprocessed ERS-1 altimeter data from 1992 to 1995: Feasibility of the detection of long term sea level change. *J. Geophys. Res.*, **103**, C4, 8089–8112.
- Aoyama, Y. & Naito, I., 2000. Wind contributions to the Earth's angular momentum budgets in seasonal variation. *J. Geophys. Res.*, **105**, D10, 12417–12431.
- Aurnou, J. & Olson, P., 2000. Control of inner core rotation by electromagnetic, gravitational and mechanical torques. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **117**, 111–121.
- Ballani, L., Greiner-Mai, H. & Stromeyer, D., 1995. Über ein nichtcharakteristisches Cauchy-Problem bei der geomagnetischen Kern-Mantel-Kopplung. *Z. Angew. Math. Mech.*, **75**, 613–614.
- Ballani, L., Greiner-Mai, H. & Stromeyer, D., 1999. Determining the magnetic field in the deep Earth's mantle by an inverse boundary value problem. *Sci. Techn. Rep.*, GFZ Potsdam, **STR 99/12**, pp. 51.
- Ballani, L., Greiner-Mai, H. & Stromeyer, D., 2001. Determining the magnetic field in the core-mantle-boundary zone by non-harmonic downward continuation. *Geophys. J. Int.*, submitted April 2000, revision invited.
- Barnes, R.T.H., Hide, R., White, A.A. & Wilson C.A., 1983. Atmospheric angular momentum fluctuations, length-of-day changes and polar motion. *Proc. R. Soc. London* **387**, Ser. A, 31–73.
- Bode, A., Chen, Z., Reigber, Ch. & Schwintzer, P., 1993. Simultane globale Schwerefeld- und Meerestopografiebestimmung mit GEOSAT-Altimeterdaten. Abschlußbericht DFG Forschungsvorhaben, Re 536/3-1 (GRAVTOP).
- Buffett, B.A., 1996. A mechanism for decade fluctuations in the length of day. *Geophys. Res. Lett.*, **23**, 3803–3806.
- Bullen, K.E. & Jeffreys, H., 1969. in: *L. Egyed, Physik der festen Erde*, Leipzig.
- Chao, B.F. & Au, A.Y., 1991. Atmospheric Excitation of the Earth's Annual Wobble: 1980–1988. *J. Geophys. Res.* **96**, B4, 6577–6582.
- Chao, B.F., O'Connor, W.P., Chang, A.T.C., Hall, D.K. & Foster, J.L., 1987. Snow-load effect on the Earth's rotation and gravitational field 1979–1985. *J. Geophys. Res.* **92**, 9415–9422.
- Chao, B.F. & O'Connor, W.P., 1988. Global surface-water-induced seasonal variations in the Earth's rotation and gravitational field. *Geophys. J.* **94**, 263–270.
- Cazenave, A., Mercier, F., Bouille, F. & Lemoine J.M., 1999. Global-scale interactions between the solid Earth and its fluid envelopes at the seasonal time scale. *Earth Planet Sci. Lett.* **171**, 549–559.
- Chen, J.L., Wilson, C.R., Chao, B.F., Shum, C.K. & Tapley, B.D., 2000. Hydrological and oceanic excitations to polar motion and length-of-day variation. *Geophys. J. Int.* **141**, 149–156.
- Chen J.L., Shum C.K., Wilson C.R., Chambers D.P. & Tapley, B.D., (2000a). Seasonal sea level changes from TOPEX/POSEIDON observation and thermal contribution. *J. Geodesy.*, **73**, 638–647.
- Cheng, M.K., Shum, C.K. & Tapley, B.D., 1997. Determination of long-term changes in the Earth's gravity field from satellite laser ranging observations. *J. Geophys. Res.*, **102**, 22,377–22,390.
- Dehant, V., Hinderer, H., Legros, H. & Greff-Lefftz, M., 1993. Analytical approach to the computation of the earth, the outer core and inner core rotational motions. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **76**, 259–282.

- Dill, R., 2001. Dissertation in Vorbereitung, DGF München.
- Dong, D., Gross, R.S. & Dickey, J.O., 1996. Seasonal variations of the Earth's gravitational field: An analysis of atmospheric pressure, ocean tidal, and surface water excitation. *Geophys. Res. Lett.* **23**, 725–728.
