Entwicklung neuer statistischer Analysemethoden für Zeitreihen mariner, stabiler Isotopen: die Evolution des globalen Plio-/Pleistozänen Klimas

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Christian-Albrechts-Universität
zu Kiel
vorgelegt von

Manfred Mudelsee

Kiel
1995

Referent/in: .....

Korreferent/in: .....

Tag der mündlichen Prüfung: .....

Zum Druck genehmigt: Kiel, den .....

Der Dekan

Zusammenfassung

Zur Quantifizierung der globalen Plio-/Pleistozänen Klimaevolution werden 4 unterschiedliche Methoden der Zeitreihenanalyse entwickelt, verbessert bzw. getestet und auf 14 Klimazeitreihen (8 benthische $\delta^{18}O$-, 1 planktische $\delta^{18}O$-, 3 benthische $\delta^{13}C$-, 1 Staubfluß- und 1 U_K^{37}-Temperaturindex-Zeitreihe) angewendet.

● Die neu entwickelte Rechteckfenster-Methode bewährt sich, um den grundsätzlichen Klimazeitverlauf (Mittelwert und Standardabweichung), insbesondere Klimaübergänge, quantitativ zu schätzen. Unter der optimalen Fensterbreite wird der Abstand gemessener Verlauf - theoretischer Verlauf minimal, und die Übergänge lassen sich bestmöglich erkennen. Danach wird durch Simulationsrechnungen die optimale Hypothese (Übergangszeitpunkt, Übergangsdauer und Amplitude) bestimmt. Durch die Methode wird die "Mid-Pleistocene Climate Transition", die abrupte Zunahme des mittleren $\delta^{18}O$-Wertes hin zum späten Pleistozän, abgeschätzt: Übergangszeitpunkt = 922 ± 12 ka, Übergangsdauer = 40 ± 9 ka, Amplitude = 0.29 ± 0.05 ‰ vs. PDB. Der spätpliozäne Aufbau der Nordhemisphären-Eismasse äußert sich in einem Übergang (Zeitpunkt = 3043 ± 24 ka, Dauer = 1143 ± 23 ka, Amplitude = 0.59 ± 0.01 ‰ vs. PDB), also einer $\delta^{18}O$-Zunahme, die mit $T \approx 3615$ ka früher startet als bisher angenommen, und die global gut übereinstimmt. Der Plio-/Pleistozäne $\delta^{13}C$-Verlauf zeigt global ein schematisch übereinstimmendes Verhalten. Die Standardabweichung weist für alle untersuchten Zeitreihen eine generelle Zunahme seit dem Pliozän auf, der Phasen erhöhter Schwankungsstärke um $T \approx 2400$ - 2700 ka (deutliche Erhöhung) und um $T \approx 1400$ ka (geringe Erhöhung) überlagert sind.

● Mit dem Programm von Schulz (1994) zur evolutionären Spektralanalyse nichtäquidistanter Zeitreihen werden die Zeitverläufe der 100 ka- und 41 ka-Varianz untersucht. Auf ungetunten Pliozänen Zeitskalen läßt sich der Präzessionszyklus nicht nachweisen. Ein abrupter Übergang zur spätpleistozänen 100 ka-Dominanz findet für 600 ka $< T <$ 650 ka statt. Der Anteil dieser Periode an der Gesamtvarianz beträgt für jüngere Zeiten 40 - 50 %. Erhöhte 100 ka-Varianz wird auch für $T \approx 3000$ ka gefunden, sonst ist der Varianzanteil $\approx$ 10 %. Die 41 ka-Varianz ist generell niedriger, erhöhte Werte zeigen die Zeitbereiche $T \approx 1400$ ka und $T \approx 2500$ ka.

● Die Anzahl signifikanter Variablen (Dimension) des globalen Plio-/Pleistozänen Klimasystems wird durch einen verbesserten Grassberger-Procaccia-Algorithmus geschätzt. Durch die eingefügte nichtlineare Regression wird auch für Zeitreihen relativ weniger Punkte eine systematische Fehlschätzung der Dimension verhindert. Trotzdem sind die Datenanzahlen der untersuchten Zeitreihen zu gering, um eine endliche Dimension festzustellen; es kann einzig angegeben werden, daß $> \approx 5$ Klimavariablen signifikant einwirken. Die Möglichkeiten, aus dieser Hauptschwierigkeit herauszukommen, werden für Paläoklimazeitreihen als chancenlos beurteilt.

● Für die Kernschätzung der Wahrscheinlichkeitsdichte der $\delta^{18}O$-Werte wird ein verbesserter Signifikanztest auf die Gipfelanzahl der Dichtefunktion entwickelt. Um den Zeitverlauf zu messen, wird ein gleitendes Rechteckfenster eingesetzt. Die geeignete Fensterbreite ist durch eine konstante, für den Test ausreichend hohe Datenanzahl (200) im Fenster festgelegt. Für 700 ka $< T <$ 800 ka wird ein Bifurkationsverhalten nachgewiesen, d. h. ein abrupter Übergang zu einer spätpleistozänen Dichte, die durch zwei deutlich getrennte Gipfel charakterisiert ist. Zurück bis $T \approx$ 1350 - 1500 ka liegt für das frühe Pleistozän eine breite Dichtefunktion mit mehreren, allerdings nur schwach getrennten Gipfeln vor. Für das Pliozän wird eine schlanke, unimodale Dichte gefunden.

● Diese Arbeit bestätigt die Bedeutung des spätpliozänen (3615 ka - 2472 ka) Aufbaus der Nordhemisphären-Eismasse für die globale Klimaentwicklung, der von einer global übereinstimmenden Temperaturabsenkung begleitet wird. Die Eismassen können geographisch südwärts in Erdschiefe-sensitive Breiten gewachsen sein, so daß am Ende das gesamte Klimasystem empfindlicher für diesen Antrieb wird (erhöhte 41 ka-Varianz und Standardabweichung). Ein ähnliches Zeitintervall erhöhter Schwankungen sowie einer Verbreiterung der $\delta^{18}O$-Dichtefunktion, geologisch nicht gedeutet, liegt um $T \approx 1400$ ka. Der Übergang zu den spätpleistozänen Eiszeiten äußert sich in abrupten Übergängen des mittleren $\delta^{18}O$-Wertes, der 100 ka-Periode sowie in einem Bifurkationsverhalten. Die signifikant unterschiedlichen Zeiten dieser Ereignisse weisen auf ein komplexes Phänomen hin.

Abstract

The evolution of global Plio-/Pleistocene climate is quantified using 4 new methods of time series analysis. These methods are applied to 14 climate time series (8 benthic $\delta^{18}O$, 1 planktic $\delta^{18}O$, 3 benthic $\delta^{13}C$, 1 dust flux, and 1 U_K^{37} temperature index time series).

- The new running rectangular window method is suitable for quantifying climate evolution (mean and standard deviation), especially climate transitions. The optimum window width minimizes the difference between measured and theoretical behaviour, ideal for recognizing transitions. Simulation calculations identify the optimum hypothesis (transition time, duration, and amplitude). Using this method the "Mid-Pleistocene Climate Transition" (i. e. the abrupt increase of $\delta^{18}O$ at the beginning of Late Pleistocene) is estimated: transition time = 922 ± 12 ka, duration = 40 ± 9 ka, amplitude = 0.29 ± 0.05 ‰ vs. PDB. The Late Pliocene formation of northern hemisphere ice mass is documented by a transition (transition time = 3043 ± 24 ka, duration = 1143 ± 23 ka, amplitude = 0.59 ± 0.01 ‰ vs. PDB), hence the $\delta^{18}O$ increase started earlier (3615 ka) than assumed previously and shows a global concordance. The global Plio-/Pleistocene $\delta^{13}C$ behaviour agrees qualitatively. The standard deviation for all investigated time series shows a general increase since the Pliocene, with superimposed phases of enhanced fluctuations around $T \approx$ 2400 - 2700 ka (strongly enhanced) and $T \approx$ 1400 ka (weaker).
- The temporal behaviours of the 100 ka and 41 ka variance are investigated by evolutionary spectral analysis of unevenly spaced time series using the program of Schulz (1994). On untuned Pliocene timescales the precession cycle is not detectable. An abrupt transition towards Late Pleistocene dominance of the 100 ka cycle occurs at 600 ka $< T <$ 650 ka. In younger times, the proportion of variance for this cycle, is 40 - 50 % with respect to total variance. Enhanced 100 ka variance is also found for $T \approx$ 3000 ka, otherwise it is ≈ 10 %. The 41 ka variance is generally lower, with enhanced values at $T \approx$ 1400 ka and $T \approx$ 2500 ka.
- The number of significant variables (dimension) of the global Plio-/Pleistocene climate system is estimated by an improved Grassberger-Procaccia algorithm. A biased estimation of the dimension in the case of time series consisting of comparable few data points, is prevented by inserting a nonlinear regression. However, the number of points in the time series in this study is too low for calculating a dimension. The only reliable conclusion is that $> \approx 5$ climate variables are acting significantly. The possibility of overcoming this major problem seems insoluble in the case of paleoclimatic time series.
- For kernel estimation of $\delta^{18}O$ probability densities, an improved test of significance for the number of modes of the density function is developed. In order to measure the temporal course, a running rectangular window is used. The appropriate window width is determined by a constant, sufficiently high number of points (200). For 700 ka $< T <$ 800 ka a bifurcation behaviour is detected, i. e. an abrupt transition to a Late Pleistocene density function characterized by two distinct modes. Back to $T \approx$ 1350 - 1500 ka, Early Pleistocene shows a broad density function having certain modes that are, however, separated weakly. For Pliocene a slim, unimodal density function is determined.
- This thesis confirms the importance of Late Pliocene (3615 ka - 2572 ka) formation of northern hemisphere ice mass for global climate evolution. This glaciation was accompanied by a temperature decrease having global concordance. Geographically, the ice sheets may have grown southward towards latidudes sensitive to the earth's obliquity. Eventually the whole climate system may has become more sensitive to this kind of forcing (enhanced 41 ka variance and standard deviation). A similar interval of enhanced fluctuations as well as a broadened $\delta^{18}O$ density existed around $T \approx$ 1400 ka. The change towards Late Pleistocene ice ages consists of abrupt transitions in both mean $\delta^{18}O$ and 100 ka strength, as well as bifurcation behaviour. The transition times of these events differ significantly and point to a complex phenomenon.

Vorwort

In dieser Arbeit stellt ein Physiker einen quantitativen und methodischen Ansatz vor, um die Plio-/Pleistozäne Klimaevolution genauer zu verstehen. Geologische Deutungen existieren darin, bilden jedoch nicht den Schwerpunkt. Obwohl ich gemerkt habe, wie viel Raum für Interpretationen bleibt und wie wichtig der "bon sens" ist, bin ich von dem Potential der statistischen Geologie überzeugt. Das "Entwicklung neuer ..." im Titel mag für die in Kapitel III präsentierte Methode gelten, es ist in Bezug auf die anderen drei Methoden etwas hochtrabend, da diese ihre Grundlage in fremden Arbeiten (Ferraz-Mello 1981; Grassberger und Procaccia 1983a, b; Schulz 1994; Silverman 1981, 1986) haben. Es sollte hervorgehen, daß die entwickelte Methodik auch auf Klimazeitreihen ganz unterschiedlicher Zeitskalen, und überhaupt auf Zeitreihen anwendbar ist, die die Dynamik eines bestimmten Systems dokumentieren. Es ist die Absicht, dadurch der heutzutagigen Zersplitterung in getrennte Teilwissenschaften etwas entgegenzusetzen.

Hinweise zur Benutzung: Es wird ein Dezimalpunkt statt eines -kommas geschrieben. Es wird das SI-Einheitensystem verwendet. Wenn sich lediglich auf eine konkrete Stelle in einer Referenz bezogen wird, werden zusätzlich im Text die Seitenzahlen zitiert. Um zitierte Arbeiten der beiden Autoren A.L. Berger und W.H. Berger unterscheiden zu können, werden auch im Text die Akronyme ihrer Vornamen angegeben.

Zum Schluß mein ganz herzlicher Dank an meinen Betreuer, Prof. K. Stattegger, für seine ermutigende Kritik und die überlassene Freiheit; ebenso danke ich meinem Zweitbetreuer, Prof. M. Sarnthein, für seine kritische, konstruktive Unterstützung und den Kontakt zu seiner Arbeitsgruppe. Schließlich hat mir Dipl.-Geol. M. Schulz durch seine beharrliche, unermüdliche Kritik sehr geholfen.

Für überlassenes Datenmaterial danke ich Prof. W.H. Berger und M.K. Yasuda, Ph.D. (beide Scripps, La Jolla, USA); Dipl.-Geol. G. Haug; D.W. Oppo, Ph.D. (WHOI, Woods Hole, USA); M. Raymo, Ph.D. (MIT, Cambridge, USA) und Dr. R. Tiedemann (GEOMAR).

An dieser Stelle danke ich auch folgenden Menschen, durch die ich in diesen dreieinhalb Jahren gelernt habe. In Geologie neben den anfangs genannten: Prof. H.-U. Schmincke (GEOMAR), Prof. P. Stoffers, Dr. M.H. Trauth sowie den anderen Lehrenden und Lernenden des Graduiertenkollegs "Dynamik globaler Kreisläufe im System Erde"; in Physik Prof. P. Grootes und in Philosophie Prof. H.-J. Waschkies. Dank auch an das Geologisch-Paläontologische Institut für die Aufnahme, an die DFG für die Förderung innerhalb des Graduiertenkollegs und an Dr. J. O'Connor für die Hilfe bei der Erstellung der englischen Zusammenfassung.

Zuletzt gebe ich meine Adresse mit, in der Hoffnung, daß diese Arbeit — außer Staub anzusetzen — auch zu Fragen, Kritik, Kommentaren, oder Ideen, die vorgestellten Methoden selbst anzuwenden, Anlaß gibt.

Kiel, Oktober 1995

Manfred Mudelsee
Geologisch-Paläontologisches Institut und Museum
Christian-Albrechts-Universität zu Kiel
Olshausenstr. 40-60
D-24118 Kiel
Bundesrepublik Deutschland
Tel.: +49 - 431 - 880 2867, Fax: +49 - 431 - 880 4376, E-Mail: mam@zaphod.gpi.uni-kiel.de

Inhalt

Kapitel I **Einleitung: Plio-/Pleistozänes Paläoklima und Zeitreihenanalyse** 1

Kapitel II **Datengrundlage und Strategie** 6

II.1 Sauerstoffisotopenverhältnisse: Eisvolumen und Ozeantemperatur 6

II.2 Kohlenstoffisotopenverhältnisse benthischer Foraminiferen: ozeanische Tiefenwasserzirkulation und Biomasse 7

II.3 Staub-Akkumulationsrate, U_K^{37}-Temperaturindex 7

II.4 Datierung 10

II.5 Konkrete Zielsetzungen dieser Arbeit, Strategie 11

Kapitel III **Zeitverlauf von Mittelwert und Standardabweichung: Rechteckfenster-Methode** 16

III.1 Einleitung: Motivation, Kenntnisstand 16

III.2 Rechteckfenster-Methode: Prinzip, optimale Fensterbreite, Hypothesetests 16

III.3 Tests an synthetischen Zeitreihen, konkrete Vorgehensweise 21

III.4 Anwendung auf die experimentellen Zeitreihen 26

III.5 Klassifizierung der Befunde 29

III.6 Diskussion der Ergebnisse: globale Klimaphänomene; Vergleich mit bisherigen Ergebnissen 42

III.7 Zusammenfassung und Schlußfolgerungen 45

Kapitel IV **Evolutionäre Spektralanalyse** 48

IV.1 Einleitung: Motivation, Kenntnisstand 48

IV.2 Harmonische Analyse 50

IV.3 Evolutionäre Spektren des 100 ka- und 41 ka-Zyklus 53

IV.4 100 ka- und 41 ka-Zyklus: zeitliche Abhängigkeit der Varianzanteile an der Gesamtvarianz 57

IV.5 Zusammenfassung; Schlußfolgerungen über die Entwicklung des Plio-/Pleistozänen Klimas: 100 ka- und 41 ka-Zyklus 60

Kapitel V **Anzahl signifikanter Klimavariablen: Grassberger-Procaccia-Algorithmus** 64

V.1 Einleitung: Motivation, Kenntnisstand 64

V.2 Datenauswahl, Interpolation, Autokorrelation 65

V.3 Grassberger-Procaccia-Algorithmus 67

V.4 Ergebnisse 72

V.5 Zusammenfassung und Schlußfolgerungen 72

Kapitel VI Kernschätzung von Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen ... 76

VI.1 Einleitung: Motivation, Kenntnisstand 76

VI.2 Methode: Normalverteilungskernschätzung; Signifikanztest (Anzahl der Gipfel); gleitendes Rechteckfenster 76

VI.3 Tests an synthetischen Modal-Übergängen 79

VI.4 Ergebnisse 82

VI.5 Zusammenfassung; Schlußfolgerungen für die Entwicklung des Plio-/Pleistozänen Klimas 87

Kapitel VII Schlußfolgerungen ... 89

Anhang ... 94

A.1 Simulationsrechnungen zur Bestimmung der optimalen Fensterbreite (zu Kapitel III) 94

A.2 Bestimmung optimaler Hypothesen über Übergänge im Zeitverlauf von Mittelwert und Standardabweichung (zu Kapitel III) 96

A.3 Zeitverläufe von Mittelwert und Standardabweichung der Klimavariablen: Einzelergebnisse 99

A.4 Kernschätzung von Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen: Details zur Berechnung; Simulation der hypothetischen Dichten (zu Kapitel VI) 137

A.5 Testrechnungen zur Kernschätzung an synthetischen Wahrscheinlichkeitsdichten (zu Kapitel VI) 139

Literatur ... 144

Kapitel I Einleitung: Plio-/Pleistozänes Paläoklima und Zeitreihenanalyse

"Global Change" und "Klimakatastrophe" sind mittlerweile zu allgemein gebrauchten Schlagworten geworden. Ohne jeden Zweifel hilft die Untersuchung der Klimaentwicklung in der geologischen Vergangenheit, des **Paläoklimas**, gegenwärtiges wie auch künftiges Klimageschehen verstehen und abschätzen zu können. Auch allgemein zeigt es sich, wie wichtig es angesichts der Bedrohung der natürlichen Lebensgrundlagen der menschlichen Art ist, natürliche, komplexe Systeme — wie das Klimasystem — in ihrer Gesamtheit, mit ihren internen Wechselwirkungen, zu erforschen. Diese Arbeit untersucht das globale **Plio-/Pleistozäne**, genauer, das Klima der letzten 6 Millionen Jahre in seiner zeitlichen Entwicklung. Daneben steht das methodische Ziel, die **Zeitreihenanalyse** selbst in ihrer Genauigkeit und Anwendungsmöglichkeit einzuschätzen und, wo möglich, zu verbessern.

Mit Abstand wichtigster Informationsträger für Plio-/Pleistozäne Klimazustände sind Tiefseesedimentkerne, deren stratigraphische Schichtung die zeitliche Klimaabfolge speichert. In hohen Breiten zum Beispiel gibt eistransportiertes Material in den Kernen Auskunft über die Verbreitung regional benachbarter Landeisdecken. Sauerstoffisotopenverhältnisse, gemessen an Foraminiferen-Kalkschalen, registrieren das kontinentale Eisvolumen und die Ozeantemperatur. Am gleichen Probenmaterial gemessene Kohlenstoffisotopenverhältnisse sind ein Maß für den CO_2-Austausch zwischen Ozean und Atmosphäre und charakterisieren mithin Wassermassen nach ihrer Herkunft sowie der Stärke der Durchlüftung.

Eisvolumen, ozeanische Oberflächentemperatur und ozeanische Strömungsverhältnisse sind wesentliche Klimavariablen des Plio-/Pleistozäns. Es wird angenommen, daß der Antarktische Eisschild vor ca. 14 Ma vollständig aufgebaut war (Kennett 1982, S. 734). Die weitreichenden Auswirkungen auf den meridionalen Wärmetransport oder die Tiefenwasserbildung fassen z. B. Seibold und Berger (1993) zusammen. Kontrovers diskutiert wird die dauerhafte Stabilität dieses Eisschildes wegen möglicher Hinweise für eine ostantarktische Abschmelzphase vor ca. 3 Ma (z. B.: Webb und Harwood 1991; Barrett *et al.* 1992; Marchant *et al.* 1993).

Im folgenden werden zunächst einige tektonische Ereignisse, später dann die Erdbahnparameterschwankungen als externe Klimasteuerungsprozesse vorgestellt, die im Rahmen der vorliegenden Untersuchung relevant sind (vgl. Abbildung 1).

Die Trennung der Atlantik-Mittelmeer-Verbindung ("Messinische Salinitätskrise") vor ca. 5.5 Ma (korrigiert[1]: 5.8 Ma) (Berggren und Haq 1976) oder 5.3 Ma (korrigiert: 5.7 Ma) (Kastens 1992) und die darauf folgende Schließung vor ca. 5.15 - 5.10 Ma (korrigiert: 5.49 - 5.44 Ma) (Müller und Hsü 1987), an der Grenze Miozän/Pliozän, sind in ihren Auswirkungen auf die Nordatlantische Tiefenwasserproduktion und mithin auf das globale Klima noch nicht endgültig verstanden (z. B. Hodell *et al.* 1986; Jansen *et al.* 1990). Hodell *et al.*

[1] Zu den Altersangaben: die meisten der älteren zitierten Arbeiten basieren in ihrer Alterszuordnung auf den — inzwischen veralteten — Zusammenstellungen zur Plio-/Pleistozänen Magnet-/Biostratigraphie von Mankinen und Dalrymple (1979) oder Berggren *et al.* (1985). Die korrigierten und in Klammern angegebenen Werte beruhen auf einer aktualisierten Magnetstratigraphie (Tabelle 2).

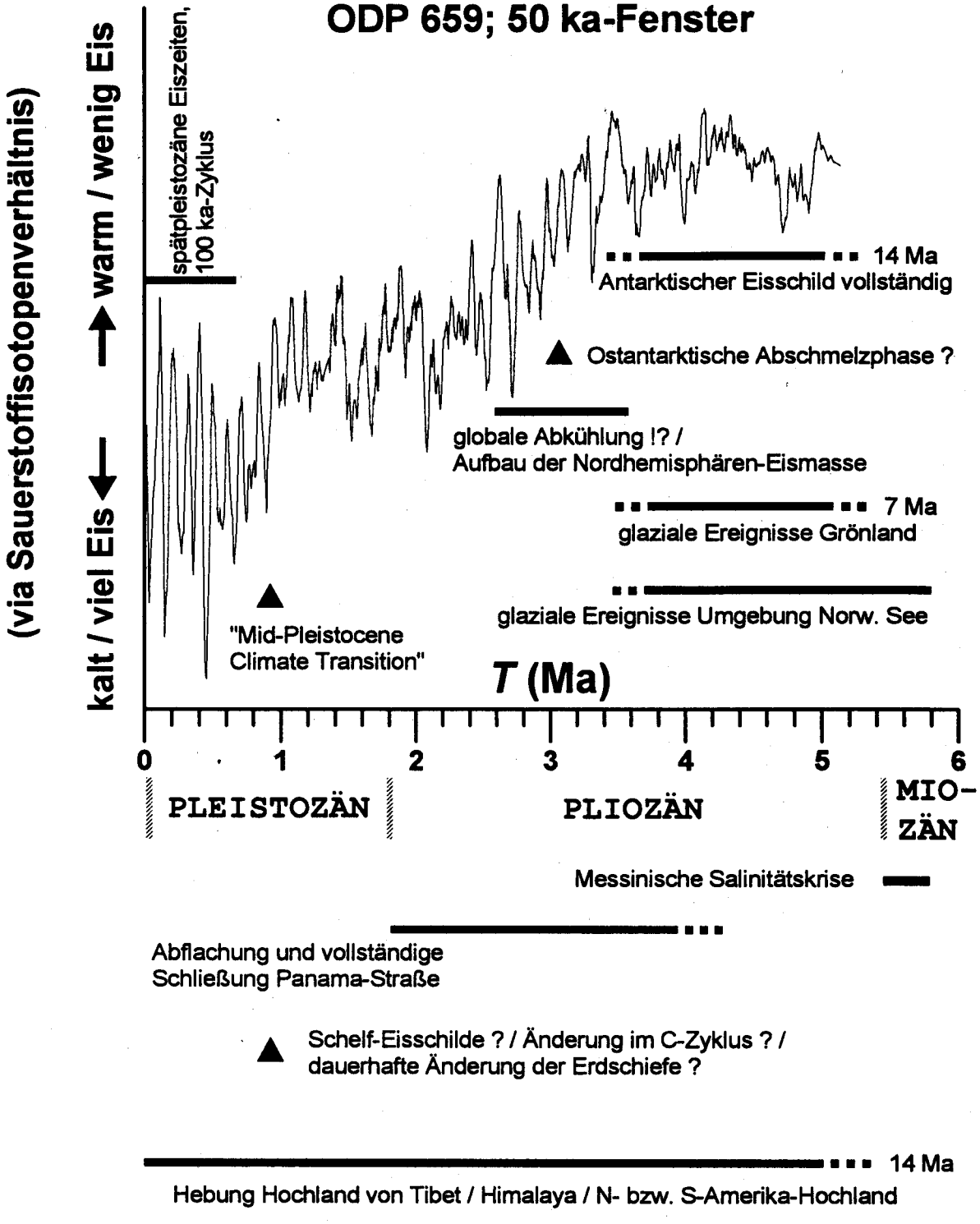


Abbildung 1: Plio-/Pleistozäner Klimaverlauf: Eisvolumen/Ozeantemperatur via Sauerstoffisotopenverhältnisse des Tiefseesedimentkernes ODP Site 659 (50 ka-Fenster) und tektonisch-geologische Rahmenbedingungen. Die Zeitskala (Tiedemann *et al.* 1994), ermittelt durch "orbital tuning", entspricht im wesentlichen der in dieser Arbeit verwendeten aktuellen Skala (Tabelle 2). Das Holozän [0; ≈ 10 ka] ist nicht markiert. Zu den einzelnen Zahlenangaben und entsprechenden Referenzen siehe Text.

(1986) stellen an mehreren Sedimentkernen aus dem Atlantik wie dem Pazifik eine Sauerstoffisotopen-Anomalie für den Zeitraum der Salinitätskrise fest. Keigwin (1987) korreliert die Evaporit-Ereignisse zu Beginn bzw. vor dem Ende der Messinischen Salinitätskrise mit 2 drastischen Vereisungsereignissen (entsprechend einem Fall des Meerespiegels um 60 m) anhand der Sauerstoffisotopenkurve eines Nordatlantischen Tiefseesedimentkernes.

Für die nördliche Hemisphäre gibt es Hinweise auf glaziale Zustände vor 7 Ma auf Grönland (Larsen *et al.* 1994) und 5.45 Ma (korrigiert: 5.79 Ma) in der Umgebung der Norwegischen See (Jansen *et al.* 1990). Der gesamte Nordhemisphären-Eisschild jedoch war erst vor ca. 2.5 Ma (korrigiert: 2.7 Ma) (Shackleton und Opdyke 1977) bis 2.4 Ma (korrigiert: 2.5 Ma) (Shackleton *et al.* 1984) aufgebaut. Seibold und Berger (1993, Kapitel 9.5.4) vermuten anhand des Datenmaterials von Shackleton und Opdyke (1977), daß sich zuvor eine globale Abkühlung mit einer Zeitdauer von ca. 1 Ma vollzogen hatte. Allerdings weist die Zusammenstellung von Dowsett *et al.* (1994) auf ein globales Wärmeintervall um 3 Ma (korrigiert: 3.15 Ma) hin. Dieses wäre zu der oben erwähnten möglichen Antarktischen Abschmelzphase kompatibel. Der Übergang von glazialen Ereignissen in der nördlichen Hemisphäre hin zu massiv ausgebildeten Eisdecken ist in seinem genauen Ablauf nicht vollständig geklärt: Sauerstoffisotopen-Ereignisse zwischen 3.2 und 2.4 Ma (korrigiert: 3.4 und 2.5 Ma) werden weniger mit Vereisungsereignissen der Nordhemisphäre als mit Abkühlungsvorgängen von Tiefenwassern oder Änderungen der lokalen Ozeanzirkulationsstruktur verknüpft (Prell 1984, 1985; Hodell *et al.* 1985; Keigwin 1986; Curry und Miller 1989). Raymo *et al.* (1992) schließen, daß die Nordatlantische Tiefenwasserproduktion ungefähr im Zeitraum von 3.1 bis 2.7 Ma (korrigiert: 3.3 bis 2.8 Ma) noch sehr dominierend war und, im Zuge der globalen Abkühlung, bei 2.4 Ma (korrigiert: 2.5 Ma) deutlich schwächer war, jedoch noch immer stärker als zu Zeiten spätpleistozäner Vereisungen. Sie heben außerdem die verstärkende Rolle der Nordatlantischen Tiefenwasserproduktion in Wechselwirkung mit der globalen Abkühlung und dem Aufbau der Nordhemisphären-Eismasse hervor. Keigwin (1982), aufgrund divergierenden Verhaltens zwischen untersuchten Sauerstoffisotopenverhältnissen aus der Karibik bzw. Pazifik seit 4 Ma (korrigiert: 4.35 Ma), betont die Abflachung der Panama-Straße, ungefähr vor 3.7 Ma (korrigiert: 3.95 Ma) und früher (Duque-Caro 1990), und deren endgültige Schließung, ungefähr vor 3.1 Ma (korrigiert: 3.35 Ma) (Duque-Caro 1990) oder später, 1.8 Ma (korrigiert: 1.9 Ma) (Keller *et al.* 1989), als kausal wirksam für das Anwachsen der Nordhemisphären-Eismasse. Andere Erklärungsversuche stellen eine unterschiedliche tektonische Ursache heraus: das Anheben des Tibetischen Hochlandes/Himalayas und des westlichen Teils des nord- oder auch des südamerikanischen Kontinents (Ruddiman *et al.* 1986; Raymo *et al.* 1988; Ruddiman und Raymo 1988; siehe die Übersichtsartikel von Ruddiman *et al.* 1989a; Molnar und England 1990; Raymo und Ruddiman 1992). Ruddiman und Kutzbach (1989) bekräftigen diese Hypothese anhand eines mathematischen Klimamodells — geschwächt wird sie jedoch von Coleman und Hodges (1995), die nachweisen, daß eine nennenswerte Anhebung bereits vor 14 Ma erreicht war.

Im weiteren Verlauf des Pleistozäns, gegen ca. 900 ka, vollzog sich eine — allem Anschein nach abrupte — markante Zunahme des mittleren Eisvolumens ("Mid-Pleistocene Climate Transition"), überleitend in den Zustand spätpleistozäner Eisvolumenschwankungen, den Eiszeiten im eigentlichen Sinn des Wortes. Seit ca. 700 ka dominiert eine Schwingung von ungefähr 100 ka Periodendauer. Neben dem Mittelwert charakterisieren den Zeitverlauf des Eisvolumens wesentlich die Standardabweichung sowie die Amplituden von Schwingungen bestimmter Periodendauern — neben der 100 ka-Periode sind an Sauerstoffisotopenkurven von Tiefseesedimentkernen Periodendauern von ca. 41 ka, 23 ka, und 19 ka festgestellt worden (Hays *et al.* 1976 als Pionier-Arbeit; z. B. Berger AL *et al.* 1991, Berger und Loutre 1992; Übersichtsartikel: Berger AL 1992). Entsprechende Periodendauern weisen die Schwankungen der Erdbahnparameter auf (vgl. Berger und Loutre 1991, 1992); es gibt allerdings keine reine 100 ka-Schwingung, sondern zwei benachbarte Periodendauern: 95 ka und 124 ka. Die theoretische Grundlage spätpleistozäner Eisvolumenschwankungen, die Milanković-Theorie,

ist mittlerweile breit anerkannt und bietet seit den frühen Arbeiten von z. B. Hays *et al.* (1976), Imbrie *et al.* (1984) viele Möglichkeiten, das Paläoklimageschehen entsprechender Zeitskalen zu verstehen und weiter zu untersuchen. Hinsichtlich der "Mid-Pleistocene Climate Transition" sind noch folgende weitergehende Fragen ungeklärt: (i) ob der Übergang im Mittelwert parallel begleitet wird von Übergängen in den Frequenzstärken oder ob, wie bereits oben für die 100 ka-Periode angedeutet, dazwischen eine bestimmte Zeitspanne liegt; (ii) eine verläßliche quantitative Abschätzung der Übergangsdauern. Zur Feststellung und Nachweis dieses Übergangs siehe Pisias und Moore Jr. (1981); Prell (1982); Pestiaux und Berger (1984); Ruddiman *et al.* (1989b); DeBlonde und Peltier (1991); Birchfield und Ghil (1993); Park und Maasch (1993); Berger und Jansen (1994) sowie Schulz (1994).

Die Frage nach der Übergangsdauer ist auch wichtig für Beschreibungen von Klimazustandsänderungen mit der Theorie Dynamischer Systeme. Ein eher abrupter Übergang wäre ein Indiz für stärkere nichtlineare Klimamechanismen, für einen möglichen Bifurkationspunkt (vgl. Maasch 1988; Maasch und Saltzman 1990; Saltzman 1990; Saltzman und Verbitsky 1994; Ghil 1994). Physikalisch-geologische Deutungen der "Mid-Pleistocene Climate Transition" geben Pisias und Moore Jr. (1981); Prell (1982); Ruddiman *et al.* (1989b) sowie Berger und Jansen (1994), alle dahingehend, daß sich tektonisch-geologische Rahmenbedingungen (z. B.: Heranbildung auf Schelfen lagernder Eisschilde; Kohlenstoffkreislauf/CO_2) so stark geändert hätten, daß die interne Antwort des Klimasystems auf die externe solare Einstrahlung in neue Lösungsbereiche übergegangen wäre. Zu erwähnen ist Bills (1994), der einen rein externen Einfluß — Klimaevolution weg von klimasensitiven Werten der Schiefe der Erdbahn — angibt.

An erfolgreichen Versuchen, die "Mid-Pleistocene Climate Transition" in einem mathematischen Klimamodell zu simulieren, seien DeBlonde und Peltier (1991); Matteucci (1991) sowie Saltzman und Maasch (1991) genannt; Ghil (1994) gibt an, daß die Modelle von sowohl Ghil und Le Treut (1981) bzw. Le Treut und Ghil (1983) als auch Källén *et al.* (1979), in der Anwendung, abrupte Übergänge produzieren würden. Anzumerken ist, daß der Zeitpunkt des Übergangs bei den einzelnen Modellen nicht immer bei 900 ka ist, sondern in der Größenordnung 100 - 200 ka darum liegt. Das Modell von Saltzman und Verbitsky (1993) kann neben der abrupten "Mid-Pleistocene Climate Transition" auch einen, ebenfalls relativ abrupten, Übergang zu größeren Eisvolumen bei ca. 2.5 Ma simulieren.

Die Milanković-Frequenzanteile zeitlich zurück bis in das frühe Pliozän/Miozän zu verfolgen, um die Bedeutung des Einflusses der Erdbahnparameterschwankungen auf das globale Klimasystem auch in diesem Zeitbereich zu untersuchen, ist eine weitere aktuelle Forschungsrichtung (Jansen *et al.* 1993; Tiedemann *et al.* 1994).

Der eben umrissene Plio-/Pleistozäne Klimaverlauf verdeutlicht die Notwendigkeit und die Bedeutung einer quantitativen, möglichst exakten **zeitlichen** Beschreibung, um verläßliche und weiterführende Deutungen über mögliche Ursachen, Zusammenhänge zu treffen. In gewissem Sinne stellen Klimamodelle eine in mathematische Form gegossene Hypothese über die Klimazusammenhänge dar. Gegenwärtig ist es jedoch noch nicht möglich, eindeutig ableitbare Zeitverläufe zu ermitteln, sondern es muß sich mit konsistenten Modellergebnissen begnügt werden (z. B. Saltzman 1990). Je besser, zeitlich genauer also die Vorgaben an mathematische Klimamodelle werden, um so weniger Spielraum steht diesen Modellen zu; vielleicht kann dadurch ein Schritt weg von der bloßen Anpassung der Modelle an die Daten unternommen werden. Neben einer aussagekräftigen, genauen Datenbasis sind deshalb präzise und zuverlässige **Methoden** der **Zeitreihenanalyse** von Bedeutung (vgl. z. B. Hasselmann 1976; Saltzman 1990), um detaillierte, quantitative Ergebnisse zu erzielen. Der erste inhaltliche Schwerpunkt dieser Arbeit befaßt sich deshalb mit Möglichkeiten, den zeitlichen Klimaverlauf quantitativ und

präzise zu erfassen (z. B. Übergangsdauern abzuschätzen).