- Drijfhout, S., Heinze, C., Latif, M. & Maier-Reimer E., 1996. Mean circulation and internal variability in an ocean primitive equation model. *J. Phys. Oceanogr.* **26**, 559–580.
- Dziewonski, A.M. & Anderson, D.L., 1981. Preliminary reference earth model. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **25**, 297–356.
- ESA, 1999. The Four Candidate Earth Explorer Core Missions - Gravity Field and Steady State Ocean Circulation. ESA SP-1233(1).
- Farrell, W.E., 1972. Deformation of the earth by surface loads. *Rev. Geophys. Space Phys.* **10**, 761–797.
- Gegout, P. & Cazenave, A., 1993. Temporal variations of the Earth's gravity field for 1985–1989 derived from LAGEOS. *Geophys. J. Int.* **114**, 347–359.
- Glatzmaier, G. & Roberts, P.H., 1996. Rotation and magnetism of earth's inner core. *Science*, **274**, 1887–1891.
- Greatbatch R.J., 1994. A note on the representation of steric sea level in models that conserve volume rather than mass. *J. Geophys. Res.* **99**, C6, 12767–12771.
- Greff-Lefftz, M. & Legros, H., 1995. Core mantle coupling and polar motion. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **91**, 273–283.
- Greiner-Mai, H., 1986. Westward drift motions of the Earth's core and the Earth's rotation. *Gerlands Beitr. Geophys.*, **95**, 341–354.
- Greiner-Mai, H., 1987. The influence of the electromagnetic core-mantle coupling torques on Earth's rotation. *Astron. Nachr.*, **308**, 217–226.
- Greiner-Mai, H., 1989. Untersuchungen zur magnetischen Kern-Mantel-Kopplung und zu ihrem Einfluß auf die Erdrotation. *Veröff. ZIPE Potsdam*, **105**, pp. 112.
- Greiner-Mai, H., 1990a. The outer core rotation about an inclined axis from geomagnetic secular variation. *Astron. Nachr.*, **311**, 317–325.
- Greiner-Mai, H., 1990b. The periodic variations of the core drift rate: global and zonal motions. *Astron. Nachr.*, **311**, 75–83.
- Greiner-Mai, H., 1993. Decade variations of the Earth's rotation and geomagnetic core-mantle coupling. *J. Geomag. Geoelectr.*, **45**, 1333–1345.
- Greiner-Mai, H., 1997. Possible relations between the rotational axis of the earth's inner core and the magnetic dipole axis. *Astron. Nachr.*, **318**, 63–71.
- Greiner-Mai, H. & Jochmann, H., 1998. Correction to 'Climate variations and the Earth's rotation'. *J. Geodyn.*, **25**, 1–4.
- Greiner-Mai, H., Jochmann, H. & Barthelmes, F., 2000. Influence of possible inner-core motions on the polar motion and the gravity field. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **117**, 81–93.
- Greiner-Mai, H. & Barthelmes, F., 2001. Relative wobble of the Earth's inner core derived from polar motion and associated gravity variations. *Geophys. J. Int.*, **144**, 27–36.
- Gross, R.S., 1992. Correspondence between theory and observations of polar motions. *Geophys. J. Int.* **109**, 162–170.
- Gross, R.S., 1993. The effect of ocean tides on the Earth's rotation as predicted by the results of an ocean tide model. *Geophys. Res. Lett.* **20**, 293–296.
- Gruber Th., Reigber Ch. & Wunsch J., 2000. Estimation of ocean mass redistribution by means of altimetry and circulation models and its impact on the gravity field'. In: *Towards an integrated global geodetic observing system (IGGOS)*, R. Rummel, H. Drewes, W. Bosch, H. Hornik eds., IAG Symp. 120, Springer-Verlag, pp. 218–221.

- Gubbins, D., 1982. Finding core motions from magnetic observations. *Phil. Trans. R. Soc. London*, **A306**, 247–254.
- Hagiwara, Y., 1975. Applications of Gaunt's integral to some problems in physical geodesy. *J. Phys. Earth*, **23**, 311–321.