Der zweite thematische Schwerpunkt behandelt deterministische/stochastische Anteile im Plio-/Pleistozänen Klimageschehen. Die Erdbahnparameterschwankungen wirken als deterministischer, für Plio-/Pleistozäne Zeiträume zuverlässig berechenbarer (Berger und Loutre 1992; Berger AL *et al.* 1992) Prozeß auf das Klimasystem ein. Offene Fragen betreffen die geologisch-physikalische Antwort des Klimasystems auf diesen Antrieb: wieviele Variablen auf die Eisvolumenveränderungen einwirken, wie groß der Anteil der Variabilität der Milanković-Frequenzen an der gesamten Klima-Variabilität ist, wie das zeitliche Verhalten dieses Anteils aussieht. Stochastische Klimamodelle gehen davon aus, daß eine große Anzahl von Einflußgrößen signifikant an dem Klimaverlauf beteiligt ist, die entsprechend dann durch Zufallsvariablen dargestellt werden (z. B. Hasselmann 1976; Mitchell Jr. 1976; Kominz und Pisias 1979; Benzi *et al.* 1982; Nicolis 1982; Matteucci 1989, 1991). Von großer Wichtigkeit für stochastische Klimamodelle ist die genaue Kenntnis der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der Klimavariablen (Hasselmann 1976; Nicolis 1982; Matteucci 1990), die auch Hinweise über Bifurkationsverhalten (s. o.) des Klimaverlaufs geben kann.

Im nächsten Kapitel wird die Datengrundlage dargestellt, auf Grund derer dann die genauere Strategie entworfen werden kann, mit welchen Methoden der Zeitreihenanalyse die beiden inhaltlichen Schwerpunkte bearbeitet werden können. Jeder Methode wird ein eigenes Kapitel gewidmet, in dem die Methode vorgestellt wird, etwaige Verbesserungen eingeführt werden und Testrechnungen an synthetischen Zeitreihen, mit definierten Eigenschaften, durchgeführt werden. Jedes Kapitel wird beschlossen mit der systematischen Anwendung der Methode auf einzelne paläoklimatische Zeitreihen, wobei sich fast ausschließlich auf Sauerstoffisotopen- und Kohlenstoffisotopenzeitreihen beschränkt wird. Neben die inhaltliche Absicht, Aufschluß und quantitative Information über den Plio-/Pleistozänen Klimaverlauf zu erhalten, tritt das Ziel, ebenfalls über die einzelnen Methoden zu lernen: welche Aussagen damit erzielt werden können, welche Grenzen ihnen eigen sind, welchen Nutzen sie bei der Bearbeitung von paläoklimatischen Fragestellungen bieten.

Kapitel II Datengrundlage und Strategie

Die zeitliche klimatische Entwicklung ist in der stratigraphischen Schichtung eines Tiefseesedimentkernes gespeichert. Das absolute Alter einzelner Tiefenabschnitte eines Kernes basiert letztlich (nach stratigraphischer Korrelation mit dokumentierten Bio- bzw. Magnet-Ereignissen und Interpolation) auf absoluten Datierungen. Die Alter-Tiefen-Zuordnung kann durch stärker schwankende Sedimentationsraten (im Extremfall: Hiaten) erschwert werden, dieser Einfluß kann jedoch quantitativ abgeschätzt und z. T. rückgerechnet werden (Schiffelbein und Dorman 1986); die zeitliche Auflösung wird durch Bioturbation begrenzt, aber auch dieser Einfluß kann quantitativ abgeschätzt und z. T. rückgerechnet werden (Berger und Heath 1968; Schiffelbein 1984, 1985; Bard *et al.* 1987; Trauth 1995). Die am Sedimentmaterial gemessenen spezifischen Variablen kennzeichnen Aspekte des Paläoklimas (Proxy-Variablen).

II. 1 Sauerstoffisotopenverhältnisse: Eisvolumen und Ozeantemperatur

Sauerstoffisotopenverhältnisse, gemessen an Kalkschalen von Foraminiferen, werden in Einheiten relativer Abweichung zu einer Standard-Kalkprobe (zumeist der PDB-Standard) angegeben (δ-Notation):

$$\delta^{18}O\ [‰\ \text{vs. PDB}] = [(^{18}O/^{16}O)_{Probe} - (^{18}O/^{16}O)_{PDB}]/(^{18}O/^{16}O)_{PDB} \times 1000.$$

Der mittlere, absolute Fehler der $\delta^{18}O$-Werte ist $\approx$ 0.07 ‰ (z. B. Shackleton 1977a). $\delta^{18}O$-Werte entsprechen in erster Linie dem Isotopenverhältnis des Meerwassers, in dem die Foraminiferen ihre Kalkschalen aufbauen, das seinerseits die Menge des kontinentalen Eises widerspiegelt (z. B. Shackleton 1967; Dansgaard und Tauber 1969). Diese Beziehung zwischen $\delta^{18}O$-Wert und Eisvolumen ist allerdings nicht linear (Mix und Ruddiman 1984). Als zweites geht in den $\delta^{18}O$-Wert die Wassertemperatur ein. Je nach Wassermasse (geographische Breite, Oberflächenwasser (planktische Foraminiferen) bzw. Tiefenwasser (benthische Foraminiferen)), in der die Kalkschalen gebildet werden, lassen sich unterschiedliche Anteile von Eiseffekt/Temperatureffekt am $\delta^{18}O$-Verhältnis geologisch-argumentativ erklären (siehe z. B. Shackleton 1967; Labeyrie *et al.* 1987; Mix 1987, 1992; Jansen *et al.* 1990; Berger und Jansen 1994). Auch sollte das Anteilsverhältnis Eiseffekt/Temperatureffekt von dem absoluten Betrag des als Festlandeis gebundenen Wassers abhängig sein und deshalb vor dem Aufbau des Nordhemisphären-Eisschildes geringer gewesen sein, der Eiseffekt also weniger dominiert haben (siehe z. B. Seibold 1991, S. 354). Aufgrund der starken Korrelation von Eisvolumen und Ozeantemperatur (hohe $\delta^{18}O$-Werte entsprechen einem großen Eisvolumen/niedriger Wassertemperatur, deshalb strenggenommen eine Anti-Korrelation) und der im Vergleich zu den Probenabständen (vgl. Tabelle 1a) geringen Zeit für die Ozeandurchmischung ($< \approx$ 2100 Jahre, Broecker *et al.* 1988) hat sich das $\delta^{18}O$-Verhältnis als globales Klimasignal bewährt (vergleiche z. B. die Artikel von Emiliani 1955; Shackleton 1967, 1977a, 1987; Shackleton und Opdyke 1973, 1976; Hays *et al.* 1976; Imbrie *et al.* 1984; Sarnthein *et al.* 1984; Prell *et al.* 1986 (Nomenklatur der $\delta^{18}O$-Stadien); Martinson *et al.* 1987; Miller *et al.* 1987; Raymo *et al.* 1989; Ruddiman *et al.* 1989b; Shackleton *et al.* 1990; Bassinot *et al.* 1994; Tiedemann *et al.* 1994; Shackleton *et al.* im Druck-a). Andere Einflüsse auf den $\delta^{18}O$-Wert, wie z. B. Salzgehalt, Vitaleffekt oder Lösungseffekt, werden als von deutlich geringerem Ausmaß angesehen (z. B. Berger und Gardner 1975; Mix 1987).

Die in dieser Arbeit verwendeten $\delta^{18}O$-Kurven (Tabelle 1a) entstammen unterschiedlichen Wassermassen, sind hauptsächlich an benthischen, sowie an planktischen Foraminiferen gemessen und sollten deshalb in ihrer

Gesamtheit den globalen Klimaverlauf repräsentieren. Der Zeitbereich erstreckt sich bis ca. 6 Ma zurück. Die zeitliche Auflösung beträgt wenige Tausend Jahre und ist deshalb, in Anbetracht vorliegender typischer Sedimentationsraten und typischer Durchmischungstiefen, durch Bioturbation nicht signifikant beeinträchtigt.

II. 2 Kohlenstoffisotopenverhältnisse benthischer Foraminiferen: ozeanische Tiefenwasserzirkulation und Biomasse

Kohlenstoffisotopenverhältnisse von Kalkschalen benthischer Foraminiferen, in analoger Weise mit $\delta^{13}C$ als Promille-Abweichung gegenüber dem PDB-Standard geschrieben, dokumentieren das Kohlenstoffisotopenverhältnis des gesamten, gelösten, anorganischen Kohlenstoffs (ΣCO_2) des lokalen Bodenwassers. Diese Aufzeichnung wird im Falle der endobenthischen Foraminiferenart *Uvigerina peregrina* jedoch durch C_{org}-Lösungsvorgänge in der obersten Sedimentschicht gestört, als zuverlässigster Aufzeichnungsspeicher wird die epibenthische Art *Cibicidoides wuellerstorfi* angesehen (Zahn *et al.* 1986). Weiterhin hängt für *Uvigerina peregrina* und weitere Foraminiferenarten gleichen Mikrohabitats der $\delta^{13}C$-Wert von der lokalen Nährstoffversorgung ab (vgl. Linke und Lutze 1993; Sarnthein *et al.* 1994).

Das Bodenwasser-$\delta^{13}C$-Signal selbst weist hin auf Tiefenwasserquellen (rezent: Nordatlantisches Tiefenwasser (NADW) und Antarktisches Bodenwasser (AABW)) mit ihren isotopischen Kennzeichnungen (NADW: $\delta^{13}C$ = 1.1 ‰, AABW: $\delta^{13}C$ = 0.3 ‰ (Curry *et al.* 1988)), ihrer Durchmischung und Alterung (z. B. Kroopnick 1985; Curry *et al.* 1988). $\delta^{13}C$-Zeitreihen benthischer Foraminiferen registrieren damit die zeitliche Entwicklung von Ozean-Tiefenzirkulationen, insbesondere die der NADW-Bildung (z. B. Curry *et al.* 1988; Duplessy *et al.* 1988), die durch ihr Verstärken und Weitertransportieren von Klimaeinflüssen herausragt (z. B. Broecker *et al.* 1985) und deshalb von besonderer Bedeutung für das globale Klima ist. Abnahmen im $\delta^{13}C$-Wert, entsprechend schwächerer NADW-Bildung, werden, auch im Pliozän, für glaziale Klimazustände festgestellt (z. B. Raymo *et al.* 1990, 1992).

Die $\delta^{13}C$-Zeitreihen geben allerdings einen zweiten Hinweis: auf die Menge der (isotopisch leichten) globalen organischen Substanz (Shackleton 1977b). Die relativen Anteile von NADW-Produktion und Biomasse am globalen $\delta^{13}C$-Signal sind noch nicht geklärt (z. B. Sarnthein *et al.* 1994). Die Interpretation von Kohlenstoffisotopenzeitreihen, die in ihren Variationen in etwa den Eisvolumenschwankungen folgen (z. B. Shackleton 1977b; Raymo *et al.* 1990), wird dadurch erschwert. Tabelle 1b zeigt die in dieser Arbeit untersuchten $\delta^{13}C$-Zeitreihen.

II. 3 Staub-Akkumulationsrate, U_K^{37}-Temperaturindex

Um das Bild des Plio-/Pleistozänen Klimaverlaufs abzurunden, werden auch Zeitreihen von Klimavariablen untersucht, deren Verwendung noch weniger etabliert ist (Tabelle 1b); andererseits können durch den Vergleich mit den Ergebnissen der $\delta^{18}O$- und $\delta^{13}C$-Zeitreihen diese folgenden Variablen eventuell besser in ihrer Aussagekraft eingeschätzt werden.

Staub-Akkumulationsrate (ODP 659): Grad der kontinentalen Aridität

Die "Ocean Drilling Program" (ODP)-Bohrung 659 liegt, vor der Küste Nordwestafrikas, im Einflußgebiet des "African easterly jet stream" (AEJ), eines troposphärischen Windes, der Staub aus der südlichen Sahara und der Sahelzone transportiert (Tiedemann *et al.* 1989; zum AEJ siehe Sarnthein *et al.* 1981, 1982). Staub-

Kern	Lokation	Wassertiefe [m]	Variable, Foraminiferenart bzw. -gattung	Zitat Daten	Zitat Zeitskala	Zeitbereich [ka]	Datenanzahl	mittlere Zeitauflösung [ka]
V28-179	004° 37' N 139° 36' W äquatorialer Pazifik	4509	$\delta^{18}O$ benthisch (*Globocassidulina subglobosa*)	1	2	1789 - 4175	69	34.6
DSDP 502	011° 29.42' N 079° 22.78' W westliche Karibik	3052	$\delta^{18}O$ benthisch (*Cibicidoides wuellerstorfi*)	3	3	0 - 2598	430	6.0
DSDP 552	056° 02.56' N 023° 13.39' W zentraler N-Atlantik	2311	$\delta^{18}O$ benthisch (überwiegend *Cibicidoides wuellerstorfi*)	4	5	0 - 1255	233	5.4
DSDP 606	037° 20.32' N 035° 29.99' W zentraler N-Atlantik	3007	$\delta^{18}O$ benthisch (*Planulina wuellerstorfi*)	6	7	2013 - 4313	194	11.9
DSDP 607	041° 00' N 032° 58' W zentraler N-Atlantik	3427	$\delta^{18}O$ benthisch (*Cibicidoides/ Uvigerina*)	8, 9, 10	11 12	0 - 3044 0 - 3240	822 822	3.7 3.9
ODP 659	018° 05' N 021° 02' W subtropischer O-Atlantik	3070	$\delta^{18}O$ benthisch (*Cibicidoides wuellerstorfi*)	13	14 15	0 - 5268 0 - 5193	1194 1194	4.4 4.4
ODP 677	001° 12' N 083° 44' W äquatorialer O-Pazifik	3461	$\delta^{18}O$ benthisch (überwiegend *Uvigerina senticosa*)	16, 17	17 18	0 - 3190 0 - 3155	1168 1168	2.7 2.7
ODP 806	000° 19.11' N 159° 21.69' O äquatorialer W-Pazifik	2520	$\delta^{18}O$ planktisch (*Globigerinoides sacculifer*)	19	20	0 - 2120	531	4.0
ODP 846	003° 05.80' S 090° 49.07' W äquatorialer O-Pazifik	3296	$\delta^{18}O$ benthisch (*Uvigerina*)	21	22	1763 - 6137	1383	3.2

Tabelle 1a

Kern	Lokation	Wassertiefe [m]	Variable, Foraminiferenart bzw. -gattung	Zitat Daten	Zitat Zeitskala	Zeitbereich [ka]	Datenanzahl	mittlere Zeitauflösung [ka]
DSDP 607	041° 00' N 032° 58' W zentraler N-Atlantik	3427	δ^{13}C benthisch (*Cibicidoides/ Uvigerina*)	8, 9, 10	11	0 - 3044	822	3.7
ODP 659	018° 05' N 021° 02' W subtropischer O-Atlantik	3070	δ^{13}C benthisch (*Cibicidoides wuellerstorfi*)	13	14 15	0 - 5268 0 - 5193	1170 1170	4.5 4.4
ODP 677	001° 12' N 083° 44' W äquatorialer O-Pazifik	3461	δ^{13}C benthisch (überwiegend *Uvigerina senticosa*)	16, 17	17	0 - 3190	1168	2.7
ODP 659	018° 05' N 021° 02' W subtropischer O-Atlantik	3070	Staub-Akkumulationsrate	13, 14	14 15	0 - 5205 0 - 5098	1239 1239	4.2 4.1
ODP 882	050° 21.80' N 167° 36.00' O zentraler N-Pazifik	3244	U_K^{37}-Temperaturindex	23	23	0 - 5352	686	7.8

Tabelle 1b

Tabelle 1 (a und b): Datengrundlage (Tabelle 1a: δ^{18}O-Zeitreihen, Tabelle 1b: δ^{13}C-, Staub-Akkumulationsrate- und U_K^{37}-Temperaturindex-Zeitreihen). Die Zahlenangaben zu den Zitaten bedeuten: 1: Shackleton und Opdyke (1977); 2: ungetunte Zeitskala, 8 Fixpunkte: Olduvai - Top, Olduvai - Base, Matuyama/Gauss, Kaena - Top, Kaena - Base, Mammoth - Top, Mammoth - Base, Gauss/Gilbert (vgl. Tab. 2); 3: Oppo *et al.* (1995); 4: Shackleton und Hall (1984); 5: ungetunte Zeitskala, 3 Fixpunkte: Kern-Spitze (0 ka), Brunhes/Matuyama, Jaramillo - Base (vgl. Tab. 2) (es wird nur der obere hiatenfreie Kernausschnitt genommen); 6: Keigwin (1986); 7: ungetunte Zeitskala, 10 Fixpunkte: Olduvai - Base, Reunion, Matuyama/Gauss, Kaena - Top, Kaena - Base, Mammoth - Top, Mammoth - Base, Gauss/Gilbert, Cochiti - Top, Cochiti - Base (vgl. Tab. 2); 8: Ruddiman *et al.* (1989b); 9: Raymo *et al.* (1989); 10: Raymo (1992); 11: nach Shackleton *et al.* (1990) getunte Zeitskala (Raymo 1994, persönliche Mitteilung); 12: ungetunte Zeitskala, 8 Fixpunkte: Kern-Spitze, Brunhes/Matuyama, Jaramillo - Top, Jaramillo - Base, Olduvai - Top, Olduvai - Base, Matuyama/Gauss, Kaena - Top (vgl. Tab. 2); 13: Tiedemann (1991); 14: Tiedemann *et al.* (1994), getunte Zeitskala; 15: ungetunte Zeitskala, 8 Fixpunkte: Kern-Spitze, Brunhes/Matuyama, Jaramillo - Top, Jaramillo - Base, Olduvai - Top, Olduvai - Base, Gauss/Gilbert, Cochiti - Top (vgl. Tab. 2); 16: Shackleton und Hall (1989); 17: Shackleton *et al.* (1990), getunte Zeitskala; 18: ungetunte Zeitskala, 8 Fixpunkte: Kern-Spitze, Brunhes/Matuyama, Jaramillo - Top, Jaramillo - Base, Cobb Mountain, Olduvai - Top, Olduvai - Base, Matuyama/Gauss (vgl. Tab. 2; da die Magnet-Ereignisse an ODP 677 nur indirekt festgestellt sind, ist diese ungetunte Zeitskala unsicherer); 19: Berger WH *et al.* (1993); 20: Berger WH *et al.* (1994), getunte, äquidistante Zeitskala; 21: Shackleton *et al.* (im Druck-a); 22: Shackleton *et al.* (im Druck-b), getunte Zeitskala; 23: Haug (1995), die U_K^{37}-Zeitreihe weist 3 Intervalle unterschiedlicher Zeitauflösung auf: in [0; 3000 ka] 6.0 ka, in [3000 ka; 4700 ka] 26 ka, in [4700 ka; 5352 ka] 5.6 ka.

Akkumulationsraten zeigen — über einen breiten Bereich geologischer Zeitskalen — die atmosphärischen Zirkulationsverhältnisse und das Ausmaß der kontinentalen Aridität an (z. B. Rea *et al.* 1985); für die Lokation um Bohrung 659 ist der zweite Punkt, feuchtes/trockenes nordwestafrikanisches Klima, ausschlaggebend (Tiedemann *et al.* 1989).

Sarnthein *et al.* (1981) weisen anhand von Sedimentkerndaten aus dem gleichem Gebiet Schwankungen in der Zufuhr terrigenen Materials im Vergleich zwischen dem Letzten Glazialen Maximum (ca. 18 ka vor heute), dem Klimaoptimum (ca. 6 ka vor heute) und heute nach. Sarnthein *et al.* (1982) betrachten entsprechende Schwankungen für die letzten 25 Ma im Zusammenhang mit der grundsätzlichen globalen Klimaentwicklung. Tiedemann *et al.* (1989), anhand von ODP 659-Daten, erstellen eine detaillierte Aufzeichnung der Ariditätstärke Nordwestafrikas in den letzten 8 Ma. Darin entsprechen eine höhere Aridität bzw. erhöhte Staub-Akkumulationsraten glazialeren Klimazuständen. Tiedemann *et al.* (1994), ebenfalls anhand ODP 659, weisen eine Steuerung der Staub-Akkumulationsraten durch Erdbahnparameterschwankungen für die letzten $\approx$ 5 Ma nach. (Bereits Rea *et al.* (1985) haben anhand eines spätpleistozänen Atlantischen Sedimentkernes die Milanković-Parameter als beeinflussender Faktor der atmosphärischen Zirkulation nachgewiesen.) Es wird in dieser Arbeit deshalb davon ausgegangen, daß die Staub-Akkumulationsraten von ODP 659 ein geeignetes Maß für Plio-/Pleistozäne globale Klimazustände sind. Die Staub-Akkumulationsraten werden durch die Akkumulationsraten (AR) der siliziklastischen Fraktion (Einheit: Gramm Material pro m^2 und Jahr) geschätzt, da für Staub der südlichen Sahara und der Sahelzone diese den weitaus dominierenden Anteil stellt (Sarnthein *et al.* 1982, Tabelle 3). Der Meßfehler der Staub-AR wird durch die Unsicherheiten der Zeitskalen erhöht.

U_K^{37}-Temperaturindex (ODP 882)

Der U_K^{37}-Index ist definiert (Brassell *et al.* 1986) durch das Häufigkeitsverhältnis 2-, 3- und 4-fach ungesättigter Alkenone: $U_K^{37} = ([C_{37:2}] - [C_{37:4}]) / ([C_{37:2}] + [C_{37:3}] + [C_{37:4}])$. Die im Sediment enthaltenen Alkenone werden durch unterschiedliche Arten der Alge *Prymnesiophyceae* gebildet (z. B. Marlowe *et al.* 1984). Der U_K^{37}-Wert hängt in erster Linie von der Wassertemperatur nahe der Meeresoberfläche ab (vgl. Prahl und Wakeham 1987; Brassell 1993) und trägt damit Klimainformation. In Labor- und Felduntersuchungen ist eine ungefähr lineare Beziehung (hohe U_K^{37}-Werte entsprechen hohen Temperaturen) quantifiziert worden (Prahl und Wakeham 1987; Sikes *et al.* 1991; Conte und Eglinton 1993; Prahl *et al.* 1993; Volkman *et al.* 1995).

Für spätpleistozäne Zeiträume ist der U_K^{37}-Index als Paläotemperaturindikator eingesetzt worden (z. B. Brassell *et al.* 1986; Eglinton *et al.* 1992). Erstmals für das Pliozän wird er an dem nordpazifischen Sedimentkern ODP 882 (vgl. Tabelle 1b) verwendet (Haug 1995). Folgende Unsicherheiten sind dabei von Bedeutung: (1) Diagenese. Zwar können die Alkenone über spätpleistozäne Zeiträume als relativ stabil betrachtet werden (vgl. den Übersichtsartikel von Brassell 1993), ob dies auch für das Pliozän gilt, ist nicht untersucht. (2) Ein wichtiges Problem ist die Spezies-Abhängigkeit. Es ist nicht geklärt, welche Algenarten zu welchem Anteil über die Zeit zu der Alkenonkurve beigetragen haben. Unterschiedliche Arten können signifikante Unterschiede in der Temperaturabhängigkeit des U_K^{37}-Wertes bewirken (Volkman *et al.* 1995). Auch der Temperaturbereich, in dem die lineare Beziehung gilt, mag variabel sein. Zur gesamten Problematik vgl. auch Sikes *et al.* (1991), Brassell (1993), Conte und Eglinton (1993) und Prahl *et al.* (1993).

II. 4 Datierung

Die Alterszuordnung einzelner Tiefenabschnitte der Sedimentkerne für Plio-/Pleistozäne Zeiträume beruht

zuerst auf stratigraphischer Korrelation mit absolut datierten Umkehrungen des Erdmagnetfeldes, sowie, zur groben Einordnung, mit Ereignissen ersten/letzten Auftretens mariner Mikroorganismen. Dazwischen liegende Alter werden durch lineare Interpolation bestimmt. Die Zusammenstellungen von Mankinen und Dalrymple (1979) sowie Berggren *et al.* (1985) über Plio-/Pleistozäne Bio- und Magnet-Ereignisse sind inzwischen veraltet. Die Ursache für die ca. 7 % zu kleinen Altersangaben liegt eventuell (Shackleton *et al.* 1990) in einem fehlerhaften Wert für die Zerfallskonstante von dem Zerfall $^{40}K \rightarrow {}^{40}Ar$. In dieser Arbeit werden deshalb die Altersmodelle älterer Arbeiten ersetzt (vgl. Tabelle 1) durch eine Skala, die auf aktualisierten (Stand: Ende 1994), absolut bestimmten Altern von Magnet-Ereignissen (Tabelle 2) beruht.

Eine Verfeinerung der Datierungsmethode liegt eventuell in der "orbital tuning"-Methode, bei der die Zeitreihe einer Klimavariablen spektral an die berechenbaren Zeitreihen der solaren Einstrahlung bzw. einzelner Erdbahnparameter angepaßt wird, die Zeitskala für die Klimavariable also aus ihrer linearen Ausrichtung zwischen Fixpunkten (z. B. Magnet-Ereignissen) verzerrt wird, um spektrale Übereinstimmung zwischen Klimazeitreihe und astronomischer Zeitreihe anzustreben (z. B.: Hays *et al.* 1976; Herterich und Sarnthein 1984; Imbrie *et al.* 1984; Martinson *et al.* 1987; Raymo *et al.* 1989; Shackleton *et al.* 1990; Hilgen 1991; Tiedemann *et al.* 1994; Shackleton *et al.* im Druck-b). Jedoch ist bei der Interpretation von Ergebnissen, die auf "getunten" Altern beruhen, auch Vorsicht geboten: die Übertragungsfunktion solare Einstrahlung → Klima ist nicht genau bekannt, sie mag spektrale Eigenschaften verändern und Klimainformation in die Zeitreihe eintragen, die dann durch das "orbital tuning" verringert bzw. zunichte gemacht werden könnte (vgl. Ghil 1994, S. 150). Weiterhin ist bei der Frequenzanalyse an Klimazeitreihen, mit der Vorstellungen im Rahmen der Milanković-Theorie untersucht werden sollen, eine "ungetunte" Zeitskala unerläßlich, um einen logischen Zirkelschluß zu vermeiden (z. B. Berger AL *et al.* 1991; Birchfield und Ghil 1993). In Tabelle 1 sind die verwendeten Zeitskalen aufgeführt.

II. 5 Konkrete Zielsetzungen dieser Arbeit, Strategie

Für den ersten inhaltlichen Schwerpunkt, die globale Plio-/Pleistozäne Klimaevolution quantitativ und zeitlich präzise zu erfassen, werden zunächst (Kapitel III) die **Zeitverläufe** der beiden ersten Momente, **Mittelwert** und **Standardabweichung**, der Klimazeitreihen betrachtet. Es sollen eventuelle Zeitbereiche stabilerer Klimazustände (konstanter Mittelwert oder Standardabweichung) ermittelt werden und insbesondere die Übergangsdauern zwischen unterschiedlichen Zuständen quantitativ abgeschätzt werden. Daß gefundene Merkmale auch wirklich globaler Natur sind, wird an dem Ausmaß festgestellt, wie gut die Ergebnisse unterschiedlicher Datensätze, aus unterschiedlichen geographischen Regionen und Wassermassen, übereinstimmen.

Ebenfalls den globalen Klimaverlauf zeitlich genau erfassen soll die **evolutionäre Spektralanalyse** ausgewählter Zeitreihen (Kapitel IV). Diese untersucht den zeitlichen Amplitudenverlauf von Schwankungen bestimmter Periodendauern. Es ist keineswegs notwendig, daß z. B. ein Übergang in dem Zeitverlauf von Mittelwert oder Standardabweichung synchron von einem Übergang in dem Zeitverlauf von der Stärke einer bestimmten Frequenz begleitet wird; jeder Zeitverlauf stellt ein gesondertes Klimakennzeichen dar. Von besonderem Interesse sind die Milanković-Periodendauern (124 ka, 95 ka, 41 ka, 23 ka, 19 ka; Berger und Loutre 1992) bzw. der spätpleistozäne 100 ka-Zyklus. Neben einem möglichst großen überdeckten Zeitbereich, hoher Datenanzahl und gering schwankender Zeitauflösung für die Spektralanalyse ist eine "ungetunte" Zeitskala wichtig (s. o.), weshalb nur einige der in Tabelle 1 aufgeführten Zeitreihen in Frage kommen. Ein konkretes Ziel ist, den Anteil der Milanković-Variabilität an der gesamten Variabilität zu ermitteln und dieses Verhältnis

Magnet-Ereignis	gewichtetes Alter [ka]	einzelne Messungen [ka]	Zitat	Datierungs-methode	Hilgen (1991)	Shackleton *et al.* (1990, im Druck-b)	Tiedemann *et al.* (1994)
Big Lost	557 ± 4	557 ± 4	Spell und McDougall 1992	Ar/Ar			
Brunhes/Matuyama	769 ± 5	783 ± 11 780 ± 10 790 ± 20 746 ± 9 771 ± 8 ... 761 ± 16	Baksi *et al.* 1992 Spell und McDougall 1992 Izett und Obradovich 1991 Tauxe *et al.* 1992 Pickens *et al.* 1993	Ar/Ar Ar/Ar Ar/Ar Ar/Ar Ar/Ar, K/Ar		780	780
Kamikatsura	892 ± 20	interpoliert	[Champion *et al.* 1988]				
Jaramillo - Top	915 ± 4	915 ± 4	Spell und McDougall 1992	Ar/Ar		990	990
Jaramillo - Base	1009 ± 10	1010 992 ± 39	Spell und McDougall 1992 Tauxe *et al. 1992*	Ar/Ar Ar/Ar		1070	1070
Cobb Mountain	1172 ± 5	1133 ± 11, 1140 ± 20 1186 ± 6	Spell und McDougall 1992 Turrin *et al.* 1994	Ar/Ar Ar/Ar			
Olduvai - Top	1780 ± 30	1780 ± 30	Baksi 1994	Ar/Ar		1770	1780
Olduvai - Base	1995 ± 15	1980 - 2010	Walter *et al.* 1991	Ar/Ar		1950	1940
Reunion	2140 ± 30	2140 ± 30	Baksi *et al.* 1993	Ar/Ar			

Tabelle 2: Physikalisch datierte Magnet-Ereignisse, auf die sich diese Arbeit stützt. Die Altersangabe beruht auf dem gewichteten Mittelwert (± 1 σ-Fehler des Mittelwertes) der aufgeführten Einzelmessungen. Alter von Ereignissen, für die keine direkte, aktuelle Datierung vorliegt (Stand: Ende 1994), werden durch lineare Interpolation zwischen den direkt ermittelten, aktuellen Altern ermittelt (das Verhältnis entspricht dem in Mankinen und Dalrymple 1979 bzw. Champion *et al.* 1988), die Fehler abgeschätzt. Die "sea-floor spreading rates"-Methode basiert auf Präzisionslösungen für Plattenrotationen. Hinsichtlich des Reunion-Ereignisses wird Baksi *et al.* (1993) gefolgt, die für ein einziges Ereignis (statt, wie früher angenommen, zwei) argumentieren. Der Vergleich mit Angaben, die auf "orbital tuning" beruhen (letzte drei Spalten), zeigt eine bemerkenswerte Übereinstimmung.

Magnet-Ereignis	gewichtetes Alter [ka]	einzelne Messungen [ka]	Zitat	Datierungs-methode	Hilgen (1991)	Shackleton *et al.* (1990, im Druck-b)	Tiedemann *et al.* (1994)
Matuyama/Gauss	2585 ± 5	2585 ± 5	Wilson 1993	"sea-floor spreading rates"		2600	
Kaena - Top	3096 ± 40	interpoliert	[Mankinen und Dalrymple 1979]		3040	3046	
Kaena - Base	3201 ± 40	interpoliert	[Mankinen und Dalrymple 1979]		3110	3131	
Mammoth - Top	3247 ± 40	interpoliert	[Mankinen und Dalrymple 1979]		3220	3233	
Mammoth - Base	3363 ± 40	interpoliert	[Mankinen und Dalrymple 1979]		3330	3331	
Gauss/Gilbert	3654 ± 40	interpoliert	[Mankinen und Dalrymple 1979]		3580	3594	3590
Cochiti - Top	4118 ± 40	interpoliert	[Mankinen und Dalrymple 1979]		4180	4199	4170
Cochiti - Base	4235 ± 40	interpoliert	[Mankinen und Dalrymple 1979]		4290	4316	
Nunivak - Top	4409 ± 30	interpoliert	[Mankinen und Dalrymple 1979]		4480	4479	
Nunivak - Base	4583 ± 20	4560 ± 40 4605 ± ca. > 5	Baksi *et al.* 1993 Wilson 1993	Ar/Ar "sea-floor spreading rates"	4620	4623	
Sidufjall - Top	4709 ± 60	interpoliert	[Mankinen und Dalrymple 1979]		4800	4781	
Sidufjall - Base	4872 ± 60	interpoliert	[Mankinen und Dalrymple 1979]		4890	4878	
Thvera - Top	5287 ± 60	interpoliert	[Mankinen und Dalrymple 1979]		4980	4977	
Thvera - Base	5450 ± 60	interpoliert	[Mankinen und Dalrymple 1979]		5230	5232	

Tabelle 2: (Fortsetzung)

in seiner zeitlichen Entwicklung abzuschätzen, um die Bedeutung der Erdbahnparameterschwankungen für die globale Klimaentwicklung zu ermessen.

Damit wird zum zweiten thematischen Schwerpunkt übergeleitet, der sich mit Klimaanteilen befaßt, die nicht wie die Milanković-Schwankungen kausal-deterministisch erklärt werden können. Mit dem **Grassberger-Procaccia-Algorithmus** (Kapitel V), beruhend auf der Theorie Dynamischer Systeme, kann anhand der Zeitreihe einer einzigen Variablen untersucht werden, wie viele signifikante Größen diese Zeitreihe erzeugt haben. Eine geringe Anzahl würde auf ein kompliziertes, nichtlineares Wechselwirken nur weniger Größen hinweisen ("niedrigdimensionales Chaos"), eine hohe auf viele Einflußgrößen (stochastischer Einfluß), vergleiche z. B. Schuster (1989). Jedoch hängt die sinnvolle Anwendung dieser Methode sehr stark von der Datenanzahl der Zeitreihe ab (z. B. Ruelle 1990), so daß auch prinzipielle Aspekte (Brauchbarkeit und Möglichkeiten des Grassberger-Procaccia-Algorithmus' zur Beantwortung paläoklimatischer Fragen) zu untersuchen sind.

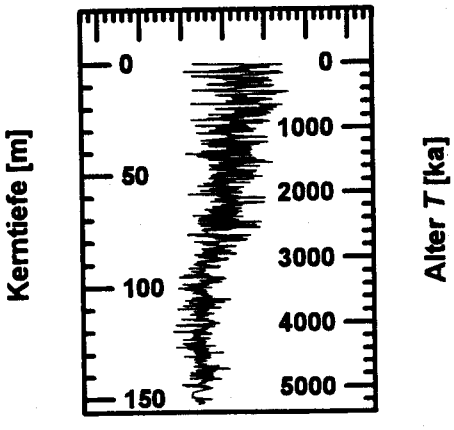
Stochastische Klimamodelle, eine Klimavariable als Zufallsgröße betrachtend, benötigen als wesentliche Information deren **Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion** (s. o.). In Kapitel VI wird die Kernschätzung dieser Funktion untersucht. Besonders wichtig neben der Form der Dichte sind die Anzahl ihrer Gipfel. Dadurch kann auf mögliches Bifurkationsverhalten und stärkere nichtlineare Klimamechanismen geschlossen werden (vgl. Kapitel I). Das Plio-/Pleistozäne Klima soll durch die Untersuchung von Dichtefunktionen einzelner Zeitabschnitte zusätzlich in seiner zeitlichen Entwicklung charakterisiert werden.

Die eben erläuterte methodische Strategie ist in Abbildung 2 schematisch dargestellt. (Die einzelnen Diagramme beziehen sich auf die $\delta^{18}O$-Zeitreihen ODP 659 bzw. DSDP 607.)

Abbildung 2 (nächste Seite): Schematische Darstellung der methodischen Strategie dieser Arbeit.

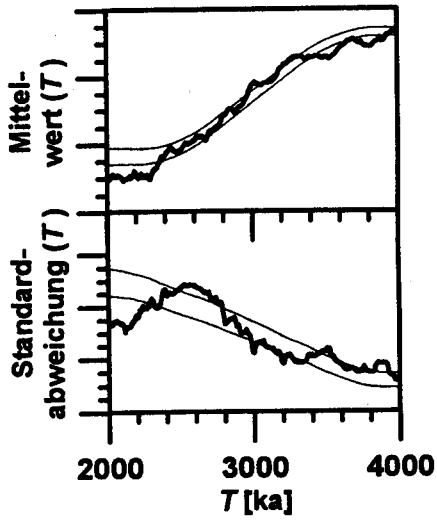
Zeitreihe

Sauerstoffisotopenverhältnis $\delta^{18}O$



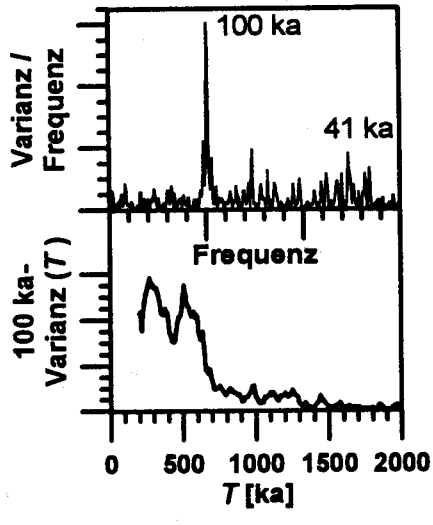
Klimaübergänge: Zeitdomäne

Kap. III: Zeitverlauf von Mittelwert und Standardabweichung



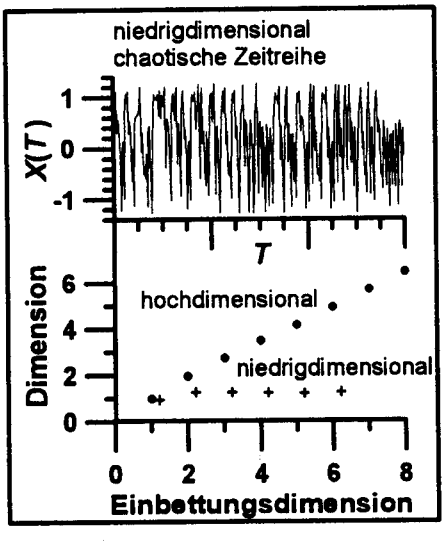
Klimaübergänge: Frequenzdomäne

Kap. IV: Evolutionäre Spektralanalyse



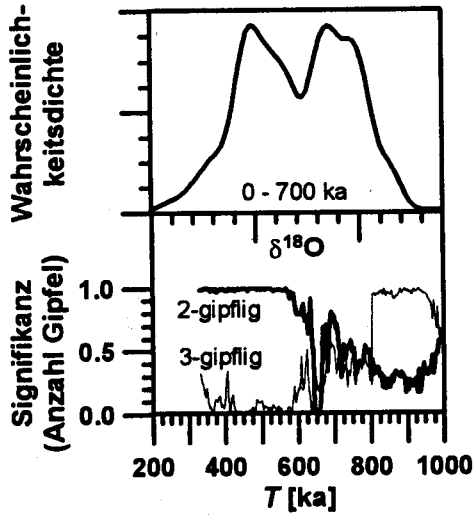
Wieviele Klimavariablen?

Kap. V: Grassberger-Procaccia-Algorithmus



Klimaübergänge: Verteilung der δ^{18} O-Werte

Kap. VI: Schätzung von Wahrscheinlichkeitsdichten



Kapitel III Zeitverlauf von Mittelwert und Standardabweichung: Rechteckfenster-Methode

III. 1 Einleitung: Motivation, Kenntnisstand

Um den grundlegenden Plio-/Pleistozänen Klimaverlauf — d. h. im statistischen Sinn: Zeitabhängigkeit von Mittelwert und Standardabweichung — zu bestimmen, sind bisher, neben dem bloßen per-Auge-Erkennen anhand der originalen Zeitreihe, unterschiedliche statistische Verfahren eingesetzt worden (Tabelle 3).

Die "Mid-Pleistocene Climate Transition" ist dabei am detailliertesten erforscht. Die Befunde weisen auf einen abrupten Übergang im mittleren δ^{18}O-Wert (und zwar eine Zunahme: erhöhtes Eisvolumen/erniedrigte Ozeantemperatur) bei ca. 900 ka bzw. δ^{18}O-Stadium 22/23 hin. Eine zuverlässige Abschätzung der Übergangsdauer, die sich auf eine breite Datengrundlage stützt, liegt jedoch nicht vor. Wie der Übergang in der Standardabweichung ist, ob graduell oder abrupt, ist unklar (Tabelle 3).

Frühpleistozäne/Pliozäne Zeiträume sind mit statistischen Methoden hinsichtlich ihrer Verläufe von Mittelwert und Standardabweichung noch weniger untersucht. Die Untersuchungen an benthischen δ^{18}O-Kurven sind insgesamt zahlenmäßig gering.

Es fehlt zudem eine statistische Methode, die es erlaubt, Übergangsdauern und Übergangsamplituden, sowie deren Fehler, in den Zeitverläufen **quantitativ** zu schätzen. Eine genaue quantitative Schätzung bedeutet nicht nur eine präzise Chronologie grundsätzlichen Klimaverhaltens, sondern auch einen Hinweis auf Systemeigenschaften des Klimas wie Bifurkationsverhalten oder Stärke der Nichtlinearität (vgl. Kapitel I).

Im nächsten Abschnitt wird eine einfache Methode vorgestellt, die (1) bei dem visuellen Erkennen von Übergängen eine optimale Unterstützung bietet und (2) quantitative Schätzungen gestattet. Außerdem erlaubt sie eine **kombinierte** Schätzung der Verläufe von Mittelwert und Standardabweichung und erzielt damit zuverlässigere Ergebnisse. Die Methode wird an synthetischen Zeitreihen getestet und auf die Klimazeitreihen (Tab. 1) angewendet.

III. 2 Rechteckfenster-Methode: Prinzip, optimale Fensterbreite, Hypothesetests

Prinzip

Um den Zeitverlauf zu untersuchen, wird ein gleitendes Zeitintervall ("Fenster") eingesetzt. Aus den Werten $X(T_i)$ einer Zeitreihe, mit den Beobachtungszeiten T_i innerhalb eines Fensters der Breite H, werden der Mittelwert und die Standardabweichung geschätzt. Damit werden kurzfristige Schwankungen eliminiert, d. h.: der statistische Fehler sinkt, und die grundsätzlichen Eigenschaften werden erkennbar. Rechteckfenster sind wegen ihrer diskreten Eigenschaft am geeignetsten, Übergänge nachzuweisen (Silverman 1986, Abschnitt 2.4).

Aufgrund der endlichen Fensterbreite tritt jedoch ein systematischer Fehler (Verbreiterung des Übergangsbereiches) auf (Abbildung 3).

Referenz	Klimavariable, Sed.-Kern	Methode	Ergebnis
"Mid-Pleistocene Climate Transition"			
Prell (1982)	$\delta^{18}O$ plankt., äquator.; DSDP 502	t-Test F-Test	MW: abrupte Zunahme ($T_0 \leq$ ca. 50 ka) bei $\delta^{18}O$-Stadium 22/23 (ca. 900 ka); STD: signifikante Zunahme bei $\delta^{18}O$-Stadium 22/23 (T_0 unklar)
Maasch (1988)	$\delta^{18}O$ plankt., äquator.; DSDP 502, DSDP 504, V28-239, V16-205 $\delta^{18}O$ benth.; DSDP 552, DSDP 607, E67-135; SST DSDP 607	Tests auf Sprünge in Mittelwert und Standardabweichung (Yamamoto *et al.* 1986; Goossens und Berger 1986)	MW: abrupte Zunahme bei ca. 900 ka; STD: signifikante Zunahme bei ca. 900 ka (T_0 unklar)
DeBlonde und Peltier (1991)	$\delta^{18}O$ benth.; DSDP 607 $\delta^{18}O$ plankt.; ODP 677	siehe unter "Maasch (1988)"	MW: abrupte Zunahme bei ca. 900 ka; STD: signifikante, eher graduelle Zunahme, zwischen 1100 ka (ODP 677) bzw. 850 ka (DSDP 607) und 650 ka
Berger und Jansen (1994)	$\delta^{18}O$ plankt., äquator.; ODP 806	Vorhersagetest an dem Eisvolumen-Modell von Berger WH *et al.* (1994)	MW: abrupte Zunahme bei $\delta^{18}O$-Stadium 22/23, 900 - 920 ka (T_0 = 20 ka)
andere Plio-/Pleistozäne Übergänge			
Prell (1984)	$\delta^{18}O$ plankt., äquator.; DSDP 502, DSDP 572, DSDP 573, V28-179, V20-163 $\delta^{18}O$ benth.; V28-179	einfache Bildung von zwei Zeitintervallen	MW: benth. Kurve: stufenweise Zunahme bei ca. 3.45 Ma; plankt. Kurven: keine Zunahme
Prell (1985)	$\delta^{18}O$ plankt., äquator.; DSDP 572, DSDP 573	einfache Bildung von zwei Zeitintervallen	MW: rasche Zunahme bei ca. 3.113 Ma; STD: Zunahme bei ca. 3.113 Ma

Tabelle 3: Mit statistischen Methoden nachgewiesene Übergänge im Mittelwert (MW) bzw. Standardabweichung (STD) Plio-/Pleistozäner Klimakurven. SST: Ozeanoberflächentemperatur, T_0: Übergangsdauer. Die Altersangaben von Prell (1984, 1985) sind mit Hilfe der in Tabelle 2 angegebenen Altersfixpunkte aktualisiert worden. Die unterstrichenen Datenquellen werden auch in der vorliegenden Arbeit untersucht.

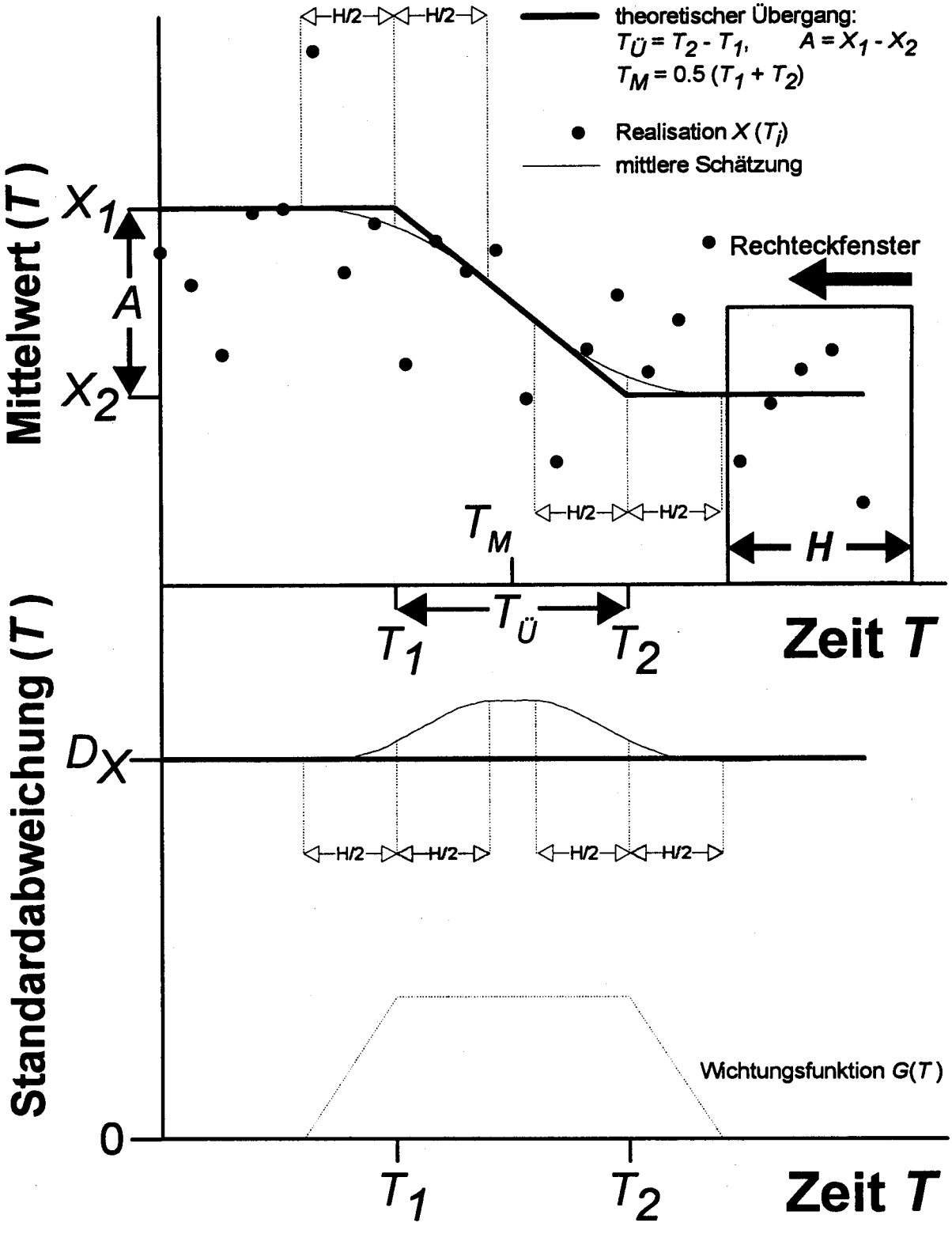


Abbildung 3: Theoretischer Übergang (Stufenfunktion), Übergangsdauer T_0, Übergangszeitpunkt T_M, Übergangsamplitude A. Eine Realisation $X(T_i)$ resultiert aus der Stufenfunktion und überlagertem weißem Rauschen (Stärke = D_X). Der Übergangsbereich verbreitert sich in der mittleren (hier: Mittel über 5000 Simulationen) Schätzung (Rechteckfenster, Breite = H) um $\pm$ $H/2$; im Mittelwertverlauf ergeben sich zwei stetige, nicht differenzierbar angeschlossene Parabeln als Verzerrung, für die Standardabweichung eine Aufwölbung (umso prononcierter, je geringer T_0, je größer $|A|$). (In der Abbildung wird der geschätzte Verlauf durch den theoretischen Verlauf visuell z. T. überdeckt.) Eingezeichnet ist auch die Wichtungsfunktion $G(T)$ für den gewichteten Vergleich experimenteller/theoretischer Verlauf (Anhang A.1).

Um das damit aufgeworfene Dilemma-Problem (statistischer ⇔ systematischer Fehler) zu lösen (vgl. Abb. 3, 4), wird mit Hilfe eines Simulationsprogramms (Anhang A.1), das die Parameter $|A|$, T_0, D_X, H sowie den mittleren zeitlichen Probenabstand D_T berücksichtigt, die optimale Fensterbreite H_{opt} bestimmt. Für die optimale Fensterbreite ist der Abstand zwischen dem theoretischen, **vorgegebenen** Verlauf und der mittleren Schätzung (Simulation der Zeitreihenwerte $X(T_i)$) minimal (vgl. Abbildung 4 und Anhang A.1).

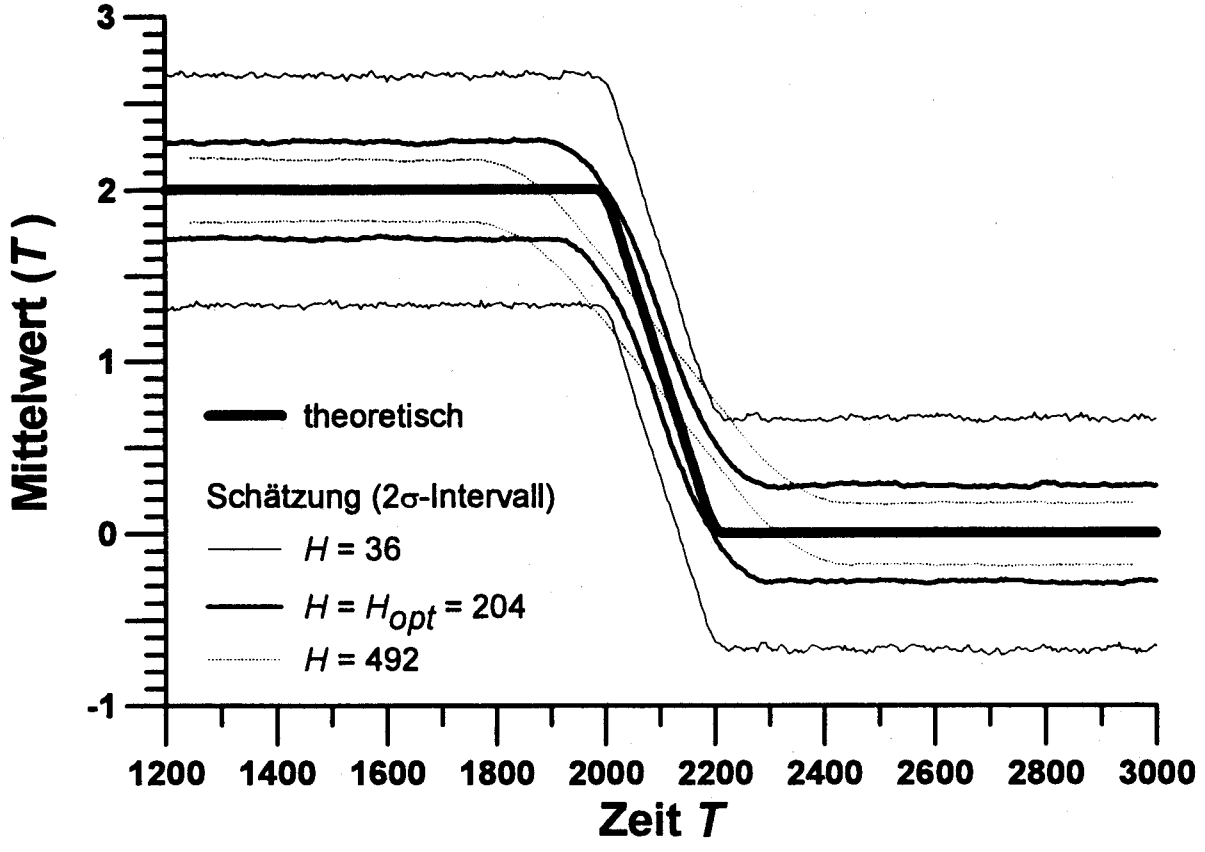


Abbildung 4: Statistischer und systematischer Fehler in Abhängigkeit von der Fensterbreite; optimale Fensterbreite. Aus dem theoretischen Übergangsverlauf des Mittelwerts werden simulierte Zeitreihenwerte (Zeitauflösung $D_T = 4$), durch Gaußsche Verschmierung (weißes Rauschen) der Fehlerstärke $D_X = 1.0$ erzeugt. An den simulierten Werten wird der Mittelwertverlauf durch die Rechteckfenster-Methode (Fensterbreite H = 36, 204 bzw. 492) geschätzt. Die Anzahl der Simulationen ist 5000 (H = 36), 2500 (H = 204) bzw. 2000 (H = 492). Für kleine Fensterbreiten (H = 36) ist der statistische Fehler der mittleren Schätzung (95.44 %- bzw. 2 σ-Intervall) am größten, da wenig Daten innerhalb des Fensters liegen, der systematische Fehler jedoch (Verbreiterung des Übergangsbereiches) am geringsten. Für große Fensterbreiten (H = 492) ergibt sich das umgekehrte Verhalten. Die optimale Fensterbreite (H_{opt} = 204, vgl. Tabelle A-1, Anhang) löst dieses Dilemma-Problem, indem für H_{opt} der mittlere Abstand zwischen theoretischem Übergang und Schätzung minimal ist (gewichteter Vergleich innerhalb des Übergangsbereiches, vgl. Anhang A.1).

Die Vorteile der optimalen Fensterbreite veranschaulicht Abbildung 4. Aus dem Ergebnis der Simulationsrechnungen (Tabelle A-1, Anhang) läßt sich die Abhängigkeit von H_{opt} von den Parametern qualitativ ableiten:

- Nur der Quotient von $|A|$ und D_X, nicht deren einzelnen Beträge, ist relevant (Vorexperiment, nicht aufgeführt). Ein geringeres Signal/Rausch-Verhältnis $|A|/D_X$ verlangt ein breiteres Fenster.
- Eine höhere Probendichte (D_T geringer) erlaubt eine geringere Fensterbreite. Es wird davon ausgegangen, daß sich das Ergebnis, das an synthetischen, äquidistanten Zeitreihen ermittelt wird, auf experimentelle Zeitreihen mit gleichem mittlerem Probenabstand übertragen läßt.

● Kürzere Übergangsdauern T_0 benötigen kleinere Fensterbreiten. Die systematische Verfälschung ist, bei H = const., für $T_0 \rightarrow 0$ am größten (vgl. die Unterschrift zu Abbildung 3), so daß diese systematische Verfälschung durch Wahl einer geringeren Fensterbreite gemildert wird.

Hypothesetests

Während die optimale Rechteckfensterbreite mögliche Übergänge im Mittelwert visuell am markantesten erscheinen läßt, lassen sich die systematischen Verfälschungen aufgrund der endlichen Fensterbreite — die Verbreiterung des Mittelwert-Übergangs und die Aufwölbung des Standardabweichungsverlaufes (Abbildung 3) — "zurückrechnen", indem Hypothesen von Übergängen in den Verläufen von Mittelwert und Standardabweichung getestet werden (Abbildung 5). Aus der optimalen Hypothese resultieren dann die unverfälschten Übergangsparameter.

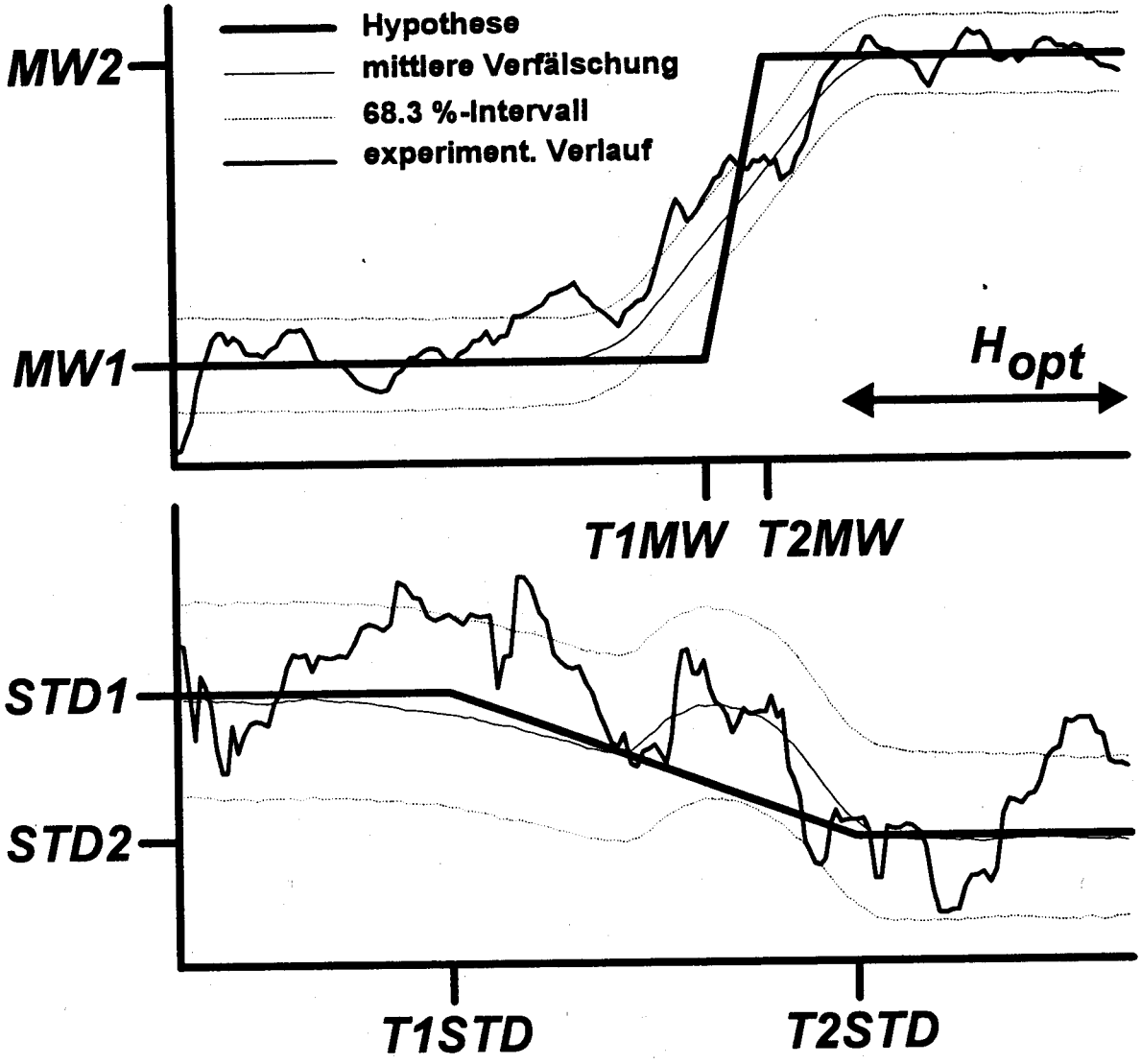


Abbildung 5: Vergleich zwischen einer experimentellen Zeitreihe und einem hypothetischen Übergang: Mittelwertverlauf (Parameter: *T1MW*, *MW1*, *T2MW*, *MW2*), Standardabweichungsverlauf (Parameter *T1STD*, *STD1*, *T2STD*, *STD2*); mittlere systematische Verfälschung und 68.3 %-Konfidenzintervall (4000 Simulationen) bei optimaler Fensterbreite H_{opt}; Vergleich mit Mittelwert- und Standardabweichungsverlauf (Fensterbreite H_{opt}) einer experimentellen Zeitreihe.

Ein hypothetischer Übergang ist durch die Parameter *T1MW*, *MW1*, *T2MW*, *MW2*, *T1STD*, *STD1*, *T2STD* und *STD2* (vgl. Abb. 5) festgelegt. Eine simulierte Zeitreihe dieses Übergangs wird dadurch erzeugt, daß den hypothetischen Werten $X_{hyp}(T)$ eine Gaußsche Verschmierung entsprechend dem hypothetischen Standardabweichungsverlauf $D_{X,\,hyp}(T)$ überlagert wird (d. h.: $X_{hypsim}(T) = X_{hyp}(T) + D_{X,\,hyp}(T) \times N(0, 1)$). Danach werden an der simulierten Zeitreihe wie an der experimentellen Zeitreihe, deren Übergangsparameter bestimmt werden sollen, die Zeitverläufe von Mittelwert und Standardabweichung mit der optimalen Fensterbreite berechnet. Für eine einzelne Simulation ergeben sich die optimalen Übergangsparameter (*T1MW*, *MW1*, *T2MW*,...) aus dem minimalen, absoluten Abstand zwischen den simulierten und den experimentellen Verläufen von Mittelwert und Standardabweichung. Eine erneute Simulation ergibt nun andere optimale Übergangsparameter. Durch die Bestimmung der im Mittel über die Simulationen optimalen Werte von *T1MW*, *T2MW*, *T1STD*, *T2STD* sind die Übergangsdauern quantitativ geschätzt, die 1 σ-Fehler dieser Übergangsdauern werden aus der Streuung der optimalen Zeit-Werte über die Simulationen bestimmt. Die Bestimmung der optimalen Hypothese ist in Anhang A.2 detailliert dargestellt.

Ein zusätzlicher, visueller Vergleich der optimalen Hypothese mit dem tatsächlichen, experimentellen Verlauf geschieht mit Hilfe des 68.3 %-Konfidenzintervalls (1 σ-Fehler, Anhang A.2 und Abb. 5). Da Mittelwertverlauf und Standardabweichungsverlauf voneinander abhängig sind und für eine optimale Hypothese beide Verläufe optimal geschätzt werden sollen, ist eine höhere Zuverlässigkeit der optimalen Hypothese zu erwarten.

Anmerkungen

(1) Das Prinzip der optimalen Fensterbreite gilt auch für den Standardabweichungsverlauf. Aus Arbeitsökonomie wird dieser Verlauf jedoch bei der Fensterbreite H_{opt} des Mittelwertes geschätzt. Durch die Verknüpfung mit der Mittelwert-Schätzung und dem 68.3 %-Konfidenzintervall wird jedoch auch die Standardabweichung ausreichend zuverlässig geschätzt (Tabelle A-2).

(2) Die eigentliche Intervall-Mittelung wird — aufgrund der Rechenökonomie — über eine feste Datenanzahl (entsprechend der Fensterbreite und dem durchschnittlichen Zeitabstand im Übergangsbereich) durchgeführt, weshalb strenggenommen der Ausdruck "Rechteckfenster" unangebracht ist. Bei genügend großer Fensterbreite/hoher Zeitauflösung und gering schwankenden Zeitabständen (beide Forderungen werden in der konkreten Anwendung überprüft) ist diese Unterscheidung jedoch vernachlässigbar.

III. 3 Tests an synthetischen Zeitreihen, konkrete Vorgehensweise

Die konkrete Bestimmung der optimalen Hypothese durch die Verknüpfung visueller (optimale Fensterbreite, Konfidenzintervall) und rechnerischer (Hypothesetests) Methoden wird an zwei einfachen Beispielen synthetischer Zeitreihen, mit vorgegebenen Verläufen von Mittelwert und Standardabweichung, demonstriert. Einfach gesagt, werden mit Hilfe der optimalen Fensterbreite die Übergänge am besten erkannt, und mit den Hypothesetests werden dann die unverfälschten Übergangsparameter geschätzt.

Beispiel 1 (Abbildung 6)

1. Schritt: Bestimmung von $D_T = 2$ und D_X in [0; 1000] zu 0.745.
2. Schritt: Berechnung von Mittelwert(T) und Standardabweichung(T) für die "kleine" Fensterbreite $H = 50$ und die "große" Fensterbreite $H = 400$ (Abbildung 7). (Zu Beginn, da A und T_0 noch unbekannt sind, ist auch H_{opt} unbekannt.)

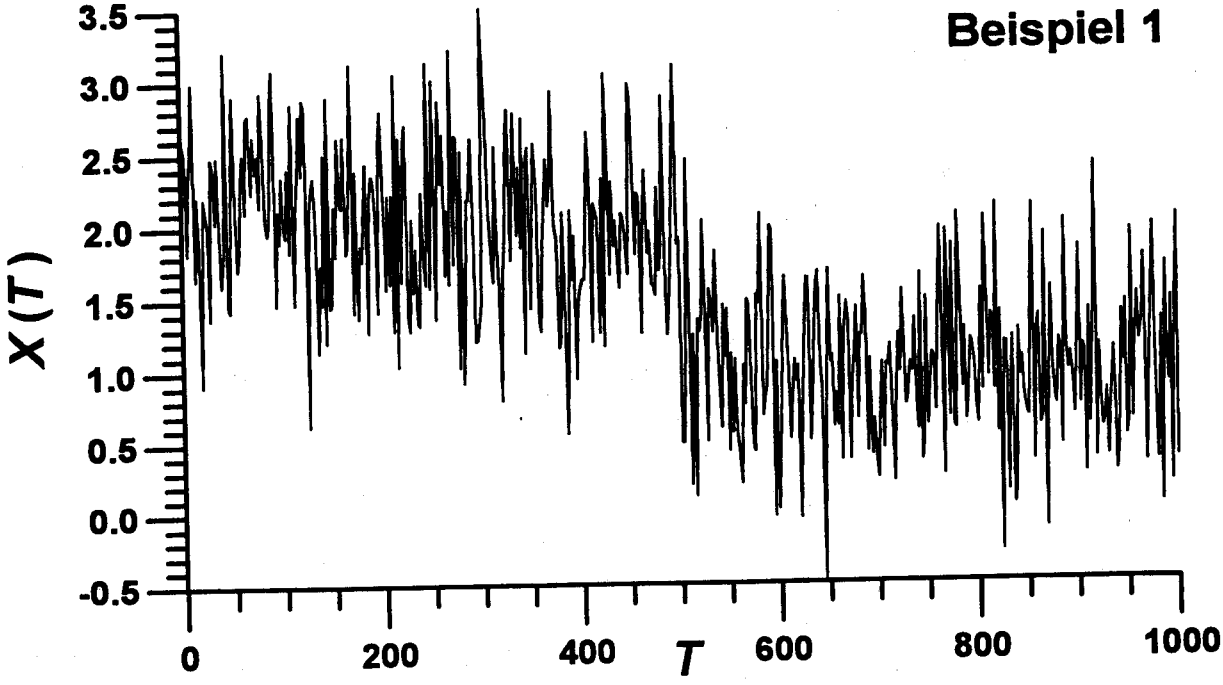


Abbildung 6: Synthetische Zeitreihe, abrupter Übergang im Mittelwert: T_i = 0,..., 1000; N = 500, Mittelwertverlauf: *T1MW* = 500, *MW1* = 2.0, *T2MW* = 500, *MW2* = 1.0; Standardabweichungsverlauf: *STD1* = *STD2* = 0.5.

3. Schritt: Der erste Übergangspunkt, *MW1* ($\approx$ 2.05) ist für H = 50 bei $T \approx$ 480 bzw. für H = 400 bei $T \approx$ 300 ungefähr erreicht (Abb. 7). Unter Berücksichtigung der $\pm$ H/2-Verbreiterung des Mittelwertverlaufs (Abb. 3) ergibt dies für H = 50 einen Wert von *T1MW* $\approx$ 480 + 50/2 = 505 bzw. für H = 400 einen Wert von *T1MW* $\approx$ 300 + 400/2 = 500. Der zweite Übergangspunkt, *MW2* ($\approx$ 1.0) ist für H = 50 bei $T \approx$ 550 bzw. für H = 400 bei $T \approx$ 730 erreicht. Analog wird *T2MW* durch 550 - 50/2 = 525 (H = 50) bzw. 730 - 400/2 = 530 (H = 400) abgeschätzt. Der Standardabweichungsverlauf wird unter Berücksichtigung der $\pm$ H/2-Aufwölbung (Abb. 3) geschätzt. Diese Aufwölbung läßt die Standardabweichung bei $T \approx$ 500 auf Werte von ca. 0.70 ansteigen. Die wahren Werte liegen jedoch niedriger, bei ca. 0.58 (vgl. Abb. 3). Insgesamt ergibt sich Hypothese 1 über den vorliegenden Übergang: *T1MW* = 500, *MW1* = 2.05, *T2MW* = 525, *MW2* = 1.0, *STD1* = *STD2* = 0.58.

4. Schritt: (Die Neubestimmung von D_T im Übergangsbereich ist nur bei nichtäquidistanten Werten notwendig. Hier bleibt D_T = 2.)

5. Schritt: Optimale Fensterbreite: Aus $|A|/D_X = |2.05 - 1.0| / 0.58 = 1.8$, $T_0 = 525 - 500 = 25$ und $D_T = 2$ wird ermittelt (Tabelle A-1): $82 \pm 22 \leq H_{opt} \leq 132 \pm 35$.

6. Schritt: Berechnung von Mittelwert(T) und Standardabweichung(T) für H = 100 (Abb. 8).

7. Schritt: Hypothese 2: *T1MW* = 500, *MW1* = 1.95, *T2MW* = 525, *MW2* = 1.0, *STD1* = *STD2* = 0.56.

8. Schritt: Die Neubestimmung von H_{opt} für den Übergang nach der zweiten Hypothese führt zu keiner Veränderung ("konsistente Hypothese"). Damit starten nun die Rechnungen.

9. Schritt: *T1MW* = 500 und *T2MW* = 525 werden festgehalten. Die optimalen Werte für *MW1*, *MW2*, *STD1* und *STD2* werden durch Minimierung des Abstandes zwischen synthetischer Zeitreihe und hypothetischem Übergang bestimmt (vgl. Anhang A.2, erster Teil). (*T1STD* bzw. *T2STD* müssen nicht bestimmt werden, da eine konstante Standardabweichung angenommen wird.)