- Heiskanen, W.A. & Moritz, H., 1993. *Physical Geodesy*. Reprint Institute of Physical Geodesy, Technical University Graz.
- Hellerman, S. & Rosenstein, M., 1983. Normal monthly wind stress over the world ocean with error estimates. *J. Phys. Oceanogr.*, **13**, 1093–1104.
- Hibler III, W.D., 1979. A dynamic thermodynamic sea ice model. *J. Phys. Oceanogr.*, **9**, 815–846.
- Hide, R., Boggs, D.H., Dickey, J.O., Dong, D., Gross, R.S. & Jackson, A., 1996. Topographic core-mantle coupling and polar motion on decadal time-scales. *Geophys. J. Int.*, **125**, 599–607.
- Hinderer, J., Legros, H., Gire, C. & Le Mouél, J.-L., 1987. Geomagnetic secular variation, core motions and implications for the earth's wobble. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **49**, 121–132.
- Hinderer, J., Legros, H., Jault, D. & Le Mouél, J.-L., 1990. Core-mantle topographic torque: a spherical harmonic approach and implications for the excitation of the earth's rotation by core motions. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **59**, 329–341.
- Holme, R., 1998a. Electromagnetic core-mantle coupling – I. Explaining decadal changes in the length of day. *Geophys. J. Int.*, **132**, 167–180.
- Holme, R., 1998b. Electromagnetic core-mantle coupling – II. Probing deep mantle conductance. The Core-Mantle Boundary Region. *J. Geodyn.*, **28** Copyright 1998 by the AGU.
- Höpfner, J., 1996. Polar motion at seasonal frequencies. *J. Geodyn.*, **22**, 51–61.
- Höpfner, J., 1998. Seasonal variations in length of day and atmospheric angular momentum. *Geophys. J. Int.*, **135**, 407–437.
- Huang, J., Van den Dool, H.M. & Georgakakos, K.P., 1996. Analysis of model-calculated soil moisture over the United States (1931–1993) and applications to long-range temperature forecasts. *J. Climate*, **9**, 1350–1362.
- Hughes, C.W., Wunsch, C. & Zlotnicki, V., 2000. Satellite peers through the oceans from space. *EOS*, **81**, No. 7, Feb. 15, 2000, pp. 68.
- Hulot, G., Le Huy, M. & Le Mouél, J.-L., 1996. Influence of core flows on the decade variations of polar motion. *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, **82**, 35–67.
- IERS, 1997. *IERS Annual Report*. Central Bureau of IERS, Observatoire de Paris.
- Ilk, K.-H., 1983. Ein Beitrag zur Dynamik ausgedehnter Körper – Gravitationswechselwirkung–. *Dt. Geod. Komm., Reihe C*, **288**.
- Jackson, A., Bloxham, J. & Gubbins, D., 1993. Time-dependent flow at the core surface and conservation of angular momentum in the coupled core-mantle system. In: Le Mouél, J.-L., Smylie, D.E. & Herring, T.: *Dynamics of Earth's Deep Interior and Earth Rotation*, *Geophysical Monograph*, IUGG Volume **12**, Published by IUGG and AGU.
- Jault, D., Gire, C. & Le Mouél, J.-L., 1988. Westward drift, core motions and exchanges of angular momentum between core and mantle. *Nature*, **333**, 353–356.
- Jault, D. & Le Mouél, J.-L., 1989. The topographic torque associated with a tangentially geostrophic motion at the core surface and inferences on the flow inside the core. *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, **48**, 273–296.
- Jochmann, H., 1981. Die Analyse der Polbewegung mit Hilfe meteorologischer Erregerfunktionen. *Veröff. ZIPE Potsdam*, **67**, pp. 91.
- Jochmann, H., 1987. An interpretation of variations of the vector of rotation. In: *Rotating Earth, Winter Seminar on Geodynamics '87*, Geodetic and Geophysical Research of the Hungarian Academy of Sciences, Sopron 1987.

- Jochmann, H., 1987. The detection of global sea level changes by inverse solution of the equations of variations of the vector of rotation. *Gerlands Beitr. Geophys.*, **96**, 3/4, 222–229.