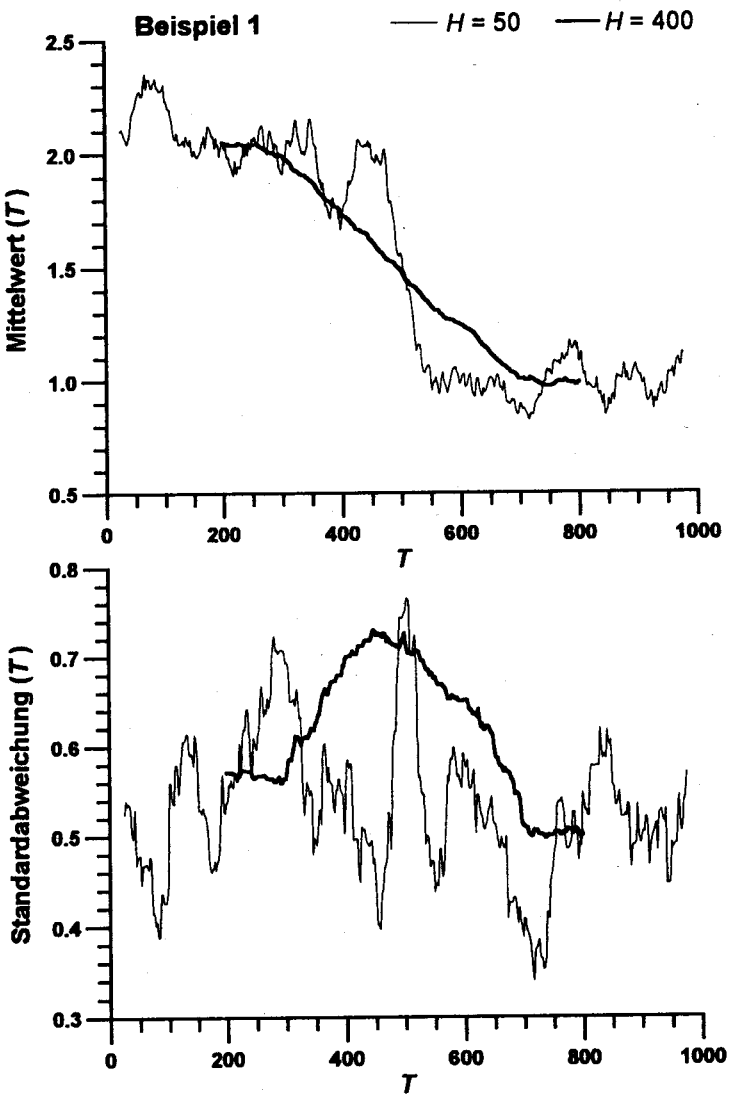


Abbildung 7: Beispiel 1: Mittelwert(T), Standardabweichung(T) für $H = 50$, 400. Der Wert $MW1 \approx 2.05$ ist für $H = 50$ bei $T \approx 480$, für $H = 400$ bei $T \approx 300$ erreicht.

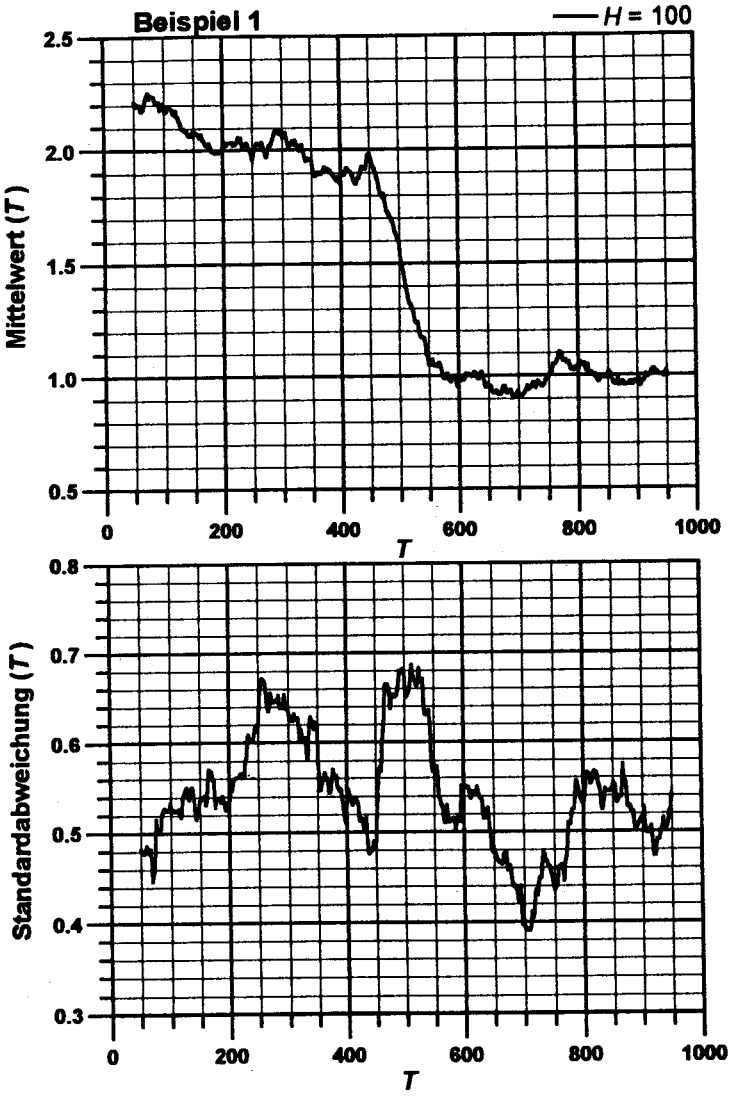


Abbildung 8: Beispiel 1: Mittelwert(T), Standardabweichung(T) für $H = 100$. Nach Hypothese 2 ($T1MW = 500$, $MW1 = 1.95$, $T2MW = 525$, $MW2 = 1.0$) bleibt der Wert von $H_{opt} = 100$ konstant ("konsistente Hypothese").

(Die Abstandsmaße werden mit $H = 100$ berechnet, als Bereich für den Mittelwert- bzw. Standardabweichungsvergleich wird jeweils [400; 625] gewählt; vgl. Anhang A.2, erster Teil.) Die optimalen Werte werden ermittelt zu $MW1 = 1.90 \pm 0.05$, $MW2 = 1.00 \pm 0.05$, $STD1 = STD2 = 0.535 \pm 0.010$; es werden keine weiteren lokalen Minima der Maße festgestellt (d. h. eindeutige Lösung).

10. Schritt: Die eben ermittelten optimalen Werte für *MW1*, *MW2*, (*T1STD*), *STD1*, (*T2STD*), *STD2* werden festgehalten und die optimalen Werte für *T1MW* und *T2MW* sowie deren Fehler durch die automatisierte Regression (vgl. Anhang A.2, zweiter Teil) bestimmt. Es ergibt sich $T1MW = 490 \pm 18$, $T2MW = 530 \pm 18$ (1 σ-Fehler). (Wenn im 9. Schritt weitere lokale Minima gefunden worden wären, so müßten für jede derartige lokale Lösung die optimalen Werte für *T1MW* und *T2MW* ermittelt werden.)

11. Schritt: (Da die optimalen Werte für *T1MW* bzw. *T2MW* (490 bzw. 530) sich nur gering von den im 9. Schritt festgehaltenen Werten für *T1MW* bzw. *T2MW* (500 bzw. 525) unterscheiden, braucht keine Neubestimmung der im 9. Schritt ermittelten Werte für *MW1*, *MW2*, (*T1STD*), *STD1*, (*T2STD*), *STD2* vorgenommen werden.)

12. Schritt: Berechnung des 68.3 %-Konfidenzintervalls für 2500 Simulationen des optimalen hypothetischen Übergangs. Der visuelle Vergleich zu dem tatsächlichen Verlauf von Mittelwert und Standardabweichung (Abbildung 9) zeigt eine gute Übereinstimmung. Insbesondere die Aufwölbung im Verlauf der Standardabweichung kann simuliert werden.

13. Schritt: Das Endergebnis für die optimale Hypothese,
$T1MW = 490 \pm 18$, $MW1 = 1.90 \pm 0.05$, $T2MW = 530 \pm 18$, $MW2 = 1.00 \pm 0.05$,
$STD1 = STD2 = 0.535 \pm 0.010$,
stimmt in etwa mit den synthetischen Vorgaben,
$T1MW = 500$, $MW1 = 2.0$, $T2MW = 500$, $MW2 = 1.0$, $STD1 = STD2 = 0.5$,
überein.

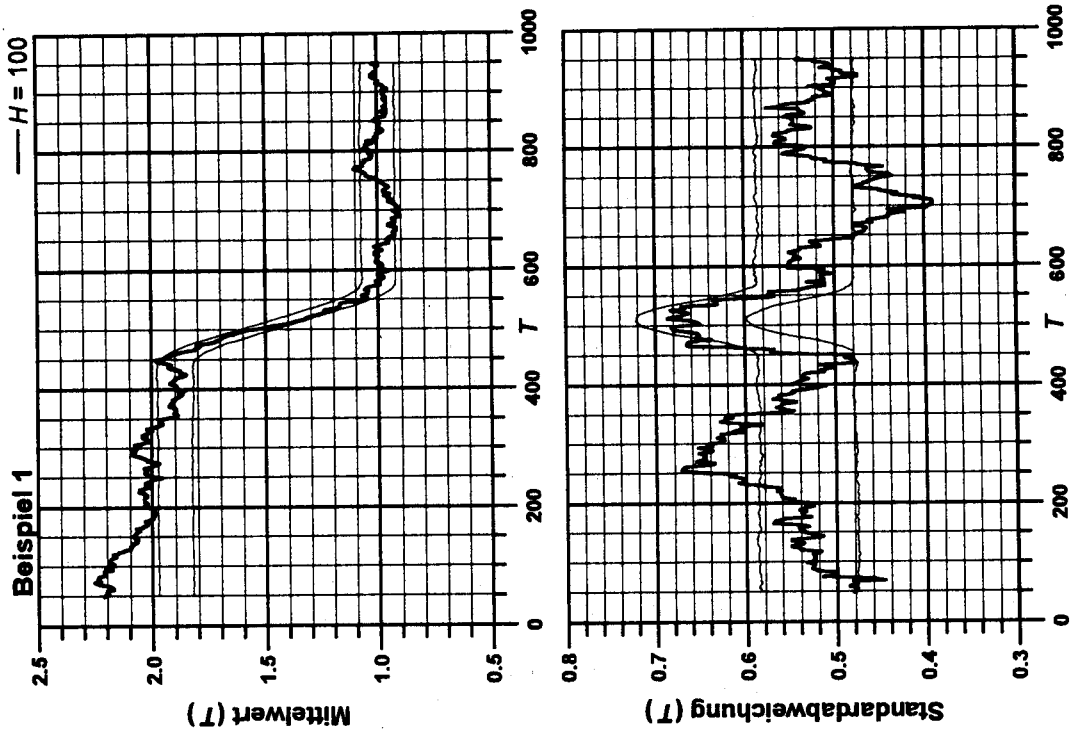


Abbildung 9: Beispiel 1, Endergebnis: Die optimale Hypothese (68.3 %-Konfidenzintervall über 2500 Simulationen; dünn gezeichnet) erfaßt den Mittelwert- wie den Standardabweichungsverlauf (fett).

Beispiel 2 (Abbildung 10)

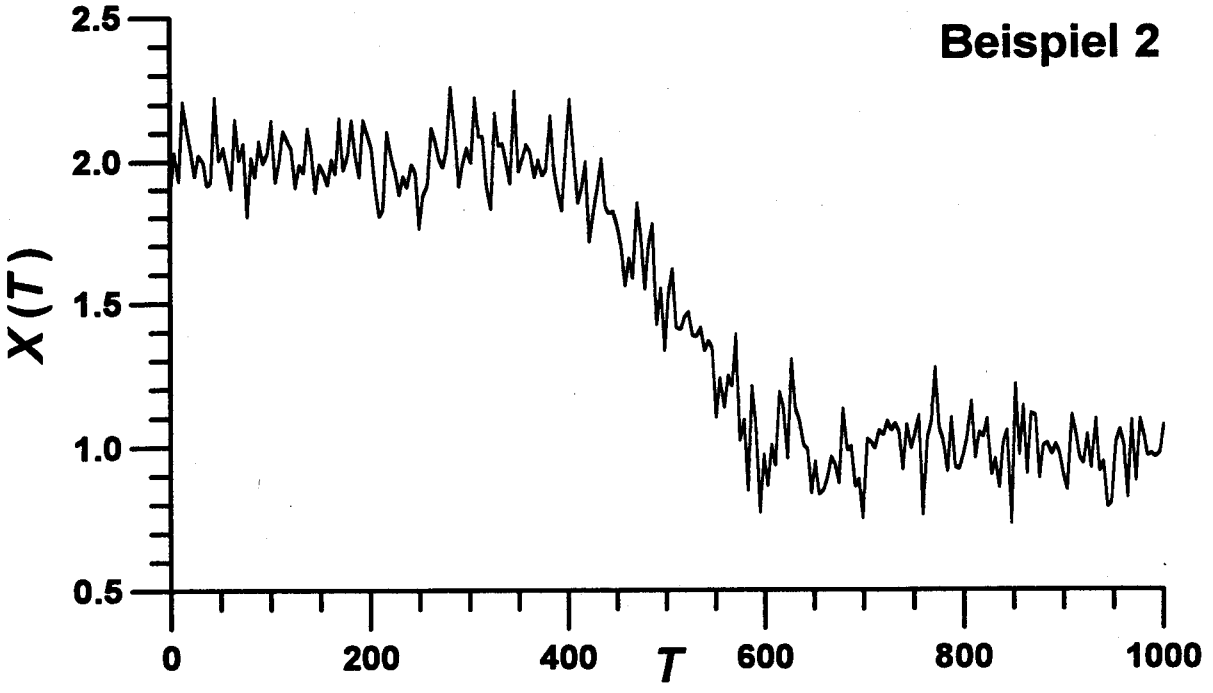


Abbildung 10: Beispiel 2: synthetische Zeitreihe, gradueller Übergang im Mittelwert: T_i = 0,..., 1000; N = 250, Mittelwertverlauf: *T1MW* = 400, *MW1* = 2.0, *T2MW* = 600, *MW2* = 1.0; Standardabweichungsverlauf: *STD1* = *STD2* = 0.1.

Die ermittelte optimale Hypothese über den Übergang ist:
T1MW = 401 ± 8, *MW1* = 2.00 ± 0.05, *T2MW* = 600 ± 9, *MW2* = 1.00 ± 0.05,
STD1 = *STD2* = 0.10 ± 0.01, also eine bemerkenswert gute Übereinstimmung! Das 68.3 %-Konfidenzintervall zeigt Abbildung 11.

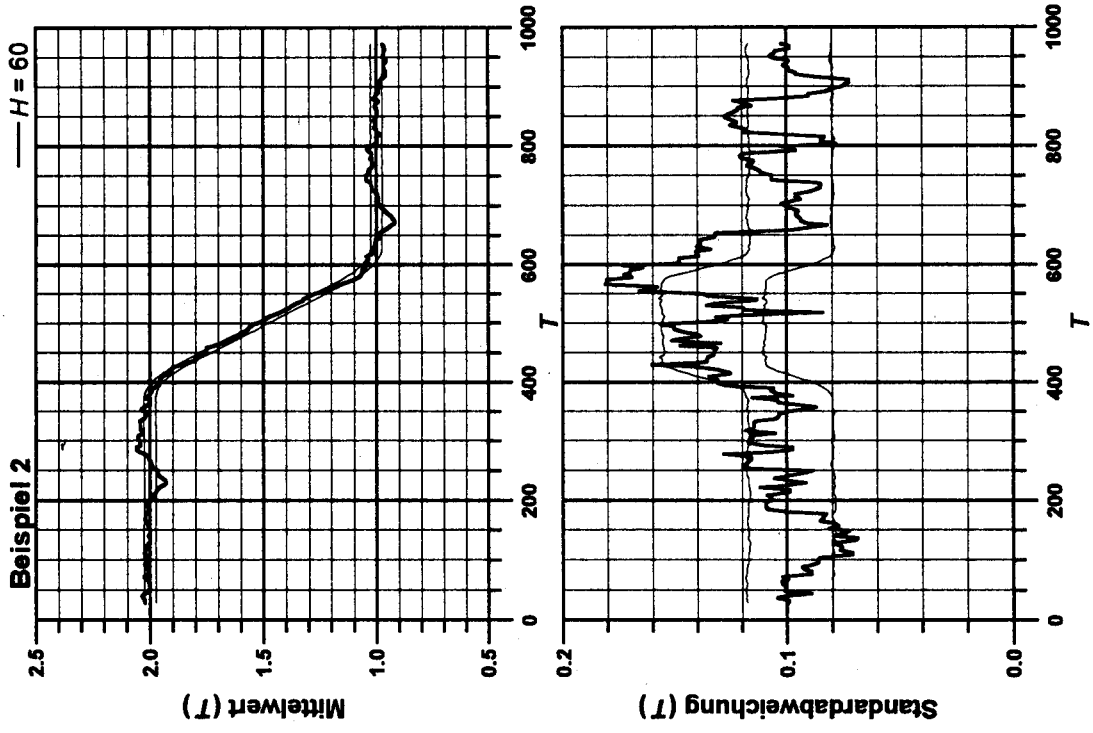


Abbildung 11: Beispiel 2: optimale Hypothese, $H = H_{opt}$ = 60, 68.3 %-Konfidenzintervall (2500 Simulationen).

Tabelle A-2 zeigt die Resultate sämtlicher durchgeführter Tests an synthetischen Zeitreihen. Die Ergebnisse weisen im allgemeinen eine gute Übereinstimmung auf, die geschätzten Fehlergrenzen beinhalten die wahren, vorgegebenen Werte. Mit größeren Werten für $|A|/D_X$ steigt die Ungenauigkeit der Schätzung. Zu beachten ist, daß die Fehler für *T1MW*, *T2MW* positiv miteinander korreliert sind: Falls der eine Wert in Wirklichkeit niedriger ist, so wird auch der andere Wert in Wirklichkeit eher niedriger sein. Der Fehler des Übergangszeitpunktes (T_M = (*T1MW* + *T2MW*)/2) ist deshalb vergleichbar dem Fehler von *T1MW* bzw. *T2MW*; der Fehler der Übergangsdauer (T_D = *T2MW* - *T1MW*) ist deshalb niedriger.

III. 4 Anwendung auf die experimentellen Zeitreihen

Wie in Abschnitt III.3 anhand synthetischer Zeitreihen erläutert, werden die Zeitreihen der Klimavariablen (Tabelle 1) auf ihren Mittelwert- und Standardabweichungsverlauf hin untersucht. Die genauen einzelnen Ergebnisse, die Abbildungen der einzelnen Übergänge, Konfidenzintervalle, Übergangsdauern, Übergangszeitpunkte und Übergangsamplituden finden sich in Anhang A.3. Hier sollen am Beispiel des Ergebnisses der δ^{18}O-Zeitreihe (getunte Zeitskala) von ODP 659 (Abb. 12) folgende Punkte erläutert werden, damit die Ergebnisse sinnvoll paläoklimatisch interpretiert werden können:

- Die Übergänge werden durch eine Stufenfunktion (Abb. 5) in den meisten Fällen zufriedenstellend approximiert. Für Bereiche z. B. kurzzeitig erhöhten Mittelwerts ("Mittelwert-Ereignis") dagegen ist es schwierig, die Zeitdauer und die Amplitude exakt zu quantifizieren.
- Manchmal sind auch **mehrere** optimale Hypothesen möglich, entsprechend lokalen Minima der Bewertungsfunktion (Anh. A.2). Dies führt zu multiplen Interpretationsmöglichkeiten, z. B. zu zweiteiligen Übergängen.
- Wie in Abb. 5 gezeigt, können Bereiche erhöhter Standardabweichung durch abrupte Mittelwert-Übergänge hervorgerufen werden. Davon werden bei der Interpretation Bereiche "eigener" erhöhter Variabilität unterschieden. Für diese Bereiche ist die erhöhte Standardabweichung ein eigenes Kennzeichen, das nicht aufgrund des Mittelwertverlaufs vorgetäuscht wird.
- Die angegebenen Fehler sind eher als grobe Orientierung zu verstehen (vgl. Anhang A.3).

ODP 659, δ^{18}O, getunte Zeitskala (Abbildung 12a, b, c, d)

Der Mittelwertverlauf zeigt zwei Übergänge (A, B), jeweils Zunahmen des mittleren δ^{18}O-Wertes. Für Übergang A werden zwei mögliche Interpretationen, lokale Minima in der Bewertungsfunktion B_{MW} (vgl. Anhang A.2), gefunden. In der ersten (Abb. 12b), "abrupten", würde sich der Übergang zwischen 892 ka und 937 ka ereignen, zwischen den δ^{18}O-Stadien 22 und 25 (vgl. Abb. 13). Der Peak im Mittelwert(T) bei ca. 800 ka (Abb. 12b), der auf das außerordentlich δ^{18}O-leichte Stadium 21 dieses Datensatzes (vgl. Abb. 13) zurückzuführen ist, wäre entsprechend nicht notwendigerweise nachzubilden. Die signifikante Aufwölbung des Standardabweichungsverlaufes bei ca. 900 ka (Abb. 12b) könnte bei dieser Interpretation aufgrund des abrupten Verlaufes eindeutig simuliert werden. Die zweite Interpretation, "langsam", ist der ersten entgegengesetzt (Abb. 12c). Das δ^{18}O-Ereignis bei $T \approx$ 1900 ka (Abnahme) kann mit der Stufenfunktion nicht beschrieben werden.

Übergang A, Interpretation "abrupt" (Abb. 12b):

$T1MW = 892 \pm 23$, $MW1 = 3.52 \pm 0.01$, $T2MW = 937 \pm 23$, $MW2 = 3.10 \pm 0.01$, ($T_M = 915 \pm 23$, $T_D = 45 \pm 5$),
$T1STD = 700 \pm 50$, $STD1 = 0.44 \pm 0.01$, $T2STD = 1000 \pm 50$, $STD2 = 0.37 \pm 0.01$;

Übergang A, Interpretation "langsam" (Abb. 12c):

$T1MW = 805 \pm 60$, $MW1 = 3.52 \pm 0.01$, $T2MW = 995 \pm 60$, $MW2 = 3.10 \pm 0.01$, ($T_M = 900 \pm 60$, $T_D = 190 \pm 30$),
$T1STD = 700 \pm 50$, $STD1 = 0.44 \pm 0.01$, $T2STD = 1000 \pm 50$, $STD2 = 0.37 \pm 0.01$;

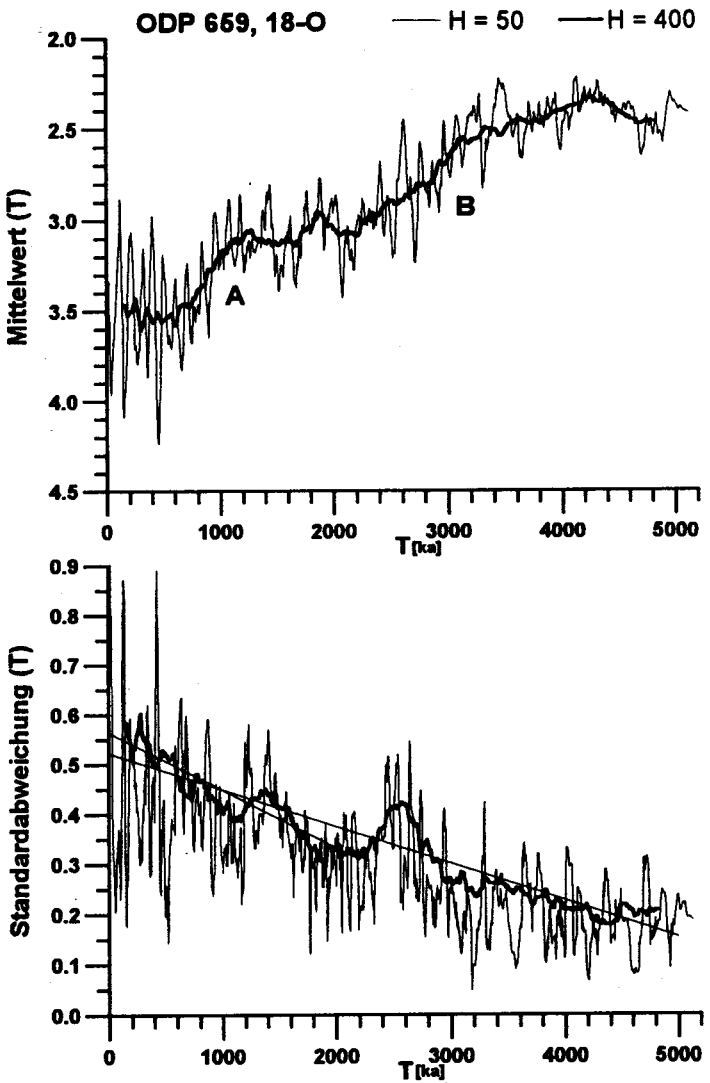


Abbildung 12a: ODP 659, $\delta^{18}O$, getunte Zeitskala, Mittelwert(T), Standardabweichung(T) für H = 50, 400; Übergänge A, B (Mittelwert); lineare Regression (Standardabweichung) für das gesamte Zeitintervall und für [0; 2100 ka].

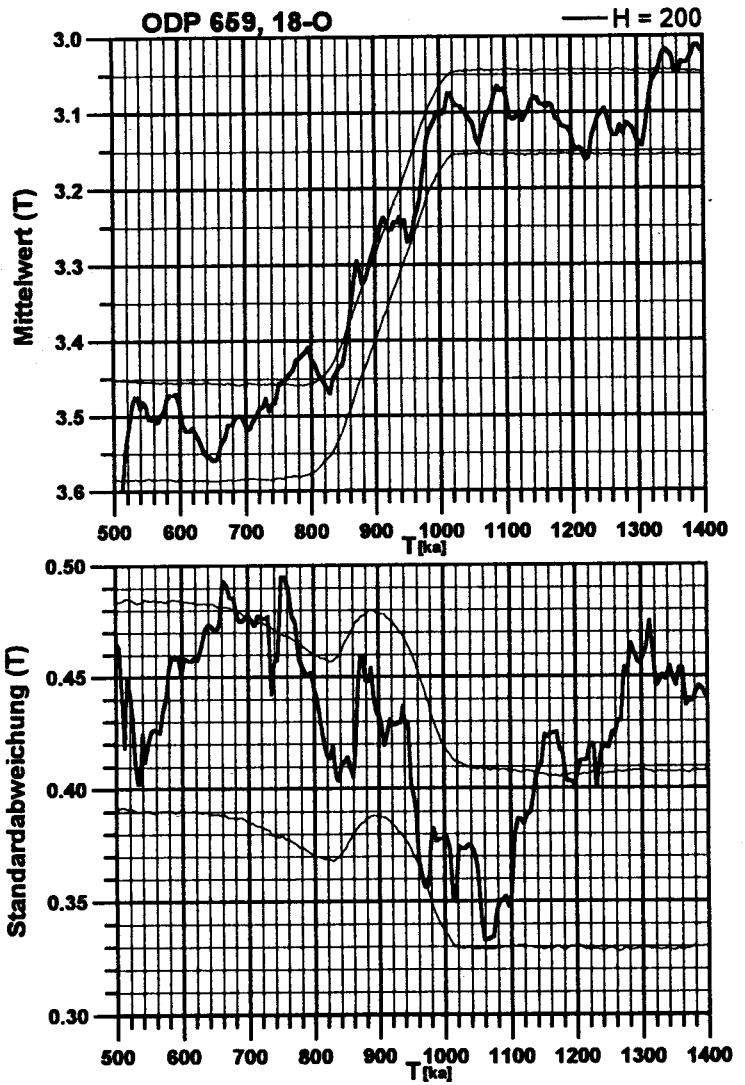


Abbildung 12b: ODP 659, $\delta^{18}O$, getunte Zeitskala, Übergang A, Interpretation "abrupt", optimale Hypothese; 68.3 %-Konfidenzintervall (2500 Simulationen), H = 200.

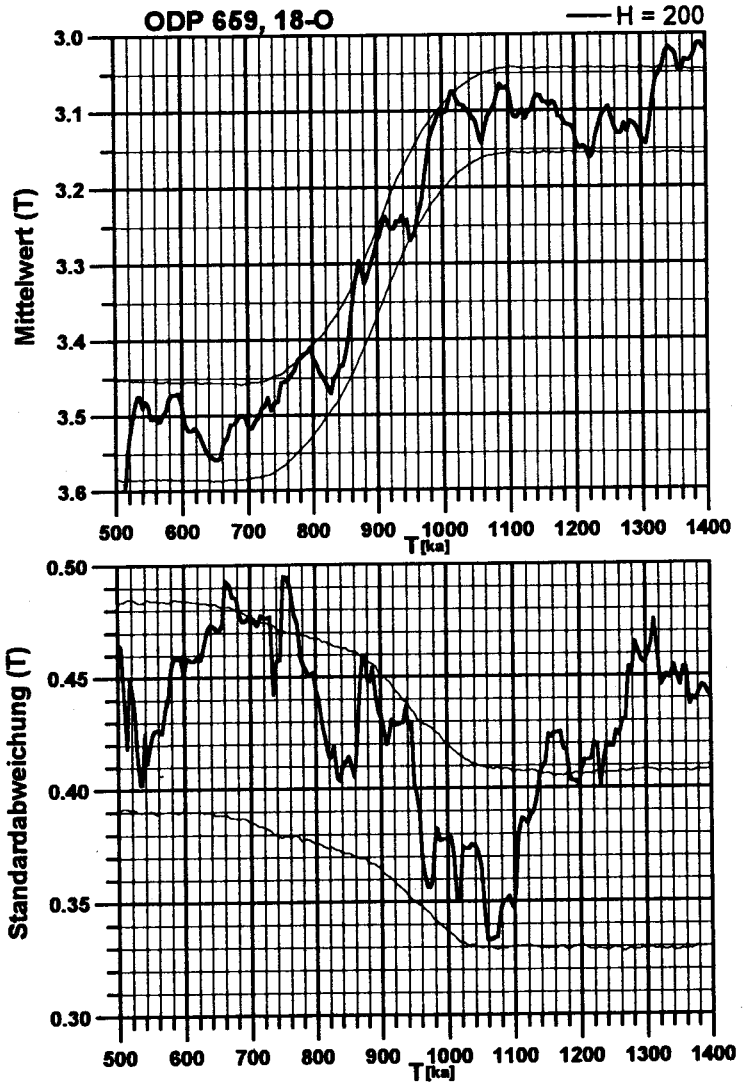


Abbildung 12c: ODP 659, $\delta^{18}O$, getunte Zeitskala, Übergang A, Interpretation "langsam", optimale Hypothese; 68.3 %-Konfidenzintervall (2500 Simulationen), $H = 200$.

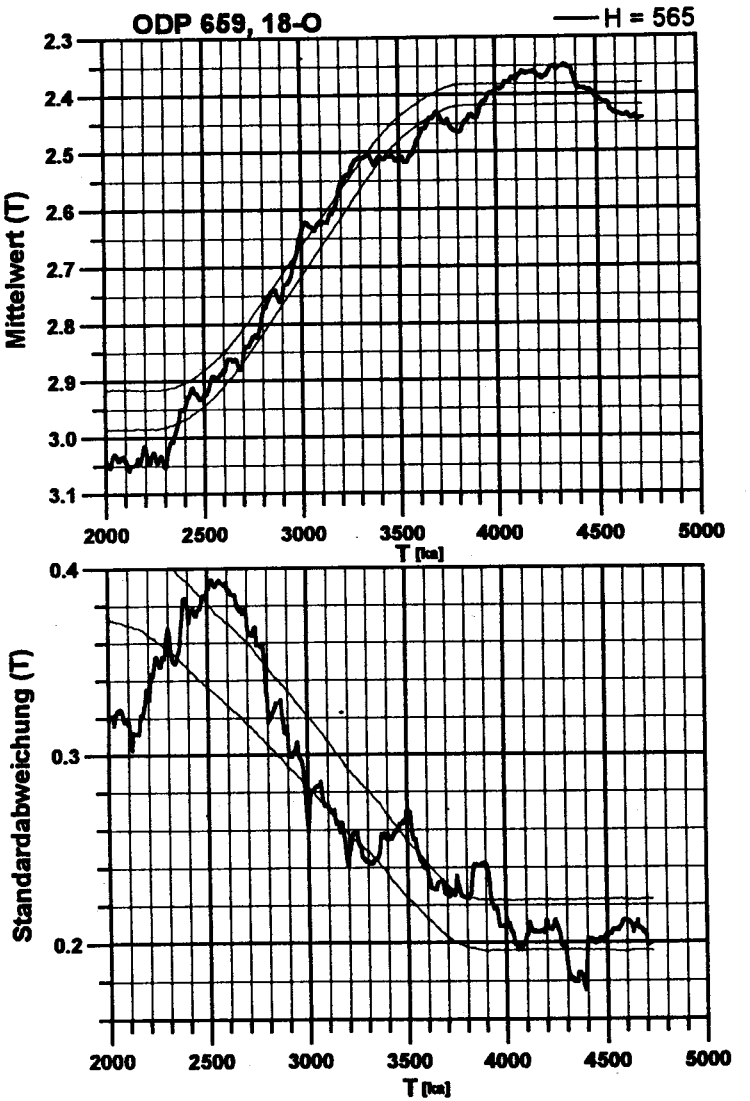


Abbildung 12d: ODP 659, $\delta^{18}O$, getunte Zeitskala, Übergang B, optimale Hypothese; 68.3 %-Konfidenzintervall, $H = 565$. Den Nachteil, daß der Bereich [2000 ka; 2300 ka] schlecht approximiert wird, überkompensiert die gute Anpassung in [2400 ka; 3400 ka].

Übergang B (Abb. 12d):

$T1MW=2470\pm80$, $MW1=2.95\pm0.02$, $T2MW=3585\pm80$, $MW2=2.40\pm0.01$,

($T_M=3028\pm80$, $T_D=1115\pm60$),

$T1STD=2150\pm50$, $STD1=0.40\pm0.01$, $T2STD=3650\pm50$, $STD2=0.21\pm0.01$.

Der Standardabweichungsverlauf zeigt eine sehr markante Aufwölbung bei $T \approx 2550$ ka (Abb. 12a, d). Diese Aufwölbung wird aber nicht auf den sehr langsamen Übergang B zurückgeführt, sondern als eigenes Charakteristikum gesehen, ein Intervall erhöhter Schwankungen, das mit einer Stufenfunktion jedoch nicht angemessen beschrieben werden kann. (Deshalb ist im hypothetischen Standardabweichungsverlauf des Übergangs B auch nicht etwa $STD1 = 0.31$ gesetzt worden, vgl. Abb. 12d.) Ein weiteres Intervall erhöhter "eigener" Schwankungen, wenngleich weniger stark, liegt bei ca. 1350 ka (Abb. 12a, b). Die Aufwölbung von Standardabweichung(T) bei ca. 900 ka hängt eventuell (s. o.) mit einem abrupten Mittelwert-Übergang zusammen. Der Verlauf der Standardabweichung im gesamten Zeitbereich zeigt eine generelle, ungefähr lineare Zunahme, der die eben beschriebenen Aufwölbungen aufsitzen. Eine lineare Regressionsrechnung ergibt:

$$STD(T)\ [‰\text{ vs. PDB}] = 0.52\pm0.01 - 0.074\pm0.005 \times T\ [\text{Ma}],$$

ein Parabel-Fit erbringt keine signifikante Verbesserung. Auch die anderen untersuchten $\delta^{18}O$-Zeitreihen (die einen kürzeren Zeitbereich bestreichen) zeigen eine ungefähr lineare Zunahme der Standardabweichung (Anhang A.3). Die Regression über den Bereich unterhalb der hohen Werte bei $T \approx 2550$ ka (Fitbereich: 0 ka - 2100 ka), um einen besseren Vergleich zu den anderen, zeitlich kürzeren Datensätzen zu ermöglichen, ergibt

$$STD(T)\ [‰\text{ vs. PDB}] = 0.565\pm0.005 - 0.121\pm0.004 \times T\ [\text{Ma}],$$

ein Parabel-Fit bewirkt keinerlei Verbesserung. Die Annahme einer linearen Zunahme über das gesamte Zeitintervall ist also (unterschiedliche Werte für die Steigung) relativ ungenau.

Die Ergebnisse der einzelnen Zeitreihen (Anhang A.3), also die gefundenen Mittelwert-Übergänge, die Übergangsparameter (Mittelwert) der optimalen Hypothesen, Mittelwert-Ereignisse (kurzzeitige Zu- oder Abnahmen), Regressionsparameter der Standardabweichungsverläufe, Ereignisse erhöhter Standardabweichung, sind in Tabelle 4a-e aufgelistet. Von besonderer Bedeutung sind der Zeitpunkt T_M, die Übergangsdauer T_D und die Amplitude A.

III. 5 Klassifizierung der Befunde

Je Sedimentkern und Klimavariable liegen die einzelnen Befunde (Übergänge und Ereignisse im Mittelwert- und Standardabweichungsverlauf) in Tabelle 4 vor. Durch ein Kürzel (z. B. "LPC") werden für jede Klimavariable "gleichartige" Befunde klassifiziert (Tab. 4). Durch diese **Zusammenfassung** der Befunde von den **einzelnen** experimentellen Zeitreihen soll der **globale** Charakter eines Klimaphänomens ("Late Pliocene Cooling") hypothetisch vorgeschlagen und getestet werden. Dazu wird für jedes einzelne Klimaphänomen untersucht, welche Datensätze dieses Phänomen zeigen und welche nicht, und wie gut die Einzelergebnisse untereinander übereinstimmen (wie "gleichartig" sie sind). Weiterhin wird für als global betrachtete Mittelwert-Übergänge eine Mittelung über die Ergebnisse der Datensätze durchgeführt. Dadurch wird eine verläßlichere Einschätzung von T_M, T_D und A erreicht. Zudem kann der innere wie der äußere Fehler abgeschätzt werden und dadurch eventuelle systematische Abweichungen (d. h.: Hinweise auf lokale Einflüsse) festgestellt werden.

$\delta^{18}O$, Mittelwert									
Kern	Übergang/Ereignis; Abb.-Nr.	*T1MW* [ka]	*MW1* [‰ vs. PDB]	*T2MW* [ka]	*MW2* [‰ vs. PDB]	T_M [ka]	T_U [ka]	Amplitude *A* [‰ vs. PDB]	Klassifikation
V28-179	A; A-3	2575±120	3.88±0.01	2805±120	3.71±0.01	2690±120	230±20	+0.17±0.014	LPC (Ende)
	B; A-4	3411±40	3.73±0.01	3489±40	3.30±0.01	3450±40	78±15	+0.43±0.014	LPC (Anfang)
DSDP 502	A; A-6	1640±30	2.635±0.005	1764±30	2.235±0.005	1702±30	124± 8	+0.40±0.007	1784-*
DSDP 552	A; A-8	730±64	4.22±0.01	890±64	3.98±0.01	810±64	160±20	+0.24±0.014	MPT
DSDP 606	A; A-10	2550±80	2.91±0.01	3700±80	2.31±0.01	3125±80	1150±30	+0.60±0.014	LPC
	Ereignis; A-10	Kurzzeitige Abnahme des $\delta^{18}O$-Wertes bei $T \approx 3150$ ka, innerhalb des Übergangs A (Zunahme)							3150-Ereignis
DSDP 607	A; A-12	885±35	4.07±0.01	955±35	3.79±0.01	920±35	70±10	+0.28±0.014	MPT
	B; A-13	1588±67	3.83±0.01	2172±67	3.61±0.01	1880±67	584±10	+0.22±0.014	1784-*
	C (teilweise); A-14	2601±25	3.61±0.01						LPC (Ende)
ODP 659	A, "abrupt"; 12b	892±23	3.52±0.01	937±23	3.10±0.01	915±23	45± 5	+0.42±0.014	MPT
	A, "langsam"; 12c	805±60	3.52±0.01	995±60	3.10±0.01	900±60	190±30	+0.42±0.014	MPT
	B; 12d	2470±80	2.95±0.02	3585±80	2.40±0.01	3028±80	1115±60	+0.55±0.022	LPC
	Ereignis; 12a	Kurzzeitige Abnahme des $\delta^{18}O$-Wertes bei $T \approx 1900$ ka (nicht klassifiziert)							
ODP 677	A, "abrupt"; A-16	916±17	4.35±0.01	934±17	4.06±0.01	925±17	18± 5	+0.29±0.014	MPT
	A, "langsam"; A-17	792±60	4.33±0.01	1269±60	3.97±0.01	1030±60	477±30	+0.36±0.014	MPT
	B (teilweise); A-18	2423±26	3.88±0.01						LPC (Ende)
ODP 806	A, "abrupt"; A-20	901±40	-1.10±0.01	949±40	-1.27±0.01	925±40	48± 5	+0.17±0.014	MPT
	A, "langsam"; A-21	843±70	-1.16±0.01	1298±70	-1.32±0.01	1070±70	455±20	+0.16±0.014	MPT
	B; A-22	1668±60	-1.33±0.01	1872±60	-1.11±0.01	1770±60	204±20	-0.22±0.014	1784-*
ODP 846	A; A-24	2470±30	3.60±0.02	3620±30	3.01±0.02	3045±30	1150±20	+0.59±0.028	LPC
	Ereignisse; A-23	Kurzzeitige Abnahmen des $\delta^{18}O$-Wertes bei $T \approx 5400$ ka, $T \approx 4500$ ka, $T \approx 3700$ ka (alle drei nicht klassifiziert) und, innerhalb des Übergangs A (Zunahme), bei $T \approx 3150$ ka (klassifiziert)							3150-Ereignis

Tabelle 4a: Ergebnisse: Zusammenfassung der gefundenen $\delta^{18}O$-Übergänge und -Ereignisse im Mittelwert (Abbildungen in Anhang A.3), 1 σ-Fehler; Klassifikation der als global eingeschätzten Phänomene: MPT: "Mid-Pleistocene Climate Transition"; LPC: "Late Pliocene Cooling"; 1784-*: willkürliche, ungesicherte Zusammenfassung dreier etwa zeitgleicher Übergänge; 3150-Ereignis: kurzzeitige Abnahme des $\delta^{18}O$-Wertes innerhalb des LPC-Übergangs (Zunahme).

$\delta^{18}O$, Standardabweichung						
Kern	Abb.-Nr.	Fitbereich [ka]	y-Achsenabschn. [‰ vs. PDB]	Steigung [‰ vs. PDB / Ma]	Ereignisse (STD-Erhöhung), Interpretation	Klassifizierung von Ereignissen
V28-179	A-2	(Zu schlechte Datenqualität für Regressionsrechnung; im Bereich $T \approx$ 4000 ka - 2000 ka nimmt die Standardabweichung zu.)				
DSDP 502	A-5	0 - 2000	0.46±0.01	-0.12±0.01	$T >$ ≈ 2000 ka: STD-Erhöhung	2500-stark
DSDP 552	A-7	0 - 1050	0.52±0.01	-0.18±0.01		
DSDP 606	A-9	(Zu schlechte Datenqualität für Regressionsrechnung; im Bereich $T \approx$ 4000 ka - 2200 ka nimmt die Standardabweichung zu.)				
DSDP 607	A-11	0 - 2000	0.53±0.01	-0.135±0.005	$T \approx$ 2400 - 2750 ka: STD-Erhöhung; $T \approx$ 1200 ka: schwächere STD-Erhöhung	2500-stark 1400-schwach
ODP 659	12	0 - ca. 5000 0 - 2100	0.52±0.01 0.565±0.005	-0.074±0.005 -0.121±0.004	$T \approx$ 2550 ka: starke STD-Aufwölbung; $T \approx$ 1350 ka: schwächere STD-Erhöhung; $T \approx$ 900 ka: STD-Aufwölbung wegen MW-Übergang	2500-stark 1400-schwach
ODP 677	A-15, A-16, A-18	0 - 2000	0.44±0.01	-0.08±0.01	$T \approx$ 2500 - 2600 ka: sehr starke STD-Aufwölbung; $T \approx$ 1500 ka: STD-Erhöhung; $T \approx$ 1000 ka: STD-Aufwölbung, wahrscheinlich wegen MW-Übergang	2500-stark 1400-schwach
ODP 806	A-19, A-22	0 - ca. 2000	0.36±0.01	-0.11±0.01	$T \approx$ 1450 ka: eventuell erhöhte Standardabweichung; $T \approx$ 500 - 600 ka: eventuell erhöhte Standardabweichung	1400-schwach
ODP 846	A-23	ca. 2000 - 6000	0.31±0.01	-0.029±0.005	$T \approx$ 2500 ka: deutliche STD-Aufwölbung; weitere Erhöhungen bei $T \approx$ 3400 ka, $T \approx$ 4000 ka, $T \approx$ 5000 ka (wenig deutlich) und $T \approx$ 5550 ka	2500-stark

Tabelle 4b: Ergebnisse: Zusammenfassung der gefundenen linearen $\delta^{18}O$-Standardabweichungsverläufe (Fitbereich, Fitparameter, 1 σ-Fehler) und der $\delta^{18}O$-Ereignisse (Erhöhungen) in der Standardabweichung (Anhang A.3); Interpretation dieser Aufwölbungen als "eigenes" Charakteristikum oder als hervorgerufen durch einen abrupten Mittelwert-Übergang. Klassifikation der als global eingeschätzten Phänomene: 2500-stark: starke Erhöhung der Standardabweichung im Bereich um $T \approx$ 2500 ka; 1400-schwach: schwächere Erhöhung der Standardabweichung im Bereich $T \approx$ 1400 ka. (STD-Aufwölbungen aufgrund eines Mittelwert-Übergangs werden nicht klassifiziert.)

$\delta^{18}O$, Mittelwert, "MPT"-Übergang (Tabellen 4a, 5)

Die absoluten $\delta^{18}O$-Werte werden bei diesem MPT-Übergang ("Mid-Pleistocene Climate Transition") wie auch bei den anderen Mittelwert-Übergängen nicht untersucht, sondern lediglich die Übergangsamplituden. Im Falle von DSDP 502 fällt auf, daß der benthische Datensatz — im Unterschied zum planktischen (vgl. Tabelle 3) — keinen MPT-Übergang zeigt. Eventuell ist dies durch unterschiedlich starken lokalen Einfluß (Karibik) zu erklären. In der gesamten Betrachtung der restlichen Datensätze erscheint die Hypothese "abrupter MPT-Übergang" am wahrscheinlichsten:

- Die Hypothesen "langsam" des MPT-Überganges für ODP 677 und ODP 806 unterscheiden sich in den geschätzten Übergangsparametern sehr deutlich von der Hypothese "langsam" für ODP 659 (Tabelle 5). Der Übergangszeitpunkt T_M beträgt für ODP 659, Hypothese "langsam", 900 ka. Für ODP 677, Hypothese "langsam", beträgt er dagegen 1030 ka und für ODP 806, Hypothese "langsam", 1070 ka. Entsprechende Differenzen treten auch für T_D auf (Tab. 5). Damit würden die Hypothesen "langsam" für diese drei Datensätze gegen ein globales Klimaphänomen sprechen, was angesichts der bisher gefundenen Ergebnisse (vgl. Tabelle 3) so gut wie ausgeschlossen erscheint.
- Für DSDP 607 kommt einzig eine "abrupte" Hypothese, mit T_M = 920 ka, in Betracht.
- Im Falle des Datensatzes ODP 659 spricht für die Hypothese "abrupt", daß die festgestellte signifikante Aufwölbung der Standardabweichung bei 900 ka gut durch einen abrupten Mittelwert-Übergang zu erklären ist (vgl. Abbildungen 5, 12b). Im Falle von ODP 677 liegt eventuell auch eine derartige Entsprechung vor (Abb. A-16). (Bei ODP 806 kann eine Entsprechung weder verifiziert noch falsifiziert werden, vgl. Anhang A.3 und Abbildung A-20.)
- Für einen abrupten MPT-Übergang, und zwar zwischen den $\delta^{18}O$-Stadien 22 und 25, spricht auch die einfache Betrachtung der **originalen**, ungeglätteten Zeitreihen (Abbildung 13). Bei dem Datensatz DSDP 552, für den, eventuell aufgrund schlechterer Datenqualität oder schlechterer Approximierbarkeit des Mittelwertverlaufs durch eine Stufenfunktion, mit der Rechteckfenster-Methode ein "langsamer" MPT-Übergang gefunden wird (Tab. 5), erscheint, unter der Betrachtung der $\delta^{18}O$-Ausschläge "nach unten" (schwere Werte), auch ein abrupter Übergang möglich (Abb. 13). Daß der Übergangszeitpunkt T_M für DSDP 552 sich von den Werten für die anderen Datensätze unterscheidet, ist durch die unterschiedliche, ungetunte Zeitskala für diesen Kern zu erklären. Die DSDP 552-Zeitskala basiert u. a. auf dem Fixpunkt "Jaramillo - Base" (Tab. 1), dessen absolut datiertes Alter 1009 $\pm$ 10 ka und dessen "getuntes" Alter 1070 ka ist (Tab. 2).

Zur Bestimmung des absoluten Zeitpunktes T_M und der Übergangsdauer T_D der "Mid-Pleistocene Climate Transition" werden deshalb die Werte folgender Zeitreihen zusammengefaßt (in Tab. 5 nicht eingeklammert): DSDP 607, ODP 659 ("abrupt"), ODP 677 ("abrupt") und ODP 806 ("abrupt").

Das gewogene Mittel (Meßwerte $X_i \pm \sigma_i$; $i = 1,\ldots, N$),

$$\langle X \rangle = \frac{\Sigma (X_i / \sigma_i^2)}{\Sigma (1 / \sigma_i^2)},$$

für T_M ist 922 ka, der geschätzte innere Fehler dieses Mittelwertes,

$$s_{\langle X\rangle,\,intern} = [\ 1\ /\ \Sigma\,(1/\sigma_i^2)\ ]^{0.5},$$

ist 12 ka, und der geschätzte äußere Fehler,

$$s_{\langle X\rangle,\,extern} = \left[\frac{\Sigma\ [(X_i - \langle X\rangle)\,/\,\sigma_i]^2}{(N-1)\times\Sigma\,(1/\sigma_i^2)}\right]^{0.5},$$

ist 3 ka. (Zu gewogenem Mittelwert, innerem und äußerem Fehler siehe z. B. Gränicher (1994, Abschnitt 6.2). Die einzelnen Fehler sind auch in Tabelle 5 notiert.) Der (im Vergleich zum inneren Fehler) relativ geringe externe Fehler spricht gegen eventuelle systematische Abweichungen.

Für die Übergangsdauer T_0 ist das gewogene Mittel 40 ka, der geschätzte innere Fehler beträgt 3 ka und der geschätzte äußere Fehler 9 ka. Möglicherweise liegen systematische Fehler vor, die von den leicht unterschiedlichen Zeitskalen herrühren.

Für die Übergangsamplitude A ergibt sich das gewogene Mittel +0.29 ‰ vs. PDB, der geschätzte innere Fehler ist 0.007 ‰ vs. PDB, und der geschätzte äußere Fehler beträgt 0.05 ‰ vs. PDB. Der im Vergleich zum inneren große äußere Fehler zeigt systematische Fehler an. Diese könnten darauf zurückzuführen sein, daß für den MPT-Übergang die Amplituden von der Lokation des Kerns abhängig sind, also eine Abhängigkeit von der Wassertemperatur vorliegt. Der (globale) Anteil des Eisvolumen-Signals am Übergang wäre geringer.

$\delta^{18}O$, Mittelwert, "MPT"-Übergang			
Kern, evtl. Interpretation	T_M [ka]	T_0 [ka]	A [‰ vs. PDB]
DSDP 502	nicht nachgewiesen, allgemeine Abnahme des $\delta^{18}O$-Wertes		
DSDP 552	[810±64]	[160±20]	[+0.24±0.014]
DSDP 607	920±35	70±10	+0.28±0.014
ODP 659, "abrupt"	915±23	45± 5	+0.42±0.014
ODP 659, "langsam"	[900±60]	[190±30]	[+0.42±0.014]
ODP 677, "abrupt"	925±17	18± 5	+0.29±0.014
ODP 677, "langsam"	[1030±60]	[477±30]	[+0.36±0.014]
ODP 806, "abrupt"	925±40	48± 5	+0.17±0.014
ODP 806, "langsam"	[1070±70]	[455±20]	[+0.16±0.014]
gewogenes Mittel	922	40	+0.29
innerer Fehler	12	3	0.007
äußerer Fehler	3	9	0.05

Tabelle 5: Ergebnisse zum $\delta^{18}O$-Mittelwert-Übergang "MPT", vgl. Tabelle 4a. Multiple Interpretationsmöglichkeiten ("abrupt"/"langsam") sind angegeben. Datensätze, die den MPT-Zeitbereich nicht enthalten, sind nicht aufgeführt. Diejenigen Ergebnisse/Interpretationen, die im Text geologisch als unzuverlässig oder unwahrscheinlich nachgewiesen werden, sind eingeklammert und werden bei der Mittelung nicht berücksichtigt. Für den Übergangszeitpunkt T_M, die Übergangsdauer T_0 und die Übergangsamplitude A werden das gewogene Mittel, der innere und der äußere Fehler angegeben.

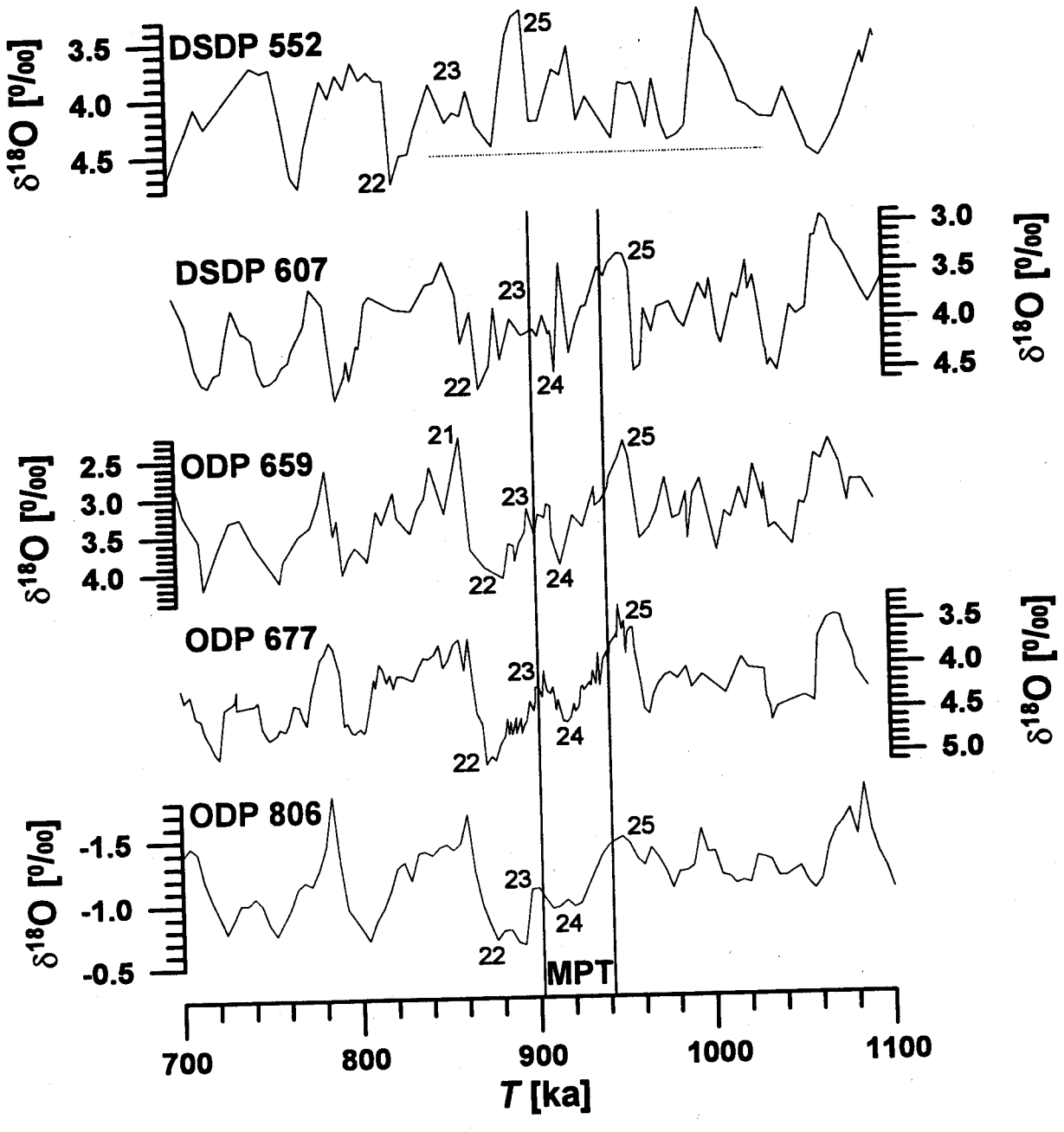


Abbildung 13: Die "Mid-Pleistocene Climate Transition" im Zeitausschnitt für die untersuchten Zeitreihen (vgl. Tab. 1, 5) bis auf DSDP 502. Die markierten δ^{18}O-Stadien entsprechen für DSDP 607 Ruddiman *et al.* (1989b), für ODP 659 Tiedemann *et al.* (1994) und für ODP 677 Shackleton *et al.* (1990). Im Fall von ODP 806 wird von Berger WH *et al.* (1993) abgewichen, deren Stadium "23" dem Stadium "25" hier entspricht. Für diese 4 getunten Zeitreihen wird ein abrupter Mittelwert-Übergang (eingezeichnet) gefunden, der im Mittel bei T_M = 922 ka liegt und eine Dauer von T_0 = 40 ka aufweist (Tab. 5). Die ungetunte Zeitreihe von DSDP 552 (δ^{18}O-Stadien eigenständig markiert) weist andere absolute Zeiten der δ^{18}O-Stadien auf. Für sie wird ein langsamer MPT-Übergang gefunden (Tab. 5). Wenn als Kriterium eines Übergangs die δ^{18}O-Ausschläge hin zu schweren Werten berücksichtigt würden (gestrichelte Linie), so wäre ebenfalls ein abrupter Übergang denkbar.

δ^{18}O, Mittelwert, "LPC"-Übergang (Tabellen 4a, 6)

Sämtliche untersuchten Datensätze, deren Zeitbereich dies gestattet, zeigen die spätpliozäne, langfristige Zunahme des δ^{18}O-Wertes ("Late Pliocene Cooling", Tabelle 6). Im Falle des Kernes V28-179, für den diese Zunahme in zwei Übergängen, die durch die Rechteckfenster-Methode als voneinander getrennt erscheinen

(Abb. A-2), besteht, wird sich über diesen statistischen Befund hinweggesetzt und aufgrund der Tatsache, daß die anderen Datensätze einen einteiligen Übergang zeigen, auch hier ein einteiliger Übergang angesetzt. (Durch "Addition": *T1MW* = *T1MW* (jüngerer Übergang) und *T2MW* = *T2MW* (älterer Übergang). Daraus wird T_M und T_D berechnet. Gesamtamplitude = A (jüngerer Übergang) + A (älterer Übergang).)

$\delta^{18}O$, Mittelwert, "LPC"-Übergang			
Kern	T_M [ka]	T_D [ka]	A [‰ vs. PDB]
V28-179	2993±63	836±126	+0.60±0.020
DSDP 606	3125±80	1150±30	+0.60±0.014
ODP 659	3028±80	1115±60	+0.55±0.022
ODP 846	3045±30	1150±20	+0.59±0.028
gewogenes Mittel	3043	1143	+0.59
innerer Fehler	24	16	0.01
äußerer Fehler	18	23	0.01

Tabelle 6: Ergebnisse zum $\delta^{18}O$-Mittelwert-Übergang "LPC", vgl. Tabelle 4a. Datensätze, die den LPC-Zeitbereich nicht enthalten, sind nicht aufgeführt.

Der LPC-Übergang stellt eine global beobachtbare, recht genau übereinstimmende Zunahme des mittleren $\delta^{18}O$-Wertes dar. Das gewogene Mittel von T_M = 3043 ka weist keinen systematischen Fehler auf (vgl. Tab. 6). Der für die Übergangsdauer T_D = 1143 ka eventuell angedeutete systematische Fehler (vgl. Tabelle 6, der äußere Fehler ist größer als der innere Fehler) wird durch den Datensatz V28-179 verursacht. Dieser Datensatz enthält lediglich 69 Punkte (Tab. 1). Eventuell ist der statistische Fehler dieses Ergebnisses unterschätzt worden. Möglicherweise ist auch die oben gemachte Zusammenfassung beider Teilübergänge dieses Datensatzes zu einem Übergang zu ungenau.

In der Amplitude von A = +0.59 ‰ vs. PDB wird eine außerordentlich gute Übereinstimmung zwischen den untersuchten, global verteilten (vgl. Tabelle 1) Datenquellen festgestellt.

$\delta^{18}O$, Mittelwert, Ereignisse (Tabelle 4a)

Als einigermaßen gesichertes globales $\delta^{18}O$-Ereignis ist die kurzzeitige Abnahme bei $T \approx$ 3150 ka, innerhalb des LPC-Übergangs (Zunahme des $\delta^{18}O$-Wertes), anzusehen (vgl. Tabelle 4a). Deutlich ist dieses Ereignis durch die Zeitreihen von DSDP 606 (Abb. A-10) und ODP 846 (Abb. A-24) registriert, nicht dagegen durch ODP 659. Möglicherweise ist die vorgenommene Unterteilung des LPC-Überganges für V28-179 in zwei Übergänge durch ein vergleichbares Ereignis zwischen diesen beiden Übergängen beeinflußt. Die anderen festgestellten $\delta^{18}O$-Ereignisse, sämtlich kurzzeitige Abnahmen des $\delta^{18}O$-Wertes, können (noch) nicht als global bezeichnet werden: Das Ereignis bei $T \approx$ 5400 ka kann aufgrund des Zeitbereiches nur von dem Datensatz ODP 846 aufgezeichnet werden; das Ereignis bei $T \approx$ 4500 ka wird von ODP 846 dokumentiert, nicht dagegen von ODP 659; das Ereignis bei $T \approx$ 3700 ka wird von ODP 846 dokumentiert, nicht dagegen von V28-179, DSDP 606 oder ODP 659; das Ereignis bei $T \approx$ 1900 ka wird von ODP 659 dokumentiert, nicht dagegen von DSDP 502, DSDP 607, ODP 677 oder ODP 806.

$\delta^{18}O$, Mittelwert, "1784-*"-Übergang (Tabelle 4a)

Die Bildung dieser Klasse, "1784-*", geschieht sehr subjektiv durch Zusammenfassung folgender 3 Übergänge, die als gemeinsames Charakteristikum lediglich zeitlich ungefähr zusammenfallen (Mittelwert von T_M = 1784 ka): Bei DSDP 502 der sehr markante, relativ rasche Anstieg im mittleren $\delta^{18}O$-Wert (Abb. A-6; T_M = 1702±30 ka, T_D = 124±8 ka, A = +0.40±0.007 ‰ vs. PDB), bei DSDP 607 die langfristige, leichte Zunahme (Abb. A-13; T_M = 1880±67 ka, T_D = 584±10 ka, A = +0.22±0.014 ‰ vs. PDB), bei ODP 806 die deutlich ausgeprägte **Abnahme** des mittleren $\delta^{18}O$-Wertes (Abb. A-22; T_M = 1770±60 ka, T_D = 204±20 ka, A = -0.22±0.014 ‰ vs. PDB). Dies ist die einzige Abnahme, die insgesamt für die Mittelwert-Übergänge im $\delta^{18}O$-Wert gefunden wird. Die Datensätze ODP 659 und ODP 677 zeigen keinen Übergang in dem entsprechenden Zeitbereich — eventuell könnte das durch ODP 659 aufgezeichnete $\delta^{18}O$-Ereignis bei $T \approx$ 1900 ka damit in Verbindung gebracht werden. Die $\delta^{18}O$-Übergänge "1784-*" erscheinen insgesamt eher lokale Klimacharakteristika aufzuzeichnen[2].

$\delta^{18}O$, Standardabweichung (Tabelle 4b)

Sämtliche untersuchten Datensätze zeigen eine generelle Zunahme der mittleren $\delta^{18}O$-Standardabweichung hin zu jungen Altern. Dieser Zunahme überlagert sind im wesentlichen zwei Zeitbereiche erhöhter Variabilität, die ein "eigenes" Charakteristikum darstellen, also nicht durch rasche Mittelwert-Übergänge vorgetäuscht werden. Der erste Zeitbereich ist zentriert um $T \approx$ 2521±34 ka (1 σ-Fehler; Mittelung über die Werte für DSDP 607, ODP 659, ODP 677 und ODP 846, bei den anderen Zeitreihen ist der Bereich nicht exakt einzugrenzen; vgl. Tabelle 4b, Klassifizierung "2500-stark"). Er weist bei sämtlichen Datensätzen eine z. T. sehr markante Erhöhung der Standardabweichung auf. Über welche Dauer diese Erhöhung vorherrscht, ist mit der Rechteckfenster-Methode nur sehr schwierig abzuschätzen (Größenordnung wenige 100 ka), da die Stufenfunktion kurzzeitige Erhöhungen nicht modellieren kann (siehe oben).

Der zweite Bereich zeigt eine weniger starke Erhöhung der Standardabweichung und ist um $T \approx$ 1375±132 ka (Mittelung über die Werte für DSDP 607, ODP 659, ODP 677 und ODP 806; vgl. Tabelle 4b, Klassifizierung "1400-schwach") zentriert. Er ist bei sämtlichen, diese Zeit dokumentierenden Datensätzen bis auf DSDP 502 nachgewiesen.

Einen Bereich erhöhter Variabilität bei $T \approx$ 550 ka zuverlässig nachzuweisen, wie er bei ODP 806 festgestellt wird, dürfte aufgrund der zeitlichen Randlage bei der endlichen Fensterbreite schwierig sein. Kerne mit höherer Zeitauflösung wären dazu notwendig. Auch für eventuelle Bereiche erhöhter Standardabweichung um $T \approx$ 3400 ka, $T \approx$ 4000 ka und $T \approx$ 5000 ka, alle drei angezeigt durch ODP 846 und nicht aufgezeichnet durch ODP 659 (zu schlechte Datenqualität bei V28-179 und DSDP 606), sowie bei $T \approx$ 5550 ka, angezeigt durch ODP 846, wird von einer Deutung als globales Kennzeichen abgesehen. Hierzu sind mehr zeitlich längere und hochauflösende $\delta^{18}O$-Zeitreihen notwendig.

Die Datensätze ODP 659 und ODP 846 zeigen eine Zunahme der Standardabweichung auch bereits vor dem Bereich erhöhter Schwankungsstärke (bei $T \approx$ 2521 ka), zurückgehend bis ca. 5000-6000 ka.

---

[2] Im Falle der Zeitreihe DSDP 552 sind für den Zeitbereich [1700 ka; 2000 ka] die interglazialen $\delta^{18}O$-Werte, die an Schalen der Foraminiferenart *Cibicidoides wuellerstorfi* gemessen sind, systematisch hin zu leichten Werten verschoben; an *Uvigerina peregrina* gemessene interglaziale $\delta^{18}O$-Werte sind deutlich schwerer (Oppo 1995, persönliche Mitteilung). Der gefundene Übergang dürfte mithin ein Artefakt sein.

Die Regressionsrechnungen (Standardabweichung gegen Zeit; vgl. Tabelle 4b und Anhang A.3) ergeben, daß eine lineare Anpassung eine zufriedenstellende funktionale Form darstellt und sich durch einen Parabel-Fit keine signifikante Verbesserung ergibt. Das gilt besonders für den Zeitbereich jünger als die STD-Aufwölbung bei $T \approx 2521$ ka, im älteren Bereich kann die Zunahme möglicherweise anders aussehen (Abb. 12a). Die gewogene Mittelung über die Regressionsergebnisse für y-Achsenabschnitt und Steigung (Tabelle 4b), innerhalb des jüngeren Zeitbereiches, $T < \approx 2100$ ka (Datensätze: DSDP 502, DSDP 552, DSDP 607, ODP 659 (0 - 2100 ka), ODP 677, und ODP 806) ergibt:

- y-Achsenabschnitt: gewogenes Mittel = 0.51 ‰ vs. PDB, innerer Fehler = 0.003 ‰ vs. PDB, äußerer Fehler = 0.03 ‰ vs. PDB;
- Steigung: gewogenes Mittel = -0.125 ‰ vs. PDB / Ma, innerer Fehler = 0.003 ‰ vs. PDB / Ma, äußerer Fehler = 0.009 ‰ vs. PDB / Ma.

Es können also systematische Abweichungen in den Geradenparametern für den Standardabweichungsverlauf im jüngeren Zeitbereich vorliegen; diese Fehler sind wahrscheinlich durch lokale Einflüsse zu erklären.

$\delta^{13}C$, Mittelwert (Tabelle 4c)

Die untersuchten Datensätze (DSDP 607, ODP 659 und ODP 677) zeigen schematisch einen übereinstimmenden Verlauf des mittleren $\delta^{13}C$-Wertes. Jeder der vier Übergänge $A_{13\text{-}C}$, $B_{13\text{-}C}$, $C_{13\text{-}C}$ und $D_{13\text{-}C}$ kann in allen drei Zeitreihen nachgewiesen werden; es treten allerdings quantitative Unterschiede auf.

Übergang $A_{13\text{-}C}$ weist die quantitativ beste Übereinstimmung zwischen allen drei Datensätzen auf (Tabelle 4c). Das gewogene Mittel von T_M ist 683 ka, der geschätzte innere Fehler dieses Mittelwerts 14 ka und der geschätzte äußere Fehler 3 ka. Die Übergangsdauer hat das gewogene Mittel $T_D = 61$ ka, der geschätzte innere Fehler davon ist 6 ka und der geschätzte äußere Fehler 12 ka. Die Übergangsamplitude A hat das gewogene Mittel 0.28 ‰ vs. PDB, der geschätzte innere Fehler davon ist 0.01 ‰ vs. PDB und der geschätzte äußere Fehler 0.03 ‰ vs. PDB.

Übergang $B_{13\text{-}C}$ zeigt (vgl. Tabelle 4c) hinsichtlich der Zeiten eine gute Übereinstimmung zwischen DSDP 607, Interpretation "einteilig" ($T_M = 1175 \pm 60$ ka, $T_D = 800 \pm 10$ ka), und ODP 659 ($T_M = 1170 \pm 57$ ka, $T_D = 615 \pm 10$ ka), wohingegen ODP 677 ($T_M = 995 \pm 35$ ka, $T_D = 98 \pm 18$ ka) davon abweicht. Die Amplituden sind: -0.61 ± 0.014 ‰ vs. PDB (DSDP 607), -0.30 ± 0.014 ‰ vs. PDB (ODP 659) und -0.25 ± 0.014 ‰ vs. PDB (ODP 677). Insgesamt also nimmt der mittlere $\delta^{13}C$-Wert zwischen $T \approx 1000$ ka und $T \approx 1200$ ka ab.

Übergang $C_{13\text{-}C}$ zeigt hinsichtlich der Zeiten eine gute Übereinstimmung zwischen ODP 659 ($T_M = 2045 \pm 20$ ka, $T_D = 26 \pm 10$ ka) und ODP 677 ($T_M = 2050 \pm 17$ ka, $T_D = 40 \pm 8$ ka). Die Zeitreihe DSDP 607 ($T_M = 1978 \pm 80$ ka, $T_D = 196 \pm 15$ ka) weicht etwas davon ab. Gewogenes Mittel für T_M ist 2046 ka, geschätzter innerer Fehler davon ist 13 ka und geschätzter äußerer Fehler 8 ka (eine Mittelung über T_D erscheint nicht sinnvoll). Die Amplituden deuten eine leichte Zunahme des mittleren $\delta^{13}C$-Wertes an: $+0.13 \pm 0.014$ ‰ vs. PDB (DSDP 607), $+0.18 \pm 0.014$ ‰ vs. PDB (ODP 659) und $+ 0.14 \pm 0.014$ ‰ vs. PDB (ODP 677). Das gewogene Mittel ist +0.15 ‰ vs. PDB, der geschätzte innere Fehler davon 0.008 ‰ vs. PDB, und der geschätzte äußerer Fehler beträgt 0.03 ‰ vs. PDB.

Übergang $D_{13\text{-}C}$ zeigt deutliche quantitative Diskrepanzen zwischen den Übergangswerten der einzelnen Datensätze, insbesondere T_M für ODP 659 ist deutlich niedriger als die Werte der beiden anderen Zeitreihen (Tabelle 4c). Man kann nur grob von einer Abnahme des mittleren $\delta^{13}C$-Wertes zwischen etwa 2500 ka und 3300 ka sprechen, deren Dauer in der Größenordnung weniger 100 ka liegt.