- Jochmann, H., 1988. Die Interpretation geophysikalischer Erregungen von Polbewegung und Rotationsschwankung. *Vermessung, Photogrammetrie, Kulturtechnik*, **3**, 87–96.
- Jochmann, H., 1988. Interpretation of variations of the earth's vector of rotation using inverse solution. *Z. für Analysis und ihre Anwendungen*, **7 (6)** 518–529.
- Jochmann, H., 1989. Motion of the earth's inner core and related variations of polar motion and the rotational velocity. *Astron. Nachr.*, **310**, 435–442.
- Jochmann, H., 1993. Die modifizierte Fourier-Analyse einer zweidimensionalen Bewegung. *Z. für Vermessungswesen (ZfV)* **118**, 6–10.
- Jochmann, H. & Greiner-Mai, H., 1996. Climate variations and the earth's rotation. *J. Geodyn.*, **21**, 161–176.
- Jochmann, H., 1999. The influence of continental water storage on the annual wobble of polar motion, estimated by inverse solution. *J. Geodyn.*, **27**, 147–160.
- Jochmann, H. & Felsmann, E., 2001. Evidence and cause of climate cycles in polar motion. *J. Geodesy.*, **74**, 711–719.
- Johnson, T.J., 1998. The Role of the Ocean in the Planetary Angular Momentum Budget. Ph.D. Dissertation, University of Texas at Austin, pp. 134.
- Johnson, T.J., Wilson, C.R. & Chao, B.F., 2001. Non-tidal oceanic contributions to gravity field changes: predictions of the POCM. *J. Geophys. Res.*, **106**, B6, 11.315–11.334.
- Jones, P.D., 1988. Hemisphere surface temperature variations: recent trends and update to 1987. *J. Climate*, **1**, 654–660.
- Kalnay, E. et mult. al., 1996. The NCEP/NCAR 40-year reanalysis project. *Bull. Amer. Meteorol. Soc.*, **77**, 437–471.
- Kautzleben, H., 1965. Kugelfunktionen. *Geomagnetismus und Aeronomie*, Band 1, Ergänzungsband. Teubner Verlagsgesellschaft, Leipzig.
- Kikuchi, N., 1977. Polar wobble excitation expected from the world precipitation. *J. Geod. Soc. Japan* **23**, 110–118.
- King, N.E. & Agnew, D.C., 1991. How large is the retrograde annual wobble?'. *Geophys. Res. Lett.* **18**, 1735–1738.
- Knauss, J.A., 1978. Introduction to physical oceanography. Englewood Cliffs, NJ: Prentice Hall, pp. 319–321.
- Knickmeyer, E.H., 1984. Eine approximative Lösung der allgemeinen Geodätischen Randwertaufgabe durch Reihenentwicklungen nach Kugelfunktionen. *Veröff. Dt. Geod. Komm., Reihe C*, **304**.
- Knoch, H., 1930. *Klima und Klimaschwankungen*. Quell u. Meyer, Leipzig.
- Kuehne, J. & Wilson, C.R., 1991. Terrestrial water storage and polar motion. *J. Geophys. Res.*, **96**, B3, 4337–4345.
- Lambeck, K., 1980. *The earth's variable rotation*. Cambridge University Press, Cambridge.
- Lambeck, K., 1988. *Geophysical Geodesy*. Oxford University Press, Oxford.
- Levitus, S., 1982. Climatological atlas of the world ocean. NOAA Professional Paper 13, U.S. Department of Commerce.
- Levitus, S. & Boyer, T.P., 1994. World Ocean. Atlas 1994, **4**: Temperature. NOAA Atlas, NESDIS, **4**, p. 129.
- Liao, D.C. & Greiner-Mai, H., 1999. Construction of a Δ LOD series in monthly interval (1900–1997.5) and its comparison with other geophysical results. *J. Geodesy*, **73**, 466–477.
- Mathews, B.M., Buffett, B.A., Herring, T.A. & Shapiro, I.I., 1991. Forced nutations of the Earth: influence of inner core dynamics. 1. Theory. *J. Geophys. Res.*, **B96**, 8219–8242.

- Mikolajski, H.-W., 1989a. Wigner 3j Symbole, berechnet mittels Ganzzahlarithmetik. Technical Report, **8**, Inst. f. Geodäsie, Univ. Stuttgart.