$\delta^{13}C$, Mittelwert									
Kern	Übergang/Ereignis; Abb.-Nr.	*T1MW* [ka]	*MW1* [‰ vs. PDB]	*T2MW* [ka]	*MW2* [‰ vs. PDB]	T_M [ka]	T_0 [ka]	Amplitude *A* [‰ vs. PDB]	Klassifikation
DSDP 607	A; A-26	652±40	0.46±0.02	733±40	0.09±0.02	693±40	81±10	+0.37±0.028	$A_{13\text{-}C}$
	B, "einteilig"; A-27	775±60	0.28±0.01	1575±60	0.89±0.01	1175±60	800±10	-0.61±0.014	$B_{13\text{-}C}$
	B, "zweiteilig", 1. Teil; A-28	902±42	0.12±0.02	968±42	0.63±0.01	935±42	66±10	-0.51±0.022	$B_{13\text{-}C}$
	B, "zweiteilig", 2. Teil; A-28	1350±60	0.63±0.01	1524±60	0.90±0.01	1437±60	174±10	-0.27±0.014	$B_{13\text{-}C}$
	C; A-29	1880±80	0.89±0.01	2076±80	0.76±0.01	1978±80	196±15	+0.13±0.014	$C_{13\text{-}C}$
	D; A-30	2270±80	0.73±0.01	2650±80	0.83±0.01	2460±80	380±45	-0.10±0.014	$D_{13\text{-}C}$
ODP 659	A; A-32	637±43	0.52±0.02	713±43	0.20±0.02	675±43	76±10	+0.32±0.028	$A_{13\text{-}C}$
	B; A-33	862±57	0.29±0.01	1477±57	0.59±0.01	1170±57	615±10	-0.30±0.014	$B_{13\text{-}C}$
	C; A-34	2032±20	0.59±0.01	2058±20	0.41±0.01	2045±20	26±10	+0.18±0.014	$C_{13\text{-}C}$
	D; A-35	3126±64	0.45±0.01	3494±64	0.61±0.01	3310±64	368±10	-0.16±0.014	$D_{13\text{-}C}$
	E, "langsam"; A-36	4020±100	0.59±0.01	4320±100	0.48±0.01	4170±100	300±20	+0.11±0.014	
	E, "abrupt"; A-37	4238±40	0.55±0.01	4312±40	0.46±0.01	4275±40	74±18	+0.09±0.014	
ODP 677	A; A-39	670±16	-0.36±0.01	696±16	-0.61±0.01	683±16	26±10	+0.25±0.014	$A_{13\text{-}C}$
	B; A-40	947±35	-0.66±0.01	1043±35	-0.41±0.01	995±35	96±18	-0.25±0.014	$B_{13\text{-}C}$
	C; A-41	2030±17	-0.53±0.01	2070±17	-0.67±0.01	2050±17	40± 8	+0.14±0.014	$C_{13\text{-}C}$
	D; A-42	2630±36	-0.69±0.01	2730±36	-0.31±0.01	2680±36	100±20	-0.38±0.014	$D_{13\text{-}C}$

Tabelle 4c: Ergebnisse: Zusammenfassung der gefundenen $\delta^{13}C$-Übergänge im Mittelwert (Anhang A.3), 1 σ-Fehler; Klassifikation der als global eingeschätzten Phänomene. Die Klassifikation ist weniger sicher als bei den $\delta^{18}O$-Klassifikationen (Tabelle 4a), da überwiegend zwar der schematische Verlauf, nicht aber die quantitativen Kennzeichen (Zeiten, Amplituden) der Phänomene übereinstimmen. Übergang E für die ODP 659-Zeitreihe kann aufgrund der beschränkten Zeitbereiche der beiden anderen Datensätze (noch) nicht als globales Phänomen bezeichnet werden.

$\delta^{13}C$, Standardabweichung						
Kern	Abb.-Nr.	Fitbereich [ka]	y-Achsenabschn. [‰ vs. PDB]	Steigung [‰ vs. PDB / Ma]	Ereignisse (STD-Erhöhung bzw. -Erniedrigung), Interpretation	Klassifizierung von Ereignissen
DSDP 607	A-25, A-28, A-30	0 - 2200	0.63 ± 0.02	-0.18 ± 0.01	$T \approx$ 2500 ka: STD-Erhöhung; $T \approx$ 1400 ka: wahrscheinliche STD-Erhöhung; $T \approx$ 700 ka: wahrscheinliche STD-Erhöhung; $T <\ \approx$ 400 ka: eventuelle Abnahme der STD	2600-stark$_{13\text{-}C}$ 1400-schwach$_{13\text{-}C}$ 650-schwach$_{13\text{-}C}$
ODP 659	A-31, A-34, A-36, A-37	0 - 4200	0.395 ± 0.007	-0.06 ± 0.01	$T \approx$ 4600 ka: deutlich erhöhte STD; $T \approx$ 2600 ka: erhöhte Standardabweichung; $T \approx$ 2050 ka: STD-Aufwölbung wegen MW-Übergang; $T \approx$ 1400 ka: wahrscheinliche STD-Erhöhung; $T \approx$ 600 ka: erhöhte Standardabweichung; $T <\ \approx$ 400 ka: eventuelle Abnahme der STD	2600-stark$_{13\text{-}C}$ 1400-schwach$_{13\text{-}C}$ 650-schwach$_{13\text{-}C}$
ODP 677	A-38, A-42	0 - 2300	0.24 ± 0.01	-0.0215 ± 0.0008	$T \approx$ 2650 ka: sehr starke STD-Aufwölbung; nur z. T. wegen MW-Übergang; $T \approx$ 870 ka: STD-Verminderung (entspricht eventuell 1400-schwach$_{13\text{-}C}$ und 650-schwach$_{13\text{-}C}$)	2600-stark$_{13\text{-}C}$ 1400-schwach$_{13\text{-}C}$

Tabelle 4d: Ergebnisse: Zusammenfassung der gefundenen linearen $\delta^{13}C$-Standardabweichungsverläufe (Fitbereich, Fitparameter, 1 σ-Fehler) und der $\delta^{13}C$-Ereignisse (Erhöhungen, Verminderungen) in der Standardabweichung (Anhang A.3); Interpretation dieser Aufwölbungen als "eigenes" Charakteristikum oder als hervorgerufen durch einen abrupten Mittelwert-Übergang. Klassifikation der als global eingeschätzten Phänomene: 2600-stark$_{13\text{-}C}$: starke Erhöhung der Standardabweichung im Bereich $T \approx$ 2600 ka; 1400-schwach$_{13\text{-}C}$: schwächere Erhöhung der Standardabweichung im Bereich $T \approx$ 1400 ka; 650-schwach$_{13\text{-}C}$: schwächere Erhöhung der Standardabweichung im Bereich $T \approx$ 650 ka. (STD-Aufwölbungen aufgrund eines Mittelwert-Übergangs werden nicht klassifiziert.) Eventuell nimmt die Standardabweichung für $T <\ \approx$ 400 ka wieder ab, so daß der Fitbereich (lineare Regression) hin zu jungen Altern eingeschränkt werden müßte.

Ein Übergang E, eine leichte Zunahme des δ^{13}C-Wertes bei $T > 4000$ ka, kann wegen der eingeschränkten Zeitbereiche bei den anderen Kernen nur bei ODP 659 festgestellt werden und deshalb (noch) nicht als globales Phänomen bezeichnet werden.

Im Vergleich zum δ^{18}O-Wert weisen die Mittelwertverläufe im δ^{13}C-Wert (benth.) stärkere quantitative Unterschiede zwischen den einzelnen untersuchten Datensätzen auf. Dies deutet darauf hin, daß die untersuchten δ^{13}C-Zeitreihen stärker als die δ^{18}O-Zeitreihen lokale Klimaeinflüsse dokumentieren. Diese könnten im Fall der Kerne DSDP 607 und ODP 677 (Foraminiferengattung *Uvigerina*, vgl. Tabelle 1) in einer Abhängigkeit von dem lokalen Nährstoffangebot liegen (vgl. Kapitel II). Vielleicht trägt im Falle von ODP 659 (*Cibicidoides wuellerstorfi*) der "Fluff-Effekt" (lokale, bodennahe, erhöhte Akkumulation δ^{13}C-leichter organischer Substanz; vgl. z. B. Sarnthein *et al.* 1994) bei. Ein globales, quantitativ etwas besser übereinstimmendes Verhalten könnte der Übergang $A_{13\text{-}C}$ darstellen.

δ^{13}C, Standardabweichung (Tabelle 4d)

Die drei untersuchten Datensätze zeigen eine generelle Zunahme der mittleren δ^{13}C-Standardabweichung im Verlauf der letzten 2300 ka und auch darüber hinausgehend seit ca. 4200 ka (ODP 659, Abb. A-31). Diese Zunahme läßt sich ausreichend durch eine Gerade beschreiben. Die Werte der Geradenparameter, ermittelt durch lineare Regression, unterscheiden sich jedoch so sehr (Tabelle 4d), daß eine Mittelung darüber unangebracht ist.

Eine z. T. sehr deutliche Erhöhung der Schwankungsstärke, die nicht (ausschließlich) durch einen Mittelwert-Übergang erklärbar ist, tritt bei ca. 2500 ka - 2650 ka auf (Tabelle 4d, Klassifizierung "2600-stark$_{13\text{-}C}$"). Eine weniger stark erhöhte Standardabweichung, ebenfalls "eigenes" Charakteristikum, d. h. nicht durch einen abrupten Mittelwert-Übergang vorgetäuscht, wird vom DSDP 607- und ODP 659-Datensatz bei ca. 1400 ka angezeigt (Tabelle 4d, Klassifizierung "1400-schwach$_{13\text{-}C}$"). Wahrscheinlich liegt auch um 600 - 700 ka ein Bereich erhöhter "eigener" Variabilität (Tabelle 4d, Klassifizierung "650-schwach$_{13\text{-}C}$") vor.

Bemerkenswert ist, daß im Fall von DSDP 607 und ODP 659 für $T < \approx 400$ ka die Standardabweichung wieder abnimmt, der lineare Anstieg also hin zu jungen Altern beschränkt wäre; jedoch erfordern zuverlässige Aussagen darüber weitere und höherauflösendere Datensätze.

Staub-Akkumulationsrate, U_K^{37}-Temperaturindex, Mittelwert und Standardabweichung (Tabelle 4e)

Die Ergebnisse (Mittelwert-Übergänge, Mittelwert-Ereignisse, Regressionen der Standardabweichungsverläufe, Bereiche erhöhter "eigener" Schwankungsstärke) für die beiden Klimavariablen Staub-Akkumulationsrate (ODP 659) und U_K^{37}-Temperaturindex (ODP 882) sind in Tabelle 4e aufgeführt. Da von jeder Variablen nur je ein Datensatz vorliegt, kann innerhalb gleicher Klimavariablen keine Zuordnung zu typischen, globalen Phänomenen erfolgen. Von 3459 ka bis 2157 ka nimmt der Staubfluß um 3.50 g/(m^2 a) zu (Tab. 4e) und zeigt damit eine anwachsende Aridität Nordwestafrikas an, die zeitlich etwa der globalen Abkühlung, dem Aufbau der Nordhemisphären-Eismasse (Tab. 6) entspricht. Bereits Tiedemann *et al.* (1994) betonen für den gleichen Datensatz diesen Zusammenhang. Sie geben als Übergangszeiten jedoch 2800 ka und 2000 ka an. Diese Diskrepanz kann eventuell dadurch erklärt werden, daß hier kein einfacher Stufenübergang vorliegt, sondern mehrere Zwischenplateaus (vgl. Anhang A.3, Abb. A-43, A-45). Die U_K^{37}-Temperaturindex-Zeitreihe kann aufgrund der schlechten Zeitauflösung im Bereich [3000 ka; 4700 ka], vgl. Tabelle 1, nicht auf ihren Mittelwert- und Standardabweichungsverlauf im spätpliozänen Abkühlungsintervall untersucht werden.

Staub-Akkumulationsrate und U_K^{37}-Temperaturindex, Mittelwert

Kern, Variable	Übergang/Ereignis; Abb.-Nr.	*T1MW* [ka]	*MW1* [Einheiten]	*T2MW* [ka]	*MW2* [Einheiten]	T_M [ka]	T_0 [ka]	Amplitude *A* [Einheiten]
ODP 659, Staub-AR [g/(m² a)]	A; A-44	685±27	12.10±0.10	735±27	10.25±0.05	710±27	50±15	+1.85±0.112
	B; A-45	2157±47	10.05±0.05	3459±47	6.55±0.05	2808±47	1302±15	+3.50±0.071
	C; A-46	3711±35	6.20±0.05	3829±35	10.05±0.05	3770±35	118±12	-3.85±0.071
	D; A-47	4306±43	9.60±0.10	4404±43	6.00±0.05	4355±43	98±15	+3.60±0.112
	Ereignis; A-43	Kurzzeitige, markante Erniedrigung der Staub-AR bei $T \approx 1750$ ka						
ODP 882, U_K^{37} [dimensionslos]	A, "einteilig"; A-50	1030±35	0.15±0.01	1860±35	0.42±0.01	1445±35	830±20	-0.27±0.014
	A, "zweiteilig", 1. Teil, A-51	1076±50	0.10±0.01	1198±50	0.30±0.01	1137±50	122±18	-0.20±0.014
	A, "zweiteilig", 2. Teil, A-51	1690±13	0.30±0.01	1700±13	0.43±0.01	1695±13	10± 4	-0.13±0.014
	B; A-52	2710±20	0.43±0.01	2715±20	0.33±0.01	2713±20	5± 3	+0.10±0.014
	C; A-53	4792±25	0.35±0.01	4880±25	0.20±0.01	4836±25	88±15	+0.15±0.014
	D; A-54	5009±20	0.215±0.005	5022±20	0.16±0.005	5015±20	13± 7	+0.055±0.011

Staub-Akkumulationsrate und U_K^{37}-Temperaturindex, Standardabweichung

Kern, Variable,	Abb.-Nr.	Fitbereich [ka]	y-Achsenabschn. [Einheiten]	Steigung [Einheiten / Ma]	
ODP 659, Staub-AR [g/(m² a)]	A-43, A-45, A-46, A-47	0 - 3500	5.44±0.05	-0.57±0.03	$T \approx$ 3900 - 4300 ka: erhöhte Standardabweichung; $T \approx$ 2500 ka: erhöhte Standardabweichung; $T \approx$ 1400 ka: erhöhte Standardabweichung; $T \approx$ 400 ka: erhöhte Standardabweichung
ODP 882, U_K^{37} [dimensionslos]	A-48, A-49, A-51, A-52, A-53	0 - 3000	0.12±0.01	-0.010±0.004	Für $T \approx$ 5150 ka, $T \approx$ 4980 ka und $T \approx$ 4840 ka: erhöhte Standardabweichung (jedoch wenig gesichert wegen geringer Datenanzahl); $T \approx$ 2700 ka: deutlich erhöhte Standardabweichung; $T \approx$ 1700 ka: erhöhte STD, evtl. wegen MW-Übergang (Abb. A-51); $T \approx$ 1350 ka: deutlich erhöhte Standardabweichung

Tabelle 4e: Ergebnisse für die Variablen Staub-Akkumulationsrate (ODP 659) und U_K^{37}-Temperaturindex (ODP 882). Oben: Zusammenfassung der gefundenen Übergänge und Ereignisse im Mittelwertverlauf (Anhang A.3); unten: Zusammenfassung der gefundenen linearen Standardabweichungsverläufe (Fitbereich, Fitparameter, 1 σ-Fehler) und der Ereignisse (Erhöhungen) in der Standardabweichung (Anhang A.3); Interpretation dieser Aufwölbungen als "eigenes" Charakteristikum oder als hervorgerufen durch einen abrupten Mittelwert-Übergang. Die Einheiten sind in eckigen Klammern angegeben. Die Steigung wird in Einheiten pro Ma angegeben. Aufgrund der geringen Datenanzahl im älteren Teil der U_K^{37}-Zeitreihe sind entsprechende Ergebnisse vorsichtig zu bewerten. Es kann keine Klassifizierung ("global") vorgenommen werden.

Bemerkenswert, obwohl vorsichtig zu bewerten, sind die sehr abrupten Übergänge im U_K^{37}-Mittelwert (Tabelle 4e). Es ist festzuhalten, daß beide Variablen im Standardabweichungsverlauf für $T < \approx 3000$ ka eine allgemeine Zunahme zeigen, die ausreichend linear beschrieben werden kann. Die Abweichungen davon, Bereiche erhöhter "eigener" Variabilität, sind jedoch beträchtlich. Sie liegen unter anderem bei $T \approx 1400$ ka und bei $T \approx 2500$ - 2700 ka (Abb. A-43, A-48; vgl. Tabelle 4e).

III. 6 Diskussion der Ergebnisse: globale Klimaphänomene; Vergleich mit bisherigen Ergebnissen

Für die Klimavariablen $\delta^{18}O$ und $\delta^{13}C$ werden folgende globale Klimaphänomene im Plio-/Pleistozänen Mittelwert- und Standardabweichungsverlauf gefunden. (Da für die Variablen Staub-AR und U_K^{37}-Temperaturindex jeweils nur eine Zeitreihe vorliegt, kann kein globales Phänomen darin untersucht werden.)

Sauerstoffisotopenverhältnis $\delta^{18}O$ (Abb. 14)

Die "Mid-Pleistocene Climate Transition" (MPT) dürfte mit Sicherheit globalen Charakters sein. Der geschätzte Übergangszeitpunkt[3] $T_M = 922 \pm 12$ ka (es wird der Konvention gefolgt, MAX(interner Fehler, externer Fehler) anzugeben; vgl. Gränicher (1994, Abschnitt 6.2.2)), stimmt mit den bisher gefundenen Werten (Tabelle 3) überein. Die festgestellte Übergangsdauer $T_D = 40 \pm 9$ ka ist mit den bisherigen Ergebnissen (Tabelle 3) kompatibel. In $\delta^{18}O$-Stadien ausgedrückt, beginnt der Übergang nach dem Stadium 25 und endet vor Stadium 22; die beiden Stadien 23 und 24 weisen deshalb deutlich verminderte $\delta^{18}O$-Ausschläge auf (Abb. 13).

Dem globalen Anteil der Amplitude $A = +0.29 \pm 0.05$ ‰ vs. PDB (Zunahme des globalen Eisvolumens) ist wahrscheinlich, wie der relativ große Fehler anzeigt, ein bemerkenswerter lokaler Anteil überlagert. Letzteres könnte z. B. durch lokal unterschiedliche Änderungen der Wassertemperatur verursacht worden sein.

Im Gegensatz zu früheren Arbeiten (Tabelle 3) wird in dieser Arbeit für die "Mid-Pleistocene Climate Transition" kein abrupter Übergang in der Standardabweichung festgestellt. Wenn eine Erhöhung der Standardabweichung gefunden wird, so ist diese durch den abrupten MPT-Übergang selbst erklärbar (vgl. Abbildungen 3, 12b, A-16). Möglicherweise ist in den zitierten Arbeiten diese fehlerhafte Interpretation vorgenommen worden.

Der LPC-Übergang ("Late Pliocene Cooling", Aufbau der Nordhemisphären-Eismasse) in seinem Mittelwertverlauf wird in dieser Arbeit quantitativ abgeschätzt: $T_M = 3043 \pm 24$ ka, $T_D = 1143 \pm 23$ ka, $A = +0.59 \pm 0.01$ ‰ vs. PDB, also eine Zunahme des mittleren $\delta^{18}O$-Wertes von 3615 ka bis 2472 ka. Tiedemann *et al.* (1994), anhand des getunten Datensatzes ODP 659 (vgl. Tabelle 1), geben abweichend (vgl. das Einzelergebnis der vorliegenden Arbeit zu $\delta^{18}O$ von ODP 659, Tab. 6, Abb. 12d) an, daß der $\delta^{18}O$-Wert von 3150 ka bis 2500 ka um 1.0 ‰ vs. PDB zugenommen hat. In der genannten Arbeit ist jedoch nicht der mittlere $\delta^{18}O$-Wert, sondern die $\delta^{18}O$-Ausschläge zu den schweren Werten betrachtet worden. Prell (1984), anhand des benthischen Datensatzes V28-179, gibt an, daß der $\delta^{18}O$-Mittelwert bei 3450 ka (Alter aktualisiert nach Tab. 2) stufenweise zugenommen hat (Tab. 3). In der vorliegenden Arbeit ist für den gleichen Datensatz

[3] Zu den absoluten Angaben der Zeiten: Natürlich hängen diese Angaben von der verwendeten Zeitskala ab. Die hier angegebenen Werte basieren auf aktuellen, getunten Zeitskalen (Tab. 2). Wenn sich diese Skala, z. B. wegen neuer radiometrischer Datierungen, ändert, so müssen auch diese Werte korrigiert werden.

(bei einer aktualisierten Zeitskala) dieses Ergebnis fast exakt bestätigt worden (Anhang A.3, Abb. A-4, Tab. 4a (Übergang B)). Es wird in der vorliegenden Arbeit die Pliozäne Nordhemisphären-Vereisung so gedeutet, daß sie bereits ungefähr mit diesem Zeitpunkt (3615 ka) startet bzw. sich nachweisbar auf den δ^{18}O-Wert abbildet. Das geschätzte Ende des LPC-Übergangs (2472 ka) stimmt gut mit bisherigen Arbeiten (z. B. Shackleton *et al.* 1984, Tiedemann *et al.* 1994) überein.

Sehr bemerkenswert ist der geringe Fehler in der Amplitude dieses Übergangs und die sehr gute Übereinstimmung zwischen den (benthischen) Datensätzen unterschiedlicher Lokalität (äquatorialer Pazifik, zentraler N-Atlantik, tropischer O-Atlantik, äquatorialer O-Pazifik; vgl. Tabellen 5 und 1). Diese Tatsache wird dahingehend interpretiert, daß zu dem globalen Eisvolumen-Signal (δ^{18}O-Zunahme, Aufbau der Nordhemisphären-Eismasse) ein Temperatur-Signal (Abkühlung, "Late Pliocene Cooling", δ^{18}O-Zunahme) tritt, das ebenfalls globalen Charakters ist.

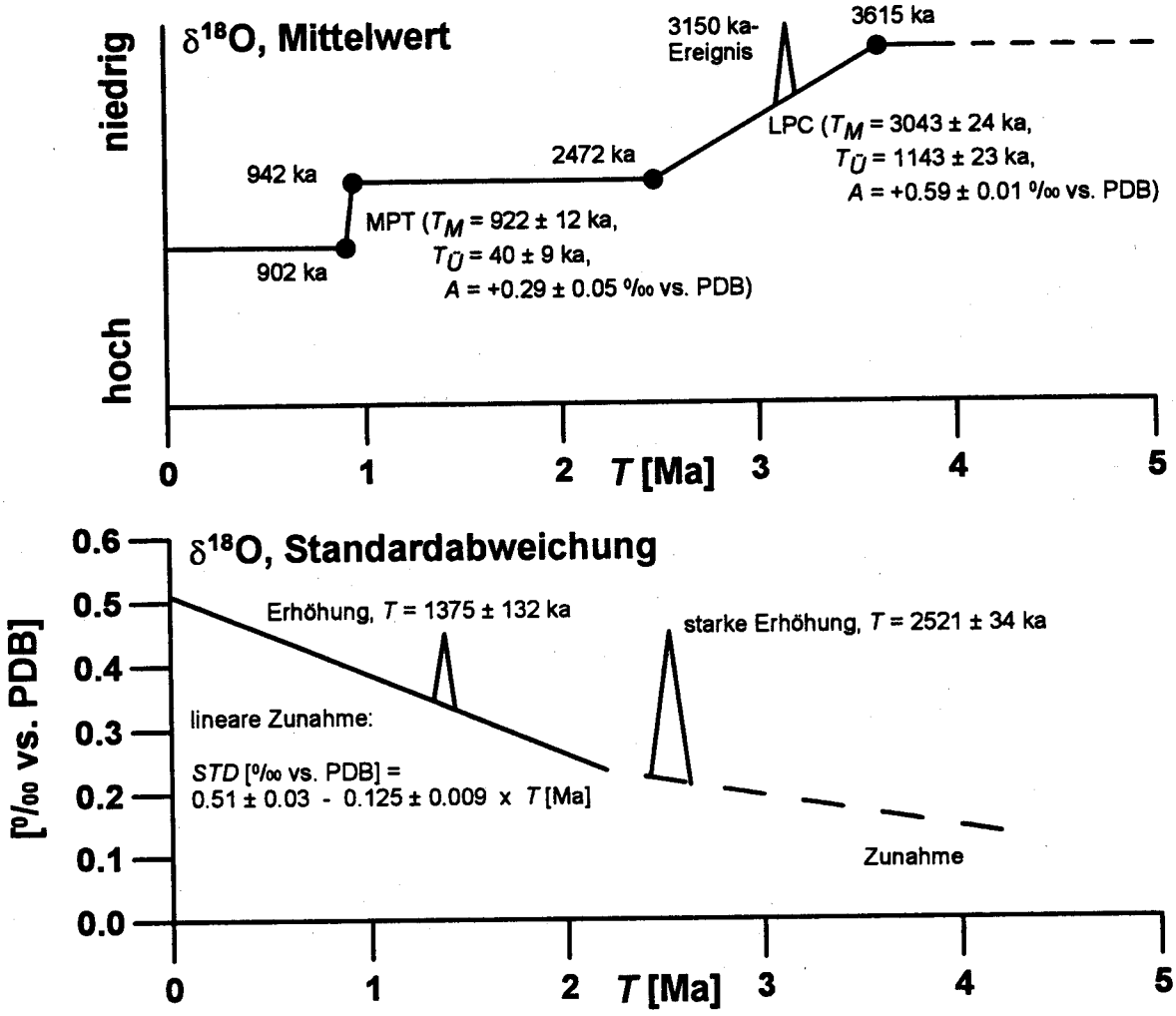


Abbildung 14: Globale Phänomene im Plio-/Pleistozänen δ^{18}O-Mittelwert- und Standardabweichungsverlauf. Die eingetragenen Erhöhungen (Mittelwert bzw. Standardabweichung) sind qualitativ zu verstehen.

Drittes, wahrscheinlich globales Charakteristikum ist die kurzzeitige Abnahme des mittleren δ^{18}O-Wertes bei T = 3150 ka, also innerhalb der LPC-Zunahme. Keigwin (1986) berichtet von kurzzeitigen δ^{18}O-**Zunahmen** (benth. und plankt.) bei DSDP 606 vor 3305 ka, 2815 ka, 2715 ka und 2515 ka (die Altersangaben sind nach Tabelle 2 aktualisiert). In der vorliegenden Arbeit wird für den gleichen Datensatz die δ^{18}O-**Abnahme** vor 3150 ka gefunden (Abb. A-10, Tab. 4a). Diese Ergebnisse sind miteinander ungefähr kompatibel, wenn auch ihre Deutungen ("Abnahme zu einem gewissen Zeitpunkt" versus "Zunahme zu anderen Zeitpunkten") sich

unterscheiden. Die in dieser Arbeit gemachte Deutung (Abnahme bei 3150 ka) wird durch die etwa zeitgleiche globale Klimaerwärmung (vgl. Kapitel I) unterstützt.

Der Standardabweichungsverlauf der δ^{18}O-Daten zeigt seit ca. 5-6 Ma eine Zunahme, die für $T < \approx 2.1$ Ma global durch folgenden linearen Zusammenhang beschrieben werden kann:

$$STD(T)\ [‰ \text{ vs. PDB}] = 0.51 \pm 0.03 - 0.125 \pm 0.009 \times T\ [\text{Ma}].$$

Dieser linearen Zunahme überlagert sind Bereiche erhöhter Schwankungsstärke, die sich nicht auf einen Mittelwert-Übergang zurückführen lassen: für $T = 2521 \pm 34$ ka ein Bereich stark erhöhter Standardabweichung; für $T = 1375 \pm 132$ ka ein Bereich weniger stark erhöhter Standardabweichung. Die Zeitdauern dieser erhöhten Schwankungsstärke lassen sich nicht zuverlässig mit der Rechteckfenster-Methode abschätzen. Von einer Pliozänen Zunahme der Variabilität berichten z. B. Shackleton *et al.* (1988). Birchfield und Ghil (1993) stellen eine Erhöhung der Schwankungsstärke des δ^{18}O-Wertes bei 2400 ka fest.

Kohlenstoffisotopenverhältnis δ^{13}C (Abb. 15)

Die gefundenen globalen Charakteristika im Plio-/Pleistozänen δ^{13}C-Verlauf zeigt Abb. 15. Der schematische Verlauf im Mittelwert (Übergänge $A_{13\text{-}C}$, $B_{13\text{-}C}$, $C_{13\text{-}C}$ und $D_{13\text{-}C}$) stimmt qualitativ zwischen den drei untersuchten Datensätzen (DSDP 607, ODP 659, ODP 677) überein. Die quantitative Übereinstimmung ist jedoch schlecht, was dahingehend interpretiert wird, daß die Kohlenstoffisotopenverhältnisse in stärkerem Maß lokale Einflüsse (z. B. Nährstoffangebot) registrieren. Um derartige Einflüsse herauszumitteln, müßten deutlich mehr Datensätze untersucht werden. Immerhin kann Übergang $A_{13\text{-}C}$ quantifiziert werden ($T_M = 683 \pm 14$ ka, $T_D = 61 \pm 12$ ka, $A = +0.28 \pm 0.03$ ‰ vs. PDB). Weder in den Referenzen für die untersuchten Datensätze (DSDP 607: Ruddiman *et al.* 1989b; ODP 659: Tiedemann 1991; ODP 677: Shackleton *et al.* 1990) noch in Raymo *et al.* (1990, 1992), die DSDP 607 und ODP 677 untersucht haben, findet sich ein Hinweis über einen entsprechenden Übergang.

Ein dem Übergang $B_{13\text{-}C}$ (graduelle Abnahme des δ^{13}C-Werts, startend bei $T < \approx 1500$ ka, vgl. Abb. 15) entsprechendes Verhalten wird von Raymo *et al.* (1990) angegeben. Sie interpretieren eine in mehreren Sedimentkernen gemessene δ^{13}C-Abnahme für $T < \approx 1600$ ka (Alter aktualisiert nach Tab. 2) als glaziale Verminderung der NADW-Produktion. Ruddiman *et al.* (1989b), anhand von DSDP 607, berichten von einer graduellen Abnahme des δ^{13}C-Werts von 900 ka bis 600 ka.

Übergang $D_{13\text{-}C}$, nur qualitativ festzustellen, könnte mit dem δ^{18}O-LPC-Übergang ("Late Pliocene Cooling", Aufbau der Nordhemisphären-Eismasse) zusammenhängen. Raymo *et al.* (1992) interpretieren die δ^{13}C-Werte als NADW-Signal und geben für den Bereich [2800 ka; 3300 ka] (Altersangaben aktualisiert nach Tabelle 2) eine große NADW-Stärke (hohe δ^{13}C-Werte) an, die für jüngere Zeiten, während des Aufbaus der Nordhemisphären-Eismasse zurückgeht. Im Intervall [1600 ka; 2650 ka] (Altersangaben aktualisiert nach Tab. 2) ist nach Raymo *et al.* (1990) die NADW-Stärke reduziert (niedrigere δ^{13}C-Werte). Zu letzterem Intervall ist, was den älteren Zeitraum betrifft, das δ^{13}C-Plateau zwischen den in dieser Arbeit festgestellten Übergängen $C_{13\text{-}C}$ und $D_{13\text{-}C}$ kompatibel (Abb. 15). Wahrscheinlich neu dürfte das Ergebnis der vorliegenden Arbeit sein, daß zuerst noch Übergang $C_{13\text{-}C}$ (abrupte, leichte δ^{13}C-Zunahme bei 2046 ka, vgl. Abb. 15) erfolgt, bevor dann bei $T \approx 1500$ ka Übergang $B_{13\text{-}C}$ (deutliche δ^{13}C-Abnahme) beginnt (s. o. und vgl. Abbildung 15).

Auch der Standardabweichungsverlauf läßt sich nur grob fassen: eine etwa lineare Zunahme seit ca. 2300 ka,

eventuell seit ca. 4200 ka (ODP 659). Eine deutliche Erhöhung der Standardabweichung existiert bei $T \approx 2600$ ka und wahrscheinlich auch Erhöhungen bei $T \approx 1400$ ka und bei $T \approx 650$ ka. Möglicherweise nimmt die Schwankungsstärke seit $T \approx 400$ ka wieder ab.

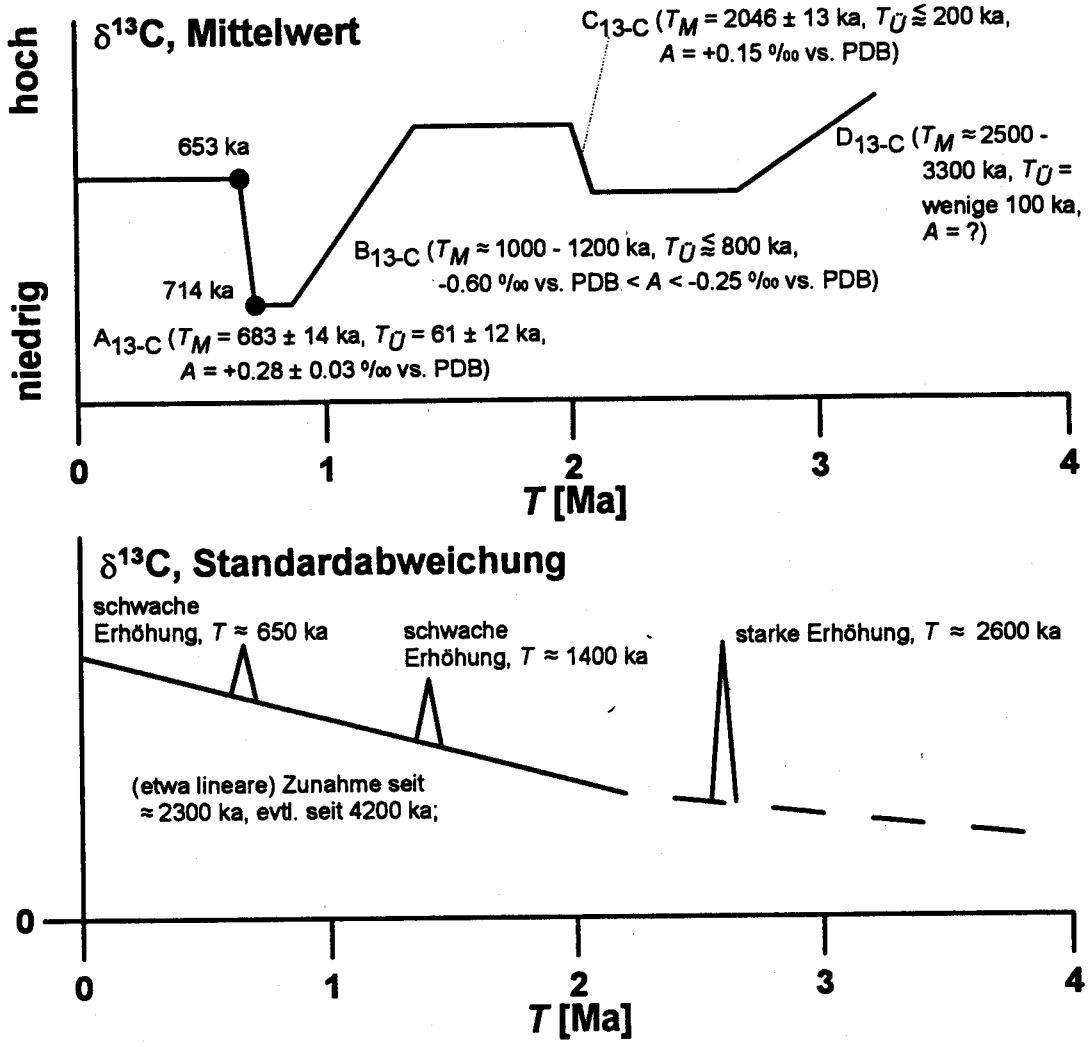


Abbildung 15: Globale Phänomene im Plio-/Pleistozänen δ^{13}C-Mittelwert- und Standardabweichungsverlauf. Die eingetragenen Erhöhungen (Standardabweichung) sind qualitativ zu verstehen.

III. 7 Zusammenfassung und Schlußfolgerungen

In diesem Kapitel ist eine einfache und zuverlässige Methode entwickelt und getestet worden, um den grundsätzlichen Klimaverlauf (Mittelwert und Standardabweichung in der zeitlichen Entwicklung, Übergänge) genau abschätzen zu können: die Rechteckfenster-Methode.

- Die optimale Fensterbreite ist durch Simulationsrechnungen in Abhängigkeit von den Übergangsparametern (Übergangsdauer, Übergangsamplitude), Fehlerstärke und Auflösung der Zeitreihe ermittelt worden. Sie löst das Dilemma-Problem zwischen statistischem und systematischem Fehler, das auftritt, wenn ein Übergang (Mittelwert, Standardabweichung) unter einer endlichen Fensterbreite beobachtet wird, indem sie den Abstand zwischen wahrem Übergang und Schätzung minimiert.
- Rechnerische Tests für die optimale Hypothese eines Übergangs gestatten dessen Quantifizierung inklusive einer Fehlerabschätzung. Systematische Fehler der Methode entstehen, wenn der angesetzte Stufenübergang den

wahren Verlauf funktional zu schlecht approximiert. Einzelne Ereignisse (z. B. kurzzeitig erhöhter Mittelwert) sind gut in ihrem Zeitpunkt, jedoch nur sehr schwierig in Dauer und Amplitude zu quantifizieren.