- Mikolajski, H.-W. & Braun, P., 1989b. Dokumentation der Programme zur Multiplikation nach Kugelfunktionen entwickelter Felder. Technical Report, **9**, Inst. f. Geodäsie, Univ. Stuttgart.
- Mintz, Y. & Serafini, Y.V., 1992. A global monthly climatology of soil moisture and water balance. *Climate Dynamics*, **8**, 13–27.
- Minster, J.F., Cazenave, A., Serafini, Y.V., Mecer, F., Gennero, M.C. & Rogel, P., 1999. Annual cycle in mean sea level from Topex-Poseidon and ERS-1: inference on the hydrological cycle. *Global & Planetary Change* **20**, 57–66.
- Munk, W.H. & McDonald, G.J.F., 1960. *The rotation of the Earth*. Cambridge University Press, Cambridge.
- Ponte, R.M., Stammer, D. & Marshall J., 1998. Oceanic signals in observed motions of the Earth's pole of rotation. *Nature*, **391**, 476–479.
- Ponte, R.M. 1999. A preliminary model study of the large-scale seasonal cycle in bottom pressure over the global ocean. *J. Geophys. Res.* **104**, C1, 1289–1300.
- Ponte, R.M. & Stammer, D., 1999. Role of ocean currents and bottom pressure variability on seasonal polar motion. *J. Geophys. Res.*, **104**, 23.393–23.409.
- Reigber, Ch., Lühr, H., Kang, Z. & Schwintzer, P., 1997. The CHAMP mission and its role in observing temporal variations of the geopotential fields. Supplement to EOS Transactions of the American Geophysical Union, **78(46)**, F163.
- Reigber, Ch., Lühr, H. & Schwintzer, P., 2000. Status of the CHAMP mission. In: Towards an integrated global geodetic observing system (IGGOS), R. Rummel, H. Drewes, W. Bosch, H. Hornik eds., IAG Symp. 120, Springer-Verlag, pp. 63–65.
- Rochester, M.G., 1960. Geomagnetic westward drift and irregularities in the Earth's rotation. *Phil. Trans. R. Soc. London*, **A252**, 531–555.
- Roeckner, E., Arpe, K., Bengtsson, L., Brinkop, S., Dümenil, L., Esch, M., Kirk, E., Lunkeit, F., Ponater, M., Rockel, B., Sausen, R., Schlese, U., Schubert, S. & Windelband, M., 1992. Simulation of the present-day climate with the ECHAM model: impact of the model physics and resolution. Report, **93**, Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg.
- Roedel, W., 1992. Physik unserer Umwelt. Die Atmosphäre. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, London, Paris, Tokyo, Hong Kong, Barcelona, Budapest.
- Rummel, R., Müller, J., Oberndorfer, H. & Sneeuw, N., 2000. Satellite gravity gradiometry with GOCE. In: Towards an integrated global geodetic observing system (IGGOS), R. Rummel, H. Drewes, W. Bosch, H. Hornik eds., IAG Symp. 120, Springer-Verlag, pp. 66–72.
- Salstein, D.A. & Rosen, R.D., 1997. Global momentum and energy signals from reanalysis systems. Preprints, 7th Conf. on Climate Variations, American Meteorological Society, Boston, MA, 344–348.
- Scharnow, U., Birr, H.-D., Hupfer, P., Gellert, J.F. & Sager, G., 1978. Grundlagen der Ozeanologie. VEB Verlag für Verkehrswesen.
- Semtner, A.J. & Chervin, R.M., 1992. Ocean circulation from a global eddy-resolving model. *J. Geophys. Res.* **97**, C4, 5493–5550.
- Schmutzer, E., 1978. Investigation on the influence of the global magnetic field of the earth on the motion of the solid core (declination, westward drift, northward drift etc.). *Gerlands Beitr. Geophys.*, **87**, 455–468.
- Schönwiese, G.D., 1979. *Klimaschwankungen*. Springer, Berlin, Heidelberg, New York.
- Schwintzer, P., Reigber, Ch., Bode, A., Kang, Z., Zhu, S.Y., Massmann, F.H., Raimondo, J.C., Biancale, R., Balmino, G., Lemoine, J.M., Moynot, B., Marty, J.C., Barlier, F. & Boudon,

- Y., 1997. Long-wavelength global gravity field models: GRIM4-S4, GRIM4-C4. *J. Geodesy*, **71**, 189–208.
- Shankland, T.J., Peyronneau, J. & Poirier, J.-P., 1993. Electrical conductivity of the Earth's lower mantle. *Nature*, **366**, 453–455.
- Smylie, D.E., Szeto, A.K.M. & Rochester, M.G., 1984. The dynamics of the earth's inner and outer cores. *Rep. Prog. Phys.*, **47**, 855–906.
- Stammer, D., Tokmakian, R., Sementner, A. & Wunsch, C., 1996. How well does $1/4^\circ$ global circulation model simulate large scale oceanic circulations? *J. Geophys. Res.*, **101**, 25779–25811.
- Stix, M. & Roberts, P.H., 1984. Time-dependent electromagnetic core-mantle coupling. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **36**, 49–60.
- Tapley, B.D., 1997. The gravity recovery and climate experiment (GRACE). Supplement to EOS Transactions of the American Geophysical Union, **78(46)**, F163.
- Tapley, B.D. & Reigber, Ch., 2000. The GRACE Mission: Status and Future Plans. Suppl. to EOS Transactions of the American Geophysical Union, **81**, No. 48, pp. F307.
- Thomas, M. & Sündermann, J., 1998. Zur simultanen Modellierung von allgemeiner Zirkulation und Gezeiten im Ozean und Auswirkungen auf bestimmte Erdrotationsparameter. In: Freeden W. (Ed.), *Progress in Geodetic Science*, Aachen, pp. 144–151.
- Thomas, M. & Sündermann, J., 1999. Zur simultanen Modellierung von allgemeiner Zirkulation und Gezeiten im Ozean und Auswirkungen auf bestimmte Erdrotationsparameter. *Mitt. des Bundesamtes für Kartographie und Geodäsie*, **5**, 10–16.
- Thomas, M. & Sündermann, J., 2000. Numerical simulations of ocean induced variations of Earth's rotation. In: M. Soffel & N. Capitaine (eds.), *Proceedings Journées 1999 & IX. Lohrmann-Kolloquium*, pp. 167–169.
- Torge, W., 1980. *Geodesy*. Berlin, New York: de Gruyter.
- Vose, R.S., Schmoyer, R.L., Steurer, P.M., Peterson, T.C., Heim, R., Karl, T.R. & Eischeid, J.K., 1992. The global historical climatology network: Long-term monthly temperature, precipitation, sea-level pressure, and station data. *Environmental Sciences Division Publication*, **3912**.
- Wahr, J.M., 1982. The effects of the atmosphere and oceans on the Earth's wobble – I. Theory. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **70**, 349–372.
- Wahr, J.M., 1983. The effects of the atmosphere and oceans on the Earth's wobble and on the seasonal variations in the length of day – II. Results. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **74**, 451–487.
- Wahr, J.M., Molenaar, M. & Bryan, F., 1998. Time variability of the Earth's gravity field: Hydrological and oceanic effects and their possible detection using GRACE. *J. Geophys. Res.* **103**, B12, 30205–30229.
- Willmot, C.J. & Rowe, C.M., 1985. Climatology of the terrestrial seasonal water cycle. *J. Climatology*, **5**, 589–606.
- Wünsch, J., 1999. Oceanic influence on the seasonal polar motion. *Sci. Techn. Rep.*, GFZ Potsdam, **STR 99/10**.
- Wünsch, J., 2000. Oceanic influence on the annual polar motion. *J. Geodyn.*, **30**, 389–399.
- Wünsch, J., Thomas, M. & Gruber, T., 2001. Simulation of oceanic bottom pressure for gravity space missions. eingereichtes Manuskript.
- Xu, S. & Szeto, A.M.K., 1996. Gravitational coupling within the Earth: comparison and reconciliation. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **97**, 95–107.
- Xu, S., Crossley, D. & Szeto, A.M.K., 1999. Variations in the length of day and inner core differential rotation from gravitational coupling. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **116**, 95–110.