- Durch Kombination hypothetischer Standardabweichungs- und Mittelwertverläufe werden besonders zuverlässige Ergebnisse erzielt.
- Tests an synthetischen Zeitreihen (mit bekannten Übergangsparametern) bestätigen die Stärke der Rechteckfenster-Methode.

Die Methode ist auf global verteilte Zeitreihen unterschiedlicher Klimavariablen (neun $\delta^{18}O$-Zeitreihen, drei $\delta^{13}C$-Zeitreihen, eine Staub-Akkumulationsrate- und eine U_K^{37}-Temperaturindex-Zeitreihe) angewendet worden, um globale Phänomene in den Zeitverläufen von Mittelwert und Standardabweichung zu untersuchen:

- Die "Mid-Pleistocene Climate Transition" ist, basierend auf einer breiteren Datengrundlage, als globaler Klima-Übergang quantifiziert worden. Von 942 ka (bzw. zwischen den $\delta^{18}O$-Stadien 24 und 25) bis 902 ka (bzw. zwischen den $\delta^{18}O$-Stadien 22 und 23) steigt der mittlere $\delta^{18}O$-Wert um 0.29 ‰ vs. PDB. Dem globalen Eisvolumen-Signal ist ein beträchtliches lokales Temperatur-Signal überlagert.
- Die spätpliozäne Abkühlung/Aufbau der Nordhemisphären-Eismasse drückt sich in einer Zunahme (0.59 ‰ vs. PDB) des mittleren $\delta^{18}O$-Wertes, startend bei T = 3615 ka, d. h. früher als bisher angenommen, und endend bei T = 2472 ka, aus. Diese Amplitude stimmt auch quantitativ zwischen den untersuchten Zeitreihen außerordentlich gut überein. Die Temperaturabnahme wird deshalb als global übereinstimmend interpretiert. Mit Hilfe der präzise bestimmten Amplitude sollten Schätzungen, um wieviel Grad die Temperatur gesunken ist, genauer werden.
- Drittes, wahrscheinlich globales Charakteristikum, ist die kurzzeitige Abnahme des mittleren $\delta^{18}O$-Wertes bei T = 3150 ka, also innerhalb der spätpliozänen Zunahme. Ein Bezug zu der etwa zeitgleichen globalen Klimaerwärmung (vgl. Kapitel I) erscheint wahrscheinlich.
- Im Mittelwert des $\delta^{13}C$-Wertes ist ein global übereinstimmender schematischer Verlauf (Übergänge $A_{13\text{-}C}$, $B_{13\text{-}C}$, $C_{13\text{-}C}$ und $D_{13\text{-}C}$) festgestellt worden, wovon allerdings nur $A_{13\text{-}C}$ eine zuverlässige Quantifizierung gestattet: Von 714 ka bis 653 ka nimmt der $\delta^{13}C$-Wert um 0.28 ‰ vs. PDB ab. Qualitativ entspricht der $D_{13\text{-}C}$-Übergang (Abnahme des $\delta^{13}C$-Wertes) wahrscheinlich der spätpliozänen Zunahme im $\delta^{18}O$-Wert. Die Frage nach den relativen Anteilen (NADW-Produktion/Biomasse, vgl. Kap. II) wird hier nicht verfolgt.
- Die Zeitreihe der Staub-Akkumulationsrate (ODP 659) zeigt eine spätpliozäne Erhöhung der Aridität Nordwestafrikas an, die ungefähr dem Aufbau der Nordhemisphären-Eismasse entspricht.
- Die U_K^{37}-Temperaturindex-Zeitreihe (ODP 882) weist im Zeitbereich der spätpliozänen Abkühlung eine zu grobe Zeitauflösung auf, um entsprechende Aussagen zu treffen.
- Der Standardabweichungsverlauf zeigt für alle untersuchten Zeitreihen eine Zunahme seit mindestens 4000 ka, eventuell seit sogar 6000 ka. Seit ca. 2100 ka ist die Zunahme linear. Die $\delta^{18}O$-Zeitreihen zeigen darüber hinaus ungefähr übereinstimmende Regressionsparameter.
- Gegen Ende der globalen Abkühlung/Aufbaus der Nordhemisphären-Eismasse, bei ca. 2400 - 2700 ka, wird ein Intervall deutlich erhöhter Standardabweichung festgestellt. Dies gilt für den $\delta^{18}O$-Wert, den $\delta^{13}C$-Wert, die Staub-Akkumulationsrate und den U_K^{37}-Index. Eine mögliche Deutung dieses Sachverhaltes kann darin liegen, daß durch die vollständig aufgebaute Eismasse der Nordhemisphäre das "gesamte" Klimasystem, also die Vielzahl einzelner Subsysteme, durch neue Randbedingungen in instabile Zustände gestoßen worden sind, so daß sich innerhalb eines Zeitintervalls durch erhöhte Schwankungen ein neuer dynamischer Gleichgewichtszustand des Gesamtsystems eingestellt hat.
- Ein weiteres Intervall erhöhter Schwankungsstärke, ebenfalls für alle Klimavariablen nachgewiesen (Tabelle 4), liegt bei $T \approx$ 1400 ka. Eine Deutung dieses Bereiches erhöhter Schwankungen steht noch aus.

Insgesamt werden die bisherigen Ergebnisse zum Plio-/Pleistozänen Klimaverlauf mit der hier neu entwickelten Methode im wesentlichen bestätigt und zum überwiegenden Teil erstmals quantifiziert. Es ist leicht ersichtlich, daß sich diese Methode auch auf Zeitreihen anderer Variablen anwenden läßt.

Eine weitere Idee liegt in der Untersuchung des dritten statistischen Moments (nach Mittelwert und Standardabweichung), um den zeitlichen Verlauf der Asymmetrie (Sägezahnsignal) einzuschätzen, vgl. Hagelberg *et al.* (1991).

Kapitel IV Evolutionäre Spektralanalyse

IV. 1 Einleitung: Motivation, Kenntnisstand

Die Untersuchung des Plio-/Pleistozänen Klimaverlaufs in der Frequenzdomäne beabsichtigt in erster Linie, die Bedeutung der Erdbahnparameterschwankungen, die als "Pacemaker" des spätpleistozänen Eiszeitenklimas nachgewiesen worden sind (Hays *et al.* 1976), zeitlich weiter zurück zu verfolgen. Konkret sollen (1) Zeitbereiche bestimmter Frequenzvorherrschaft festgestellt und Übergangszeiten quantifiziert werden; (2) der Anteil der Milanković-Variabilität an der gesamten Variabilität in dem zeitlichen Verlauf eingeschätzt werden.

Methodisch besteht die evolutionäre Spektralanalyse in einer Zusammensetzung von Zeitfenstern (quasikontinuierlich, d. h. um einen Zeitbetrag klein gegen die Fensterbreite H verschoben; oder Intervallbildung), in denen mit unterschiedlichen Methoden Frequenzanteile geschätzt werden (vgl. Tabelle 7): Die Blackman-Tukey-Methode (z. B. Jenkins und Watts 1968) weist als Nachteile eine relativ geringe Frequenzauflösung sowie die Notwendigkeit äquidistanter Daten auf; die anderen verwendeten Methoden[4] ermöglichen präzisere Ergebnisse. Weitere methodische Kritikpunkte an in Tabelle 7 aufgeführten Arbeiten sind: (i) teilweise werden kubische Spline-Interpolationen verwendet, welche nachweislich (z. B. Schulz 1994) spektrale Charakteristiken verändern können; (ii) teilweise wird durch die Interpolation eine höhere Punktzahl erzeugt, als vorher vorhanden war, wodurch die statistische Sicherheit des Ergebnisses überschätzt wird; (iii) z. T. fehlen harmonische Tests auf die Signifikanz gefundener Frequenzen, (iv) z. T. geschieht die Intervallbildung bzw. die Wahl der Fensterbreite willkürlich.

Ein weiterer, wichtiger Kritikpunkt betrifft die Auswahl getunter Zeitskalen. Damit wird die Grundlage eines unabhängigen Nachweises von Milanković-Frequenzen verlassen (z. B. Berger AL *et al.* 1991; Birchfield und Ghil 1993). Interpretationen entsprechender Ergebnisse müssen jene Frequenzen dann als Prämisse voraussetzen. Wenngleich diese Kritik nicht auf unterschiedliche Feinheiten des Tuning-Prozesses eingeht und auch nicht z. B. durch Simulationsrechnungen bekräftigt wird, so bleibt doch als stärkste Nachweisgrundlage von Milanković-Frequenzen die Verwendung **ungetunter** Zeitskalen (z. B. Ruddiman *et al.* 1986).

Zusammenfassend hat die evolutionäre Spektralanalyse anhand Plio-/Pleistozäner Sauerstoffisotopenzeitreihen bisher folgende Ergebnisse für die 100 ka- und die 41 ka-Variabilität ergeben (einzelne Ergebnisse: siehe Tabelle 7):

- Der 100 ka-Zyklus dominiert eindeutig die spätpleistozänen Eisvolumenschwankungen seit etwa 0.5 bis 1.0 Ma. Der Zeitpunkt und die Dauer des Übergangs sind noch unklar. Als geologisch-physikalische Ursache dieser Zyklizität sind die Exzentrizitätsschwankungen (Periodendauern 95 und 124 ka; Berger und Loutre 1991, 1992) unwahrscheinlich, eine breit akzeptierte Deutung steht allerdings aus (vgl. Imbrie *et al.* 1993; Saltzman und Verbitsky 1993; Ghil 1994). Zeitlich direkt davor liegt ein Bereich sehr niedriger 100 ka-Variabilität. Zu älteren Zeiten hin, bis ca. 3 Ma, treten mehrere Bereiche signifikanter Variabilität auf, jedoch stimmen die einzelnen Resultate nicht überein (Tabelle 7).
- Der 41 ka-Erdschiefezyklus liegt signifikant seit mindestens 3 bis 5 Ma vor; eventuell erniedrigt sich seine Variabilität im Zuge der neu entstehenden spätpleistozänen 100 ka-Dominanz. Möglicherweise gibt es weitere

[4] Vgl. Tabelle 7. Zur Maximum-Entropy-Methode siehe z. B. Press *et al.* (1989), zur Thomson-Multitaper-Methode siehe Thomson (1982, 1990).

Referenz	Sed.-Kern	Zeitskala; Analysemethoden	Ergebnisse
Pisias und Moore Jr. (1981)	plankt., äquator.; V28-239	getunte Zeitskala; Blackman-Tukey; Intervallbildung per F-Test	● 100 ka-Zyklus: markante Erhöhung bei ≈ 950 ka; ● 41 ka-Zyklus: langsame Zunahme in [650 ka; 1350 ka], danach markante Abnahme
Pestiaux und Berger (1984)	plankt., äquator.; V28-239	ungetunte Zeitskala; Maximum Entropy; quasikontinuierlich verschobenes Datenfenster	● 100 ka-Zyklus: progressive Zunahme vom Bereich [≈ 950 ka; ≈ 1400 ka] hin zu ≈ 750 ka
Shackleton *et al.* (1988)	benth.; DSDP 552	ungetunte Zeitskala; Blackman-Tukey; willkürliche Intervallbildung	● 100 ka-Zyklus: vom Intervall [0.55 Ma; 1.3 Ma] hin zum Intervall [0; 1.1 Ma] deutliche Zunahme; ● 41 ka-Zyklus: vom Intervall [2.7 Ma; 3.7 Ma] hin zum Intervall [0.55 Ma; 1.3 Ma] Zunahme, danach ungefähr konstant
Ruddiman *et al.* (1986, 1989b), Raymo *et al.* (1989)	benth.; DSDP 607	getunte sowie ungetunte Zeitskala; Blackman-Tukey; willkürliche Intervallbildung, gefilterte Zeitreihen	● 100 ka-Zyklus: in [2200 ka; 3000 ka] nicht signifikant, danach in [1700 ka; 2200 ka] signifikant; ungefähr in [600 ka; 900 ka] (am stärksten in [600 ka; 700 ka]) Übernahme der dominierenden Rolle; ● 41 ka-Zyklus: dominiert ungefähr in [900 ka; 2800 ka]
Berger und Wefer (1992), Berger WH *et al.* (1993), Berger und Jansen (1994)	plankt., äquator.; ODP 806	getunte Zeitskala; quasikontinuierlich verschobenes Datenfenster, gefilterte Zeitreihen	[1250 ka; 1855 ka]: Dominanz des 41 ka-Zyklus, 100 ka-Zyklus sehr schwach; [620 ka; 1250 ka]: 100 ka-Zyklus wird stärker, Mischung aus 100 ka- und 41 ka-Zyklus; [0; 620 ka]: 100 ka-Zyklus dominiert
Birchfield und Ghil (1993)	benth.; DSDP 552, DSDP 607, ODP 677	getunte Zeitskalen; Thomson-Multitaper; quasikontinuierlich verschobenes Datenfenster	● 100 ka-Zyklus: von ≈ 3 Ma bis ≈ 1.5 Ma signifikant, danach eine Minimumzone, ab ≈ 1 Ma rasche Zunahme; ● 41 ka-Zyklus: seit ≈ 3 Ma durchgängig signifikant
Jansen *et al.* (1993)	plankt., äquator.; ODP 806	getunte sowie ungetunte Zeitskala; Blackman-Tukey; quasikontinuierlich verschobenes Datenfenster	● 41 ka-Zyklus: in der ungetunten Zeitreihe ([2430 ka; 4230 ka]) nicht nachgewiesen; getunte Zeitreihe: bei ≈ 4000 ka etwas Power, in [3000 ka; 4000 ka] schwach, in [2430 ka; ≈ 2850 ka] stärker
Park und Maasch (1993)	benth.; DSDP 607, ODP 677 plankt., äquator.; ODP 677	zwei getunte, unterschiedliche Zeitskalen; Thomson-Multitaper; Frequenz-Einhüllenden-Inversion nach Park (1992)	● 100 ka-Zyklus: ungefähr im Bereich [1200 ka; 2600 ka] schwach, Art des Übergangs zur spätpleistozänen Dominanz unklar: ob graduell (von ≈ 1000 ka nach ≈ 500 ka) oder abrupt bei ≈ 850 ka; ● 41 ka-Zyklus: in [1000 ka; 1500 ka] stärker als in [0; 1000 ka]
Schulz (1994)	benth.; DSDP 607, ODP 659, ODP 677	getunte Zeitskalen; Filteralgorithmus nach Ferraz-Mello (1981); quasikontinuierlich verschobenes Datenfenster	● 100 ka-Zyklus: Bereiche stärkerer Amplitude um ≈ 2800 ka, ≈ 2300 ka und ≈ 1100 ka; Minimum bei ≈ 1600 ka; abrupter Übergang zu sehr starken Werten bei ≈ 680 ka
Tiedemann *et al.* (1994)	benth.; ODP 659	getunte Zeitskala; Blackman-Tukey; willkürliche Intervallbildung	● 100 ka-Zyklus: von 5 bis 3.5 Ma nicht nachgewiesen, um ≈ 3 Ma signifikant vorhanden, von 2.5 Ma bis 1 Ma sehr schwach, in [0.5 Ma; 1.0 Ma] Übergang zur spätpleistozänen Dominanz; ● 41 ka-Zyklus: dominierend ab 5 Ma bis in den Bereich [0.5 Ma; 1.0 Ma] (schwächer in [4.0 Ma; 4.5 Ma] und [3.0 Ma; 3.5 Ma]), danach, im späten Pleistozän, etwas schwächer

Tabelle 7: Bisherige Ergebnisse evolutionärer Spektralanalysen Plio-/Pleistozäner $\delta^{18}O$-Kurven; Beschränkung auf die Zyklen mit Periodendauern von 100 ka und 41 ka; Angabe der Zeitskala und Analysemethoden. NB: Die Zeitrichtung ist von alt nach jung (lies z. B. "Erhöhung" als "Erhöhung hin zu jüngeren Zeiten"). Die Zeitangaben älterer Arbeiten (< 1990) sind nach Tab. 2 aktualisiert. Die unterstrichenen Datenquellen werden auch in dieser Arbeit untersucht.

Phasen erniedrigter 41 ka-Variabilität. Übergangsdauern zwischen den dominierenden Bereichen erscheinen nur sehr schwierig abschätzbar.

Da die evolutionäre Spektralanalyse erhöhte Anforderungen an die Datenanzahl stellt (die Fenster enthalten nur einen Bruchteil der Gesamtdaten), werden in dieser Arbeit nur die $\delta^{18}O$-Datensätze DSDP 607, ODP 659 und ODP 677 untersucht. Es wird zuerst (2. Abschnitt) eine harmonische Analyse mit Hilfe des Lomb-Scargle-Periodogramms (Lomb 1976; Scargle 1982) durchgeführt, so daß die nichtäquidistanten Daten direkt verwendet werden können. Der Filteralgorithmus von Ferraz-Mello (1981), der ebenfalls auf nichtäquidistante Daten angewendet werden kann, wird unter einem quasikontinuierlich verschobenen Fenster (dessen optimale Breite bestimmt wird) eingesetzt und ergibt das eigentliche evolutionäre Spektrum (3. Abschnitt). Diese verbesserte Methodik (und das verwendete PC-Programm) und die verwendeten Datensätze entsprechen genau der Arbeit von Schulz (1994). Gegenüber dieser Arbeit werden in der vorliegenden folgende Erweiterungen vorgenommen: (i) die Trendbereinigung durch das Subtrahieren des jeweiligen Mittelwertverlaufs (vgl. Kapitel III) ist genauer als die einfache lineare Trendbereinigung; (ii) es werden neben den getunten ebenfalls ungetunte Zeitskalen (vgl. Tabellen 1, 7) verwendet; (iii) es wird zusätzlich der 41 ka-Zyklus untersucht. Außerdem werden im 4. Abschnitt die relativen Varianzanteile in der Zeitentwicklung berechnet. Schließlich folgt eine Diskussion der relevanten Ergebnisse für die Entwicklung des Plio-/Pleistozänen Klimas.

IV. 2 Harmonische Analyse

Durch die harmonische Analyse werden die Zeitreihen auf harmonische Komponenten (diskrete Frequenzen) vor einem kontinuierlichen Hintergrundspektrum hin untersucht. Die hier angewendete Methode arbeitet dabei mit dem Periodogramm nach Lomb (1976) und Scargle (1982), das, einfach ausgedrückt, aus einer Anpassung der Zeitreihenwerte durch Summen von Sinus- und Kosinusfunktionen bestimmter Frequenzen berechnet wird. Näheres dazu findet sich in den beiden genannten Arbeiten sowie z. B. in Schulz (1994). Der verwendete Test von Siegel (1980) testet (Irrtumswahrscheinlichkeit α) auf das Vorliegen einer bis dreier harmonischer Komponenten vor einem weißen Hintergrundrauschen. Deshalb sind, angesichts eventueller mehrerer (≥ 4) harmonischer Komponenten sowie eines eventuellen farbigen Hintergrundrauschens, die quantitativen Ergebnisse des Tests (Überschreiten des kritischen Werts g_s) nicht allzu bedenkenlos zu übernehmen und eine Portion gesunden Menschenverstandes zu bewahren.

Die Ergebnisse der harmonischen Analyse, durchgeführt an den vom Mittelwertverlauf bereinigten $\delta^{18}O$-Zeitreihen DSDP 607, ODP 659 und ODP 677 (getunte wie ungetunte Zeitskalen) zeigt Abbildung 16. Sämtliche als besonders signifikant beurteilte Periodendauern sind in Tabelle 8 aufgelistet und klassifiziert.

Eine Bemerkung zu den Fehlern der geschätzten Periodendauern: Mit Sicherheit ist die "methodische" Frequenzauflösung, die einzig auf den Werten für N (Datenanzahl), mittlere Zeitauflösung (vgl. jeweils Tabelle 1) und den Parameter *OFAC* ("oversampling factor", regelt den Abstand der untersuchten Frequenzen) beruht (für alle Zeitreihen in der Größenordnung 10^{-4} 1/ka), geringer als die Frequenzungenauigkeit, die sich aus den Datierungsfehlern der verwendeten Zeitskalen ergibt. (Zusätzlich weisen Schätzungen höherer Frequenzen einen größeren relativen Frequenzfehler auf.) Dies wird deutlich durch den Vergleich der Ergebnisse für die getunten/ungetunten Zeitskalen (Abb. 16, Tab. 8). Im Fall der ODP 659-Zeitreihe liegt wahrscheinlich eine relativ genaue Stratigraphie, mit einer hohen Anzahl zuverlässiger Altersfixpunkte vor (vgl. Tabelle 1). Die starke Abhängigkeit von der Genauigkeit der verwendeten Zeitskala für die Frequenzanalyse betonen ebenfalls Ruddiman *et al.* (1986), Berger AL *et al.* (1991), Grieger (1992), Park und Maasch (1993) und Schulz (1994).

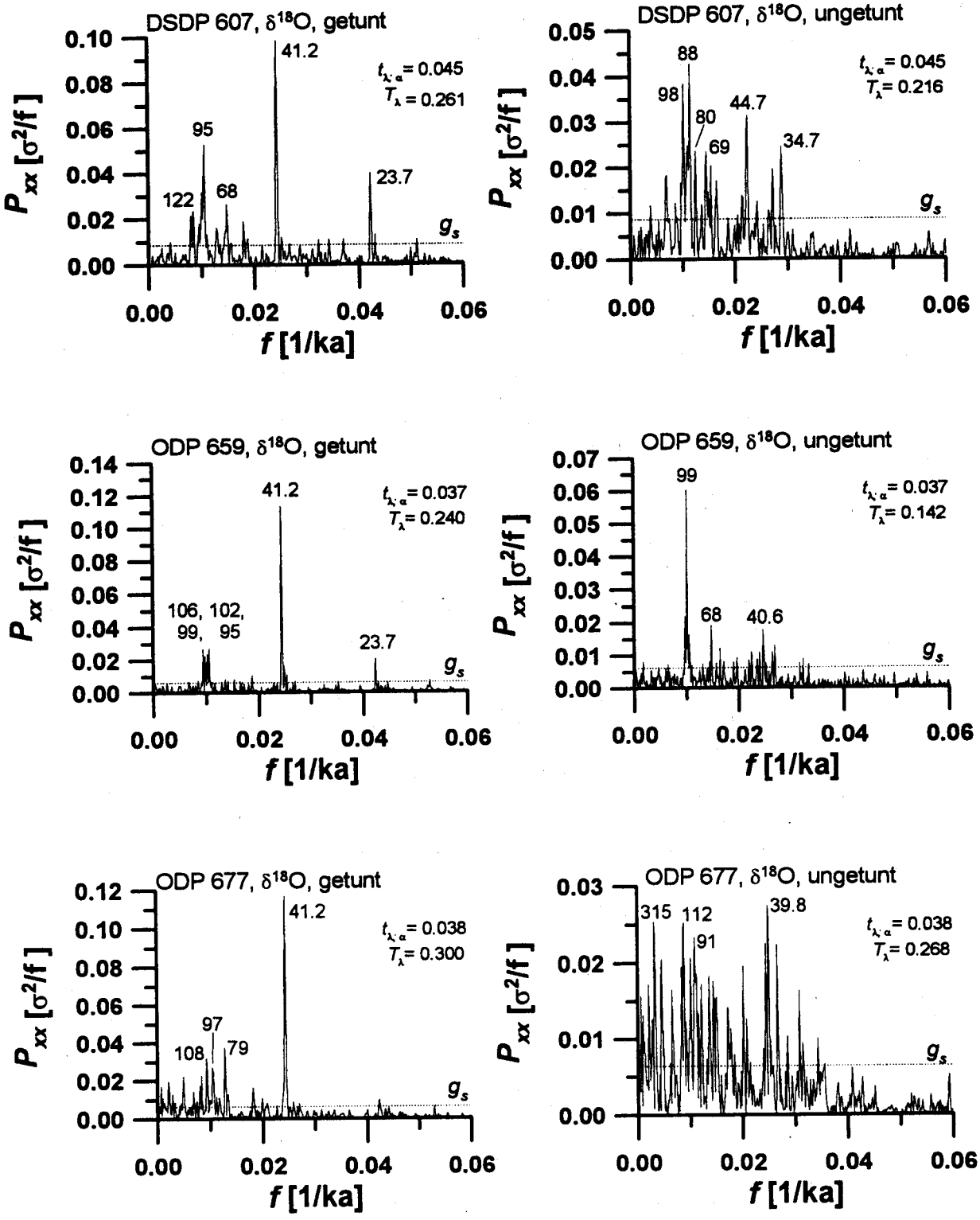


Abbildung 16: Harmonische Analyse: normalisiertes Periodogramm P_{xx} (Varianz/Frequenz) gegen die Frequenz f [1/ka], kritisches Testniveau g_s (α = 0.05). Die weiteren, von dem Programm SPECTRUM (Schulz 1994), Programmteil "Harmonische Analyse", verwendeten Parameter sind: *OFAC* = 2.0 (bestimmt Frequenzabstand), *HIFAC* = 1.0 (bestimmt maximale untersuchte Frequenz), λ = 0.4 (Test für 2 - 3 harmonische Komponenten), linearer Trend abgezogen (obwohl überflüssig). Für alle Zeitreihen weist Siegels Test mit einer Irrtumswahrscheinlichkeit von 0.05 nach ($T_\lambda > t_{\lambda;\alpha}$), daß 2 - 3 harmonische Komponenten vorhanden sind. Als besonders signifikant eingeschätzte Linien sind mit der Periodendauer [ka] gekennzeichnet, sofern dies aus Platzgründen möglich ist; sämtliche Periodendauern sind in Tabelle 8 angegeben. Durch Subtraktion von Frequenzanteilen werden keine zusätzlichen signifikanten, vorher eventuell verdeckten Frequenzen aufgespürt, vgl. Schulz (1994, Abschnitt 8.3.3).

δ^{18}O-Zeitreihe: Kern, Zeitskala		100 ka-Zyklus		41 ka-Zyklus		23 ka-Zyklus
DSDP 607, getunt	122	95	68	41.2		23.7
DSDP 607, ungetunt		98, 91, 88	80, 69	44.7	34.7	
ODP 659, getunt		106, 102, 99, 95		41.2, 40.4		23.7
ODP 659, ungetunt		103, 99, 94	68	40.6		
ODP 677, getunt	1593, 490, 206, 125, 120	108, 97	79, 55.4	41.2		
ODP 677, ungetunt	484, 315, 217, 154, 119, 112	98, 91	82, 73, 69, 49.6	40.9, 39.8	32.5	

Tabelle 8: Ergebnisse der harmonischen Analyse (vgl. Abbildung 16): signifikante Periodendauern [ka]; Klassifizierung als 100 ka-Zyklus bzw. Milanković-Zyklen, sowie als Zyklen anderer Periodendauern. Die 44.7 ka-Periode für DSDP 607, ungetunte Zeitskala, wird noch dem 41 ka-Zyklus zugeordnet; die 112 ka-Periode für ODP 677, ungetunte Zeitskala, wird nicht dem 100 ka-Zyklus zugeordnet. Die Vielzahl gefundener Periodendauern für den ODP 677-Datensatz dürfte z. T. ein Artefakt sein und z. T. an der relativ ungenauen Stratigraphie (vgl. Tabelle 1) liegen.

Die beiden genannten Unsicherheiten (Art der Hypothesen bei den Signifikanztests bzw. die Ungenauigkeit in den Periodendauern) berücksichtigend, wird das Ergebnis der harmonischen Analyse folgendermaßen interpretiert:

- Die ungetunten Zeitreihen zeigen i. a. mehr und weniger scharfe Peaks als die getunten Zeitreihen, da bei letzteren Varianz künstlich an hypothetisch angenommene Frequenzpositionen (Milanković-Frequenzen) verschoben wird. (Bei der ungetunten Zeitreihe von ODP 677 wirkt sich zusätzlich die ungenaue Stratigraphie (vgl. Tabelle 1) entsprechend aus. Bemerkenswert scharf ist jedoch das Spektrum der ungetunten ODP 659-δ^{18}O-Zeitreihe (Abb. 16).)
- Niederfrequente Anteile, Periodendauern $> \approx$ 124 ka, werden einzig für ODP 677 angezeigt. Für zuverlässige Aussagen werden mehr, zeitlich längere und stratigraphisch besser erfaßte Kerne benötigt; außerdem liegt durch das Ergebnis für die ODP 659-δ^{18}O-Zeitreihe ein starkes Gegenargument vor. Einzig sehr langfristige, eventuell vorliegende Komponenten können jedoch auch durch die anfängliche Subtraktion des Mittelwertverlaufes zerstört worden sein.
- Milanković-Perioden (124 ka und 95 ka) und der 100 ka-Zyklus: Es ist fraglich, inwieweit ein 124 ka-Zyklus in den Zeitreihen vorhanden ist. Der 100 ka-Zyklus ist in allen drei Datensätzen, für jeweils beide Zeitskalen, nachgewiesen worden. Er tritt jedoch fast immer in mehreren Peaks auf (zwischen 108 ka und 88 ka). Deshalb erscheint es fraglich, ob der 100 ka-Zyklus wirklich einer harmonischen Komponenten entspricht oder nicht stattdessen eher eine endliche Bandbreite aufweist, so auch Schulz und Mudelsee (1995, Manuskript in Vorbereitung).
- "Zwischen-Milanković-Frequenzen", zwischen $\approx$ 100 ka und 41 ka Periode, sind durch die harmonische Analyse nicht eindeutig nachgewiesen. Ein Zyklus mit Periodendauer $\approx$ 80 ka oder ein Zyklus mit Periodendauer $\approx$ 68 ka erscheinen eventuell möglich. Es wird darauf hingewiesen, daß derartige Frequenzanteile, sprich: Informationen über das Paläoklimasystem, durch den Tuning-Prozeß bevorzugt gelöscht werden können (vgl. Matteucci 1990, S. 49; Ghil 1994, S. 150).

● Die Milanković-Periodendauer von 41 ka ist sehr markant in allen drei getunten Zeitreihen. Auch in den ungetunten Zeitreihen erscheint sie als gesichert nachgewiesen (obwohl für DSDP 607, ungetunte Zeitskala, eine Periode von 44.7 ka gefunden wird).

● Kürzere Periodendauern, wie beispielsweise die Präzessionsperiode von 23 ka, sind hinsichtlich ihres Nachweises empfindlicher gegenüber Ungenauigkeiten in der Zeitskala, als es die langfristigen Komponenten sind (s. o.). Ein Nachweis, anhand ungetunter Zeitreihen, für Pliozäne Zeiträume erscheint sehr schwierig.

In der evolutionären Spektralanalyse (nächster Abschnitt) werden lediglich der 100 ka-Zyklus und der 41 ka-Zyklus untersucht.

IV. 3 Evolutionäre Spektren des 100 ka- und 41 ka-Zyklus

Die evolutionären Spektren werden innerhalb eines Rechteckfensters (Fensterbreite H), das quasikontinuierlich (d. h. Punkt für Punkt) entlang der Zeitachse verschoben wird, nach dem Filteralgorithmus von Ferraz-Mello (1981) folgendermaßen bestimmt: Der Zeitreihenwert $X(T)$ wird in einen sinusförmigen Anteil bei einer Frequenz f und einen Restanteil aufgetrennt:

$$X(T) = X_f(T) + X_{Rest}(T),$$

wobei $X_f(T)$ durch das Regressionsmodell

$$X_f(T) = d_{0;f} + d_{1;f} \sin(2\pi f T) + d_{2;f} \cos(2\pi f T)$$

gegeben ist. Die Parameter $d_{0;f}$, $d_{1;f}$ und $d_{2;f}$ werden mit least-squares-Regression bestimmt, so daß hier ebenfalls die nichtäquidistanten Zeitreihen untersucht werden können.

Elementare statistische Rechnung ergibt für ein Sinussignal der Amplitude A die Varianz $A^2/2$. Mit der Amplitude $(d_{1;f}^2 + d_{2;f}^2)^{0.5}$ von $X_f(T)$ errechnet sich die Varianz einer harmonischen Komponenten der Frequenz f zu

$$(d_{1;f}^2 + d_{2;f}^2)/2.$$

Diese Größe wird in den hier gezeigten evolutionären Spektren gegen die Zeit T (die sich aus Mittelung der Zeit-Werte innerhalb des Fensters errechnet) aufgetragen[5] ("100 ka-Varianz - absolut" bzw. "41 ka-Varianz - absolut"), Einheit ist [(‰ vs. PDB)^2].

Die Bandbreite der Filterfunktion, d. h. eine Antwort auf die Frage, wie weit eine Signalkomponente unbekannter Frequenz von der mit dem Filteralgorithmus untersuchten Frequenz abweichen darf, um noch nennenswert zum Varianzverlauf dieser Frequenz beizutragen (d. h. um noch signifikant die Bestimmung von $d_{0;f}$, $d_{1;f}$ und $d_{2;f}$ zu beeinflussen), ist in Schulz (1994) empirisch ermittelt worden. Es wird daraus geschlossen, daß, bei den hier verwendeten Fensterbreiten, vorliegenden Zeitauflösungen und untersuchten Frequenzen, sämtliche in

[5] Wenn die untersuchte Zeitreihe ein Sägezahnsignal der Amplitude (d. h. halber Peak-to-Peak-Abstand) A ist, so ergibt der Filteralgorithmus die Varianz $(4A^2/\pi^2)/2 \approx 0.2\,A^2$, vgl. Bronstein und Semendjajew (1980). Die wirkliche Varianz eines Sägezahnsignals resultiert nach elementarer statistischer Rechnung jedoch zu $A^2/3$. Im Falle eines Sägezahnsignals würde die "Fehlinterpretation" als Sinussignal durch den Algorithmus also zu einer Unterschätzung der Varianz führen. Diese Größe könnte deshalb für den 100 ka-Zyklus, der eher zu einer Sägezahnform neigt (z. B. Ruddiman *et al.* 1986), nach oben zu korrigieren sein.

Tabelle 8 in einer Klasse zusammengezogenen Frequenzwerte durch eine entsprechende, gemeinsame Untersuchungsfrequenz erfaßt werden. (Z. B. im Falle ODP 659, getunte Zeitskala und 100 ka-Zyklus-Frequenzklasse: Bei der Untersuchungsfrequenz 1/100 ka^{-1} werden die vier gefundenen Periodendauern 106, 102, 99 und 95 ka erfaßt, da der Periodenbereich dann 87 - 120 ka beträgt, vgl. Schulz (1994).) Einerseits können also alle Frequenzen von Interesse erfaßt werden, andererseits können aber auch Varianzanteile von Signalkomponenten, die nicht betrachtet werden sollen, die Schätzungen beeinflussen.

Zur Beurteilung der evolutionären Spektren ist zu beachten, daß aufgrund der endlichen Fensterbreite H das Dilemma-Problem zwischen statistischem und systematischem Fehler auftritt (vgl. Kapitel III). Eventuelle Übergänge in der Varianzstärke müssen unter Berücksichtigung der systematischen $\pm H/2$-Verbreiterung des Übergangsbereichs (vgl. Abb. 3) interpretiert werden. Für die hier untersuchten Zeitreihen hat sich die Fensterbreite $H = 400$ ka als akzeptable Lösung dieses Dilemma-Problems herausgestellt[6], etwa in Übereinstimmung mit Schulz (1994).

Die Ergebnisse der 100 ka-Variabilität (Abb. 17) zeigen eine prinzipielle qualitative Übereinstimmung zwischen den Kurven für die getunten/ungetunten Zeitskalen. Für die 41 ka-Variabilität (Abb. 18) zeigen sich deutliche Unterschiede hinsichtlich getunter/ungetunter Zeitreihen. Letzteres kann dadurch erklärt werden, daß bedingt durch den Tuning-Prozeß die Varianzanteile des Erdschiefezyklus maximiert werden.

Zum 100 ka-Zyklus (Abb. 17):

- Bei $\approx$ 600 ka (DSDP 607, getunt/ungetunt) bzw. 650 ka (ODP 659, getunt/ungetunt) bzw. 620 ka (ODP 677, getunt/ungetunt) liegt ein sehr markanter, abrupter Anstieg der 100 ka-Variabilität vor — nachgewiesen durch alle untersuchten Datensätze und Zeitskalen. (Dieses Ergebnis dürfte als gesichert zu betrachten sein, auch wenn noch Unklarheiten vorliegen, wie z. B. die Tatsache, daß die Verzerrung geringer als $\pm H/2$ ist.)
- Generell ist die 100 ka-Varianz für im Vergleich größere Zeiten schwächer.
- Es gibt Bereiche erhöhter Varianz, die sich jedoch nur ungenau in ihrer Dauer bestimmen lassen (vgl. Kapitel III, Rechteckfenster-Methode), bei:
  - $T \approx$ 1200 ka, Dauer: wenige 100 ka;
  - $T \approx$ 2300 ka (DSDP 607, ODP 677) bzw. $T \approx$ 2950 ka (ODP 659), Dauer: mehrere 100 ka.

Zum 41 ka-Zyklus (Abb. 18):

- Generell liegt eine schlechtere Übereinstimmung zwischen den Ergebnissen unterschiedlicher Datensätze vor.
- Die Frage nach einer allgemeinen Zu- oder Abnahme der 41 ka-Varianz mit der Zeit ist nicht eindeutig entscheidbar.
- Es gibt zwei Bereiche deutlich erhöhter 41 ka-Variabilität bei $T \approx$ 1400 ka und $T \approx$ 2400 - 2600 ka; eventuell liegt ein derartiger Bereich auch vor bei $T \approx$ 600 ka.

---

[6] Es hat sich in der vorliegenden Arbeit jedoch gezeigt, daß die in Kapitel III entwickelte Methodik zur quantitativen Abschätzung von Übergängen nicht einfach übernommen werden kann (d. h.: Mittelwert-Neubildung bei der Fensterverschiebung ist ein einfacher, linearer Vorgang: neue X-Werte werden dazu addiert, alte X-Werte bleiben weg; die Frequenz-Neubestimmung reagiert dagegen "nichtlinear"). Um analog zu Kapitel III die optimale Fensterbreite quantitativ bestimmen bzw. Hypothesen über Übergänge der Frequenzamplituden quantitativ schätzen zu können, wären eigene Simulationsrechnungen an synthetischen Zeitreihen notwendig. Da jedoch in den evolutionären Spektren (Abb. 17, 18) keine langfristigen, schwieriger zu quantifizierenden Übergänge festgestellt werden, kann auf diese Rechnungen verzichtet werden und die Ergebnisse visuell analysiert werden.

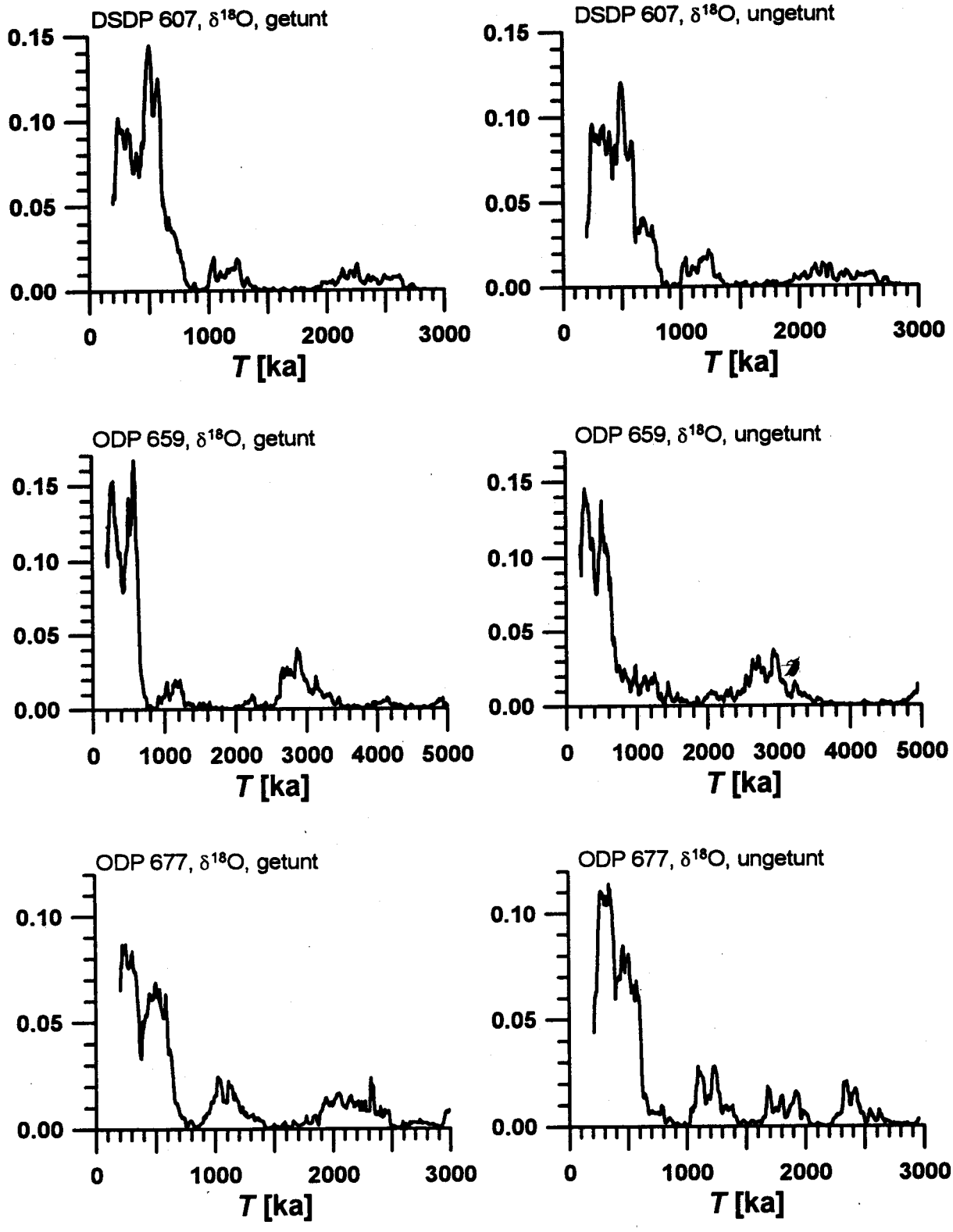


Abbildung 17: Evolutionäre Spektren für die 100 ka-Periode, Fensterbreite H = 400 ka. NB: Die Zeitachsen sind unterschiedlich lang.

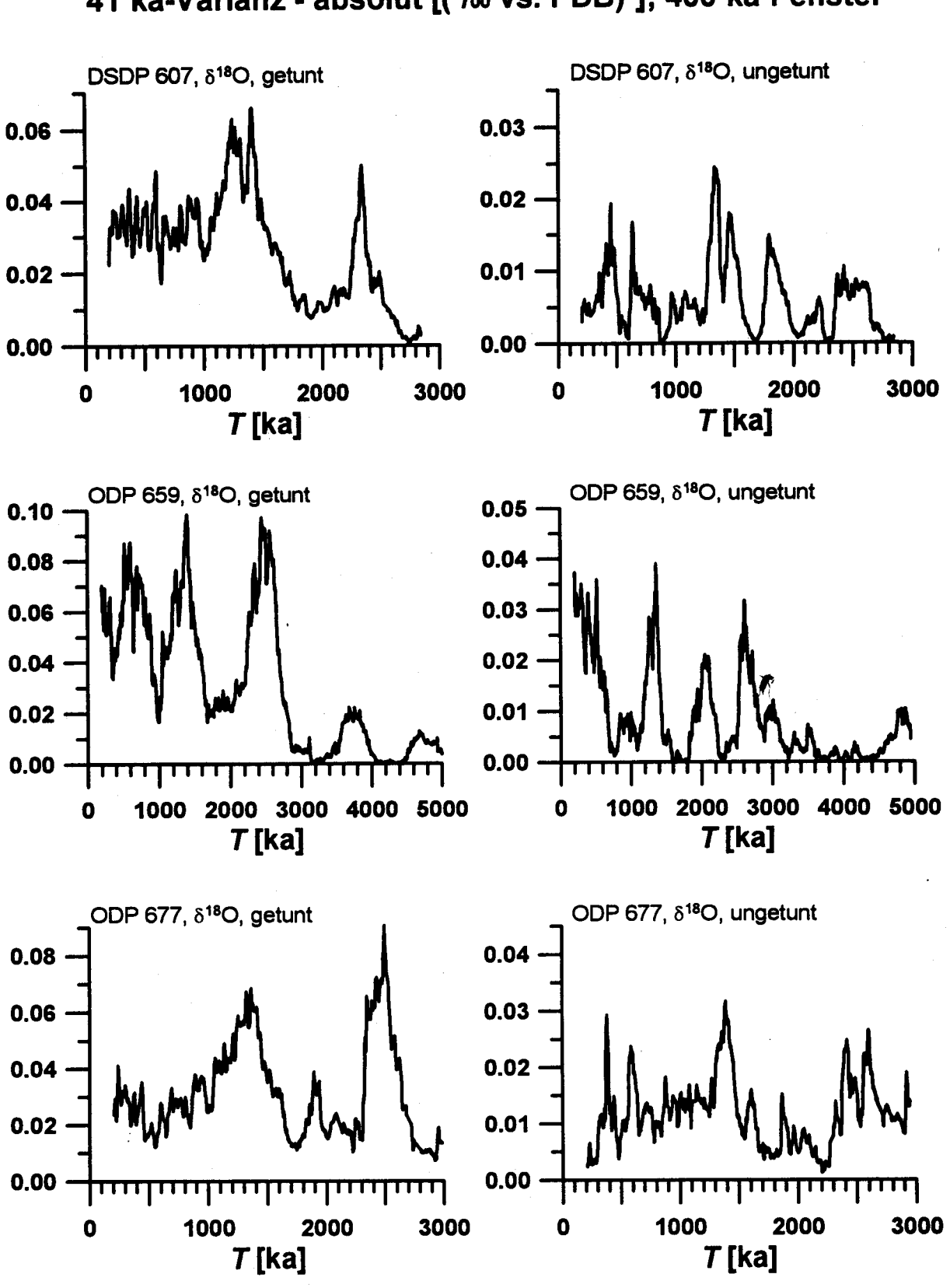


Abbildung 18: Evolutionäre Spektren für die 41 ka-Periode, Fensterbreite H = 400 ka. NB: Die Zeitachsen sind unterschiedlich lang. Die Skalierungen der y-Achse unterscheiden sich zwischen getunten/ungetunten Zeitreihen.

IV. 4 100 ka- und 41 ka-Zyklus: zeitliche Abhängigkeit der Varianzanteile an der Gesamtvarianz

Die Anteile der 100 ka- bzw. 41 ka-Varianz an der Gesamtvarianz in der zeitlichen Entwicklung ergeben sich durch Division mit der gesamten Varianz über das Rechteckfenster, das entlang der Zeitachse verschoben wird:

$$\textit{relativer Anteil}\ (T) = \left[\frac{100\,ka\text{- bzw. }41\,ka\text{-Varianz}}{Varianz}\right]_{Rechteckfenster} = \left[\frac{(d^2_{1;f} + d^2_{2;f})/2}{Varianz}\right]_{Rechteckfenster}.$$

Diese Größe wird gegen die Zeit T (die sich aus Mittelung der Zeit-Werte innerhalb des Fensters errechnet) aufgetragen. Durch die Division bleibt das qualitative Ergebnis (vgl. 3. Abschnitt; Übereinstimmung/Unterschiede zwischen einzelnen Datensätzen, Zeitskalen) im wesentlichen erhalten (Abb. 19, 20). Der 100 ka-Peak bei $T \approx 2950$ ka (ODP 659) wird prononcierter. Der Anstieg des 100 ka-Varianzanteils (Abb. 19) bei $T \approx 5000$ ka (ODP 659, ungetunte Zeitskala) sollte aufgrund der zeitlichen Randlage vorsichtig interpretiert werden.

Durch Mittelung des zeitabhängigen relativen Anteils über den gesamten Zeitbereich ergibt sich der **mittlere** relative Anteil für die Frequenz f. Der Flächenanteil des entsprechenden Frequenzpeaks ("Cursor-Integration") bei der harmonischen Analyse (Abb. 16) mißt auf eine unterschiedliche Weise ebenfalls diesen mittleren relativen Anteil. Durch einen Vergleich der Ergebnisse beider Methoden (Tab. 9) ist die Abschätzung zuverlässiger.

	100 ka-Zyklus			41 ka-Zyklus		
δ^{18}O-Zeitreihe: Kern, Zeitskala	Periode; Grenzen [ka]	Cursor- $\int$ [‰]	⟨Anteil⟩ [‰]	Periode; Grenzen [ka]	Cursor- $\int$ [‰]	⟨Anteil⟩ [‰]
DSDP 607, getunt	95; 109 - 84	13.4	11.8	41; 42.7 - 39.8	12.0	20.4
DSDP 607, ungetunt	92; 105 - 82	15.2	11.2	45; 46.5 - 43.1	6.1	5.1
ODP 659, getunt	101; 120 - 87	14.8	11.2	41; 42.9 - 39.5	18.8	22.6
ODP 659, ungetunt	99; 117 - 85	15.5	11.5	41; 42.3 - 39.0	5.1	6.7
ODP 677, getunt	102; 113 - 93	8.5	11.7	41; 42.4 - 40.2	14.8	28.5
ODP 677, ungetunt	91; 100 - 84	8.0	12.2	40; 41.3 - 39.3	5.6	11.7

Tabelle 9: Über die gesamten Zeitbereiche (vgl. Tabelle 1) gemittelte relative Anteile der 100 ka- bzw. 41 ka-Variabilität an der Gesamtvariabilität. Die Prozentangaben werden durch zwei unterschiedliche Methoden festgestellt: (1) zeitliche Mittelung ("⟨Anteil⟩") der relativen Anteile (Abb. 19, 20), wobei die zentrale untersuchte Periode sowie die Grenzen des 3 dB-Bandbereiches angegeben sind; (2) Cursor-Integration ("Cursor- $\int$ ") (Integrationsgrenzen entsprechen dem 3 dB-Bandbereich) der Periodogramme (Abb. 16).

Die Werte für den 100 ka-Zyklus zeigen relativ gute Übereinstimmung, im Mittel aller Werte liegt der Anteil bei 12 ± 2 %. Für den 41 ka-Zyklus gibt es leicht interpretierbare Diskrepanzen zwischen den Ergebnissen für ungetunte/getunte Zeitskalen (Varianzverschiebung durch das Tunen), aber auch, besonders für getunte Zeitskalen, schwerer zu interpretierende Diskrepanzen zwischen den Ergebnissen aus Cursor-Integration und denen aus der Mittelung der relativen Anteile. Im Falle der ungetunten ODP 677-Zeitreihe könnte diese Diskrepanz durch die vergleichsweise schlechte Stratigraphie zu erklären sein (siehe oben und Tabelle 1). Unter Vernachlässigung des Ergebnisses dieser Zeitreihe errechnet sich ein relativer mittlerer 41 ka-Varianzanteil

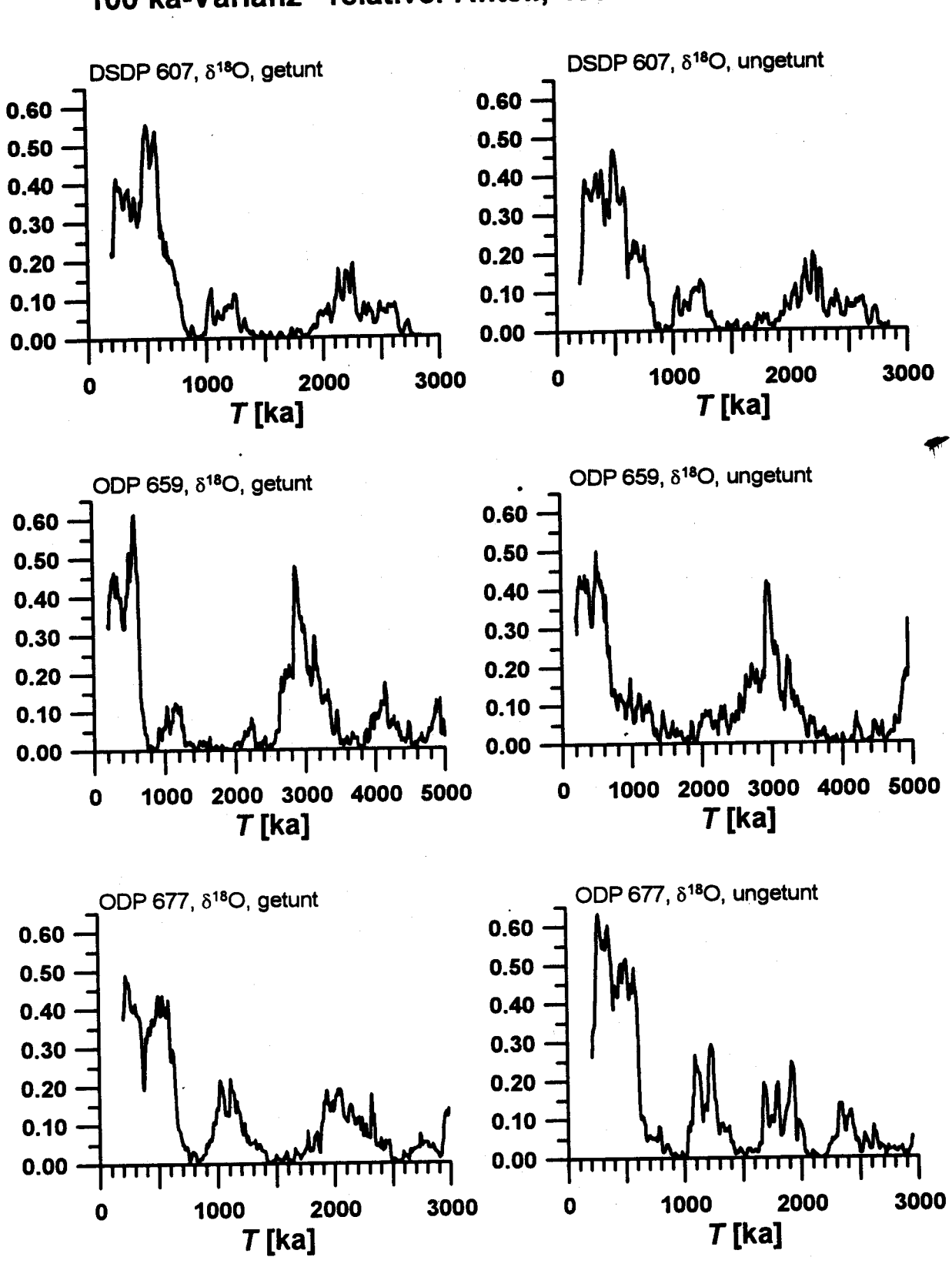


Abbildung 19: Relativer Anteil der 100 ka-Varianz an der Gesamtvarianz als Funktion der Zeit; Fensterbreite H = 400 ka. NB: Die Zeitachsen sind unterschiedlich lang.

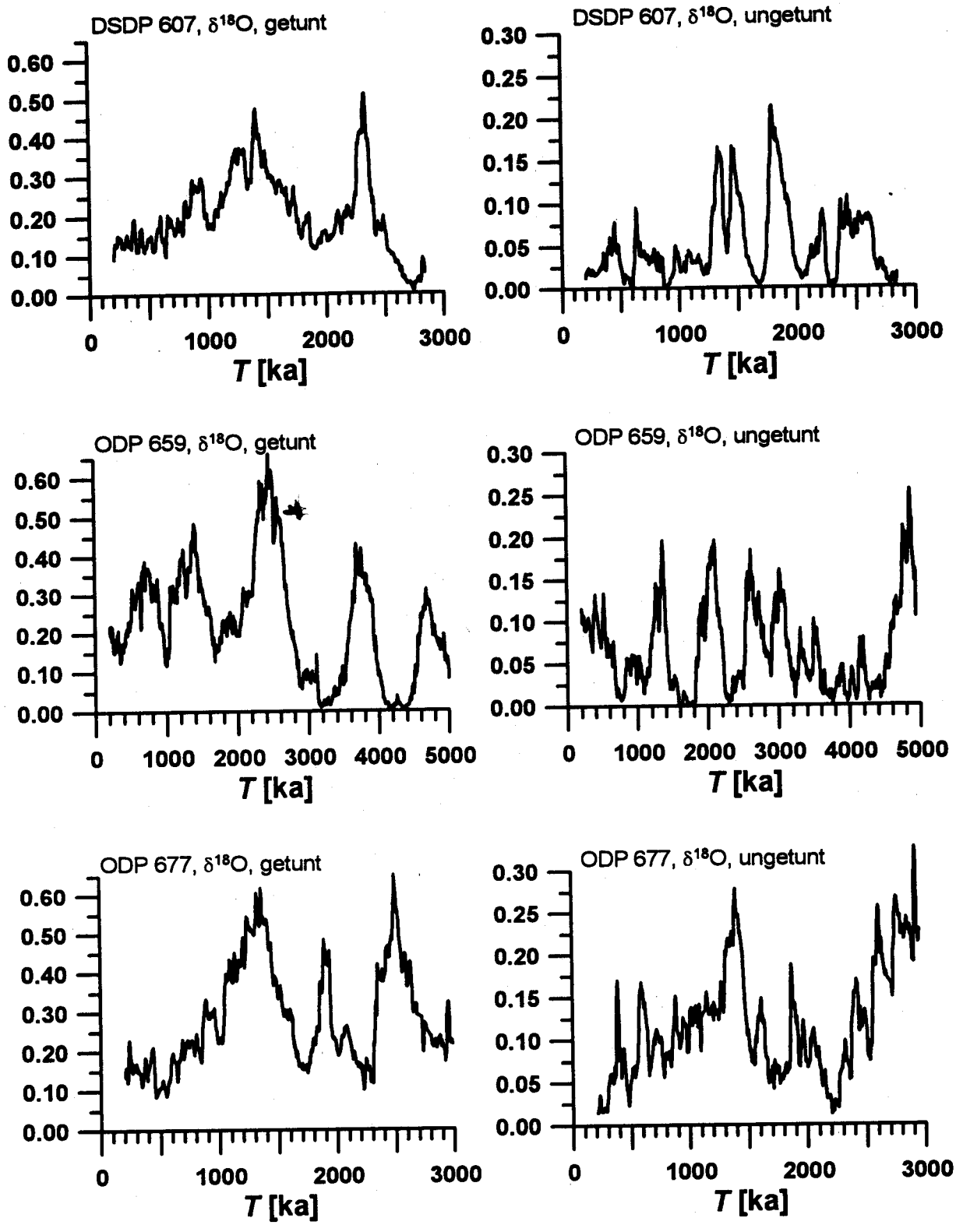


Abbildung 20: Relativer Anteil der 41 ka-Varianz an der Gesamtvarianz als Funktion der Zeit; Fensterbreite H = 400 ka. NB: Die Zeitachsen sind unterschiedlich lang. Die Skalierungen der y-Achse unterscheiden sich zwischen getunten/ungetunten Zeitreihen.

(ungetunte Zeitreihen) von $\approx 5.7 \pm 0.7$ %.

Die Ergebnisse der einzelnen ungetunten Datensätze für die relativen Anteile werden zusammengefaßt (Abb. 21). Dabei wird im Falle des 41 ka-Zyklus das Ergebnis für ODP 677 aufgrund der angenommenen Ungenauigkeit nicht berücksichtigt. Auf eine entsprechende Darstellung für die getunten Zeitreihen wird verzichtet, da diese weniger die wirklichen relativen Anteile als vielmehr die Auswirkungen des Tuning-Prozesses zeigen würde. Schließlich werden auch die 100 ka-Variabilität und die 41 ka-Variabilität addiert (Abb. 21), um einen groben Anhaltspunkt für die Gesamtbedeutung der Erdbahnparameterschwankungen für den Plio-/Pleistozänen Klimaverlauf zu erhalten. Die entsprechende Prämisse wäre also, daß der 100 ka-Zyklus mit den Milanković-Schwankungen zusammenhängt, sei es über die Exzentrizität oder über harmonische Kombination der Präzessionsfrequenzen (vgl. Ghil 1994), und daß der 23 ka-Zyklus auf Pliozänen Zeitskalen unbedeutend bzw. nicht nachzuweisen ist.

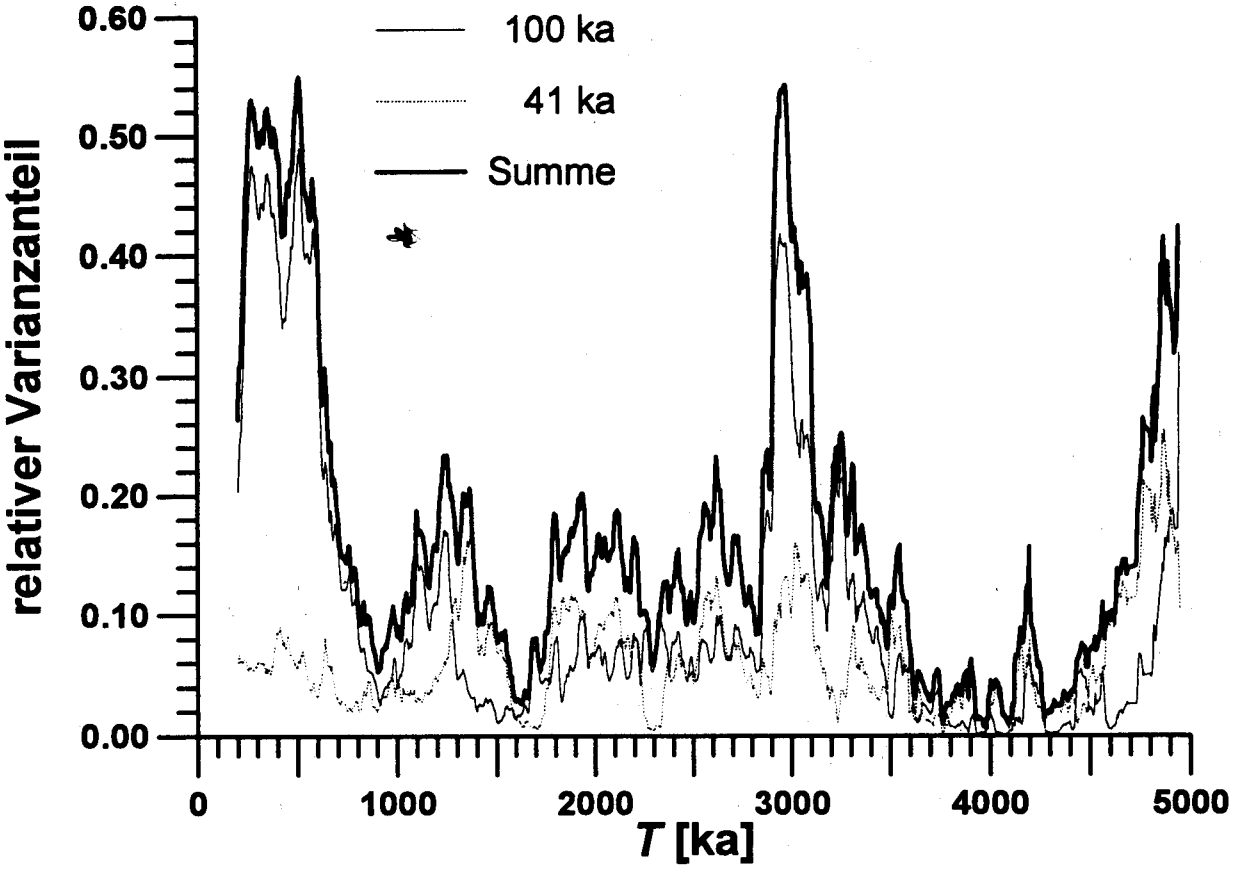


Abbildung 21: Relative Anteile (Abb. 19, 20) an der Gesamtvariabilität als Funktion der Zeit im Vergleich über das gesamte Zeitintervall. Für den Zeitbereich < 2850 ka wird der 100 ka-Varianzanteil aus den Ergebnissen für die ungetunten Zeitreihen DSDP 607, ODP 659 und ODP 677 gemittelt, und der 41 ka-Varianzanteil aus denen für die ungetunten Zeitreihen DSDP 607 und ODP 659. Für den Zeitbereich ≥ 2850 ka stehen nur die Ergebnisse von ODP 659 zur Verfügung.

IV. 5 Zusammenfassung; Schlußfolgerungen über die Entwicklung des Plio-/Pleistozänen Klimas: 100 ka- und 41 ka-Zyklus

Mit dem Programm von Schulz (1994) zur evolutionären Spektralanalyse ist der Plio-/Pleistozäne Klimaverlauf in der Frequenzdomäne untersucht worden. Datengrundlage sind drei lange, hochauflösende δ^{18}O-Zeitreihen (DSDP 607, ODP 659, ODP 677), jeweils mit einer getunten wie einer ungetunten Zeitskala, die anfangs von

den in Kapitel III festgestellten Mittelwertverläufen bereinigt worden sind. Die Methode erlaubt es, nicht-äquidistante Daten zu untersuchen und Übergänge exakter zu erforschen und ist deshalb besonders geeignet für paläoklimatische Zeitreihen.

● Die harmonische Analyse weist als signifikant für alle Kerne und Zeitskalen die Periodendauern von ≈ 100 ka und 41 ka nach. Die stärkste Unsicherheit betrifft die Auswirkung von Fehlern in der Stratigraphie. Deshalb können die Präzessionsperioden (19 und 23 ka) für die ungetunten Pliozänen Zeitreihen nicht nachgewiesen werden.
● Die evolutionären Spektren für den 100 ka- und den 41 ka-Zyklus werden mit Hilfe des Filteralgorithmus' von Ferraz-Mello (1981) für 400 ka-Rechteckfenster berechnet, die quasikontinuierlich verschoben werden. Ein visueller Vergleich hat diese Fensterbreite als optimalen Kompromiß ergeben.

100 ka-Zyklus

● Zyklizitäten mit Periodendauern von ≈ 100 ka sind für alle drei untersuchten Datensätze, sowohl bei ungetunten als auch bei getunten Zeitskalen, eindeutig nachgewiesen. Gegen eine Steuerung der $\delta^{18}O$-Daten und damit des Klimas rein durch die Exzentrizität spricht der hohe 100 ka-Varianzanteil der $\delta^{18}O$-Zeitreihen im Vergleich zu dem geringen Varianzanteil im Spektrum der solaren Einstrahlung (Berger AL 1978), vgl. Imbrie *et al.* (1993) und Ghil (1994). Aber auch Hypothesen über eine Verstärkung der Exzentrizitätsschwankungen durch das Klimasystem (z. B. Hagelberg *et al.* 1991) erscheinen unwahrscheinlich: in den untersuchten $\delta^{18}O$-Kurven ist eine 124 ka-Periode z. T. nicht enthalten, eine exakte 95 ka-Periode nicht eindeutig nachgewiesen. Plausibler ist ein **breites** 100 ka-Signal, das z. B. durch kurzfristigeren (Periode in der Größenordnung 20 ka) Antrieb eines Eis-Lithosphäre-Systems entstehen kann (Modelluntersuchungen von z. B. Pollard 1984; Hyde und Peltier 1985; Lindzen 1986; vgl. Ghil 1994).
● Im Zeitverlauf wird bei sämtlichen untersuchten Datensätzen und Zeitskalen ein sehr abrupter Übergang zu hoher 100 ka-Variabilität für $T \approx 600$ - 650 ka gefunden. Das Ergebnis von Schulz (1994) wird damit bestätigt, allerdings mit einem ≈ 60 ka jüngeren Übergangszeitpunkt, was eventuell durch die vom Mittelwertverlauf (Kapitel III) bereinigten und damit zuverlässigeren Datensätze erklärbar ist. Eine Teilerklärung können auch die — im Gegensatz zu o. g. Arbeit — ungetunten Zeitskalen sein (vgl. Tab. 2). Den Ergebnissen anderer Arbeiten, die einen eher graduellen Übergang postulieren (Tabelle 7), wird widersprochen und auf eine zum Aufspüren abrupter Übergänge wahrscheinlich unzureichende Methodik der Intervallbildung hingewiesen. Außerdem könnte bei Interpretationen von Ergebnissen, die mit Hilfe quasikontinuierlich verschobener Datenfenster erzielt worden sind, die Verbreiterung des Übergangsbereichs (vgl. Kapitel III) nicht berücksichtigt worden sein. Weiterhin wird einer in vielen Arbeiten (vgl. Tabelle 7) angedeuteten Synchroneität von "Mid-Pleistocene Climate Transition" (Übergang im mittleren $\delta^{18}O$-Wert) und 100 ka-Periode-Übergang widersprochen. Mit dem in Kapitel III gefundenen Zeitpunkt von ≈ 922 ka für den abrupten Mittelwert-Übergang findet der abrupte 100 ka-Varianz-Übergang um ≈ 300 ka danach statt. Physikalisch-geologische Deutungen dieser Tatsachen stehen noch aus. Erste, sehr unsichere Vermutungen könnten den in Kapitel III gefundenen Übergang $A_{13\text{-}C}$ (Übergangszeitpunkt 683 ka) im $\delta^{13}C$-Verlauf und, weitergehend, Änderungen in der NADW-Produktion oder dem Kohlenstoffkreislauf damit verknüpfen, vgl. Saltzman und Verbitsky (1993, 1994).
● Der Zeitverlauf zeigt für den älteren Bereich, in Übereinstimmung mit bisherigen Arbeiten (Tab. 7), eine generell niedrigere 100 ka-Varianz. Jedoch liegen auch Phasen signifikant erhöhter Varianz vor: für $T \approx 1200$ ka, sowie für $T \approx 2300$ ka (DSDP 607, ODP 677) bzw. $T \approx 2950$ ka (ODP 659). (Letzterer Zeitpunkt, ca. 3 Ma, wird in einer Nebenuntersuchung (Ergebnis nicht gezeigt) für die $\delta^{18}O$-Zeitreihen DSDP 606 und ODP 846 ungefähr bestätigt.)
● Der Anteil der 100 ka-Varianz an der Gesamtvarianz zeigt im Zeitverlauf ein entsprechendes Aussehen;

vereinzelt, vor allem im späten Pleistozän, werden ca. 40 % bis 50 % erreicht. Hays *et al.* (1976), anhand zweier spätpleistozäner δ^{18}O-Kurven aus dem südlichen Indik, geben 50 % an. Grieger (1992), anhand der spätpleistozänen, hochauflösenden δ^{18}O-Kurven der Sedimentkerne Meteor 13519 (Sarnthein *et al.* 1984) und ODP 658 (Sarnthein und Tiedemann 1990), kommt zu dem gleichen Ergebnis wie die vorliegende Arbeit. Deutlich tritt die Erhöhung bei $T \approx 2950$ ka hervor, die Erhöhung bei $T \approx 5$ Ma sollte vorsichtig interpretiert werden, obwohl sie in einer Nebenuntersuchung (Ergebnis nicht gezeigt) für die δ^{18}O-Zeitreihe ODP 846 ungefähr bestätigt wird. Im Mittel über die letzten $\approx$ 3 Ma (DSDP 607, ODP 659, ODP 677) bzw. 5 Ma (ODP 659) beträgt der 100 ka-Varianzanteil 12 $\pm$ 2 % (getunte und ungetunte Zeitskalen). Eventuell müssen die Werte etwas nach oben korrigiert werden, wenn der 100 ka-Zyklus eher als Sägezahn- denn als Sinusschwingung zu beschreiben ist (siehe Fußnote 5).

41 ka-Zyklus

- Der 41 ka-Erdschiefezyklus wird in allen untersuchten Datensätzen und Zeitskalen nachgewiesen (wenngleich auch für DSDP 607, ungetunte Zeitskala, mit einer Periode von 44.7 ka).
- Der Zeitverlauf erscheint für die unterschiedlichen Datensätze weniger einheitlich. Ob der 41 ka-Zyklus eine Abnahme während der spätpleistozänen Übergänge im δ^{18}O-Mittelwert bzw. 100 ka-Periode zeigt, wie in manchen Arbeiten (Tab. 7) behauptet wird, ist nicht zu entscheiden. Wahrscheinlich ist, daß eine Maskierung durch den ansteigenden 100 ka-Zyklus mit einer Abnahme des 41 ka-Zyklus gleichgesetzt worden ist.
- Trotzdem scheinen zwei Bereiche erhöhter 41 ka-Variabilität bei $T \approx$ 1400 ka und $T \approx$ 2400 - 2600 ka (eventuell ein Bereich bei $T \approx$ 600 ka) vorzuliegen. Der zeitliche Zusammenhang mit den Bereichen erhöhter gesamter Varianz (bzw. Standardabweichung), die in Kapitel III festgestellt worden sind, ist auffallend. Eine physikalisch-geologische Deutung für den Bereich $T \approx$ 2400 - 2600 ka könnte in den dann (vgl. Kapitel III) ausgebildeten Nordhemisphären-Eismassen liegen, die in geographische Breiten gewachsen sein könnten, in denen der Einfluß der Erdschiefe (d. h. des jahreszeitlichen Sonnenstandes) stark ist, vgl. z. B. Hays *et al.* (1976) und Berger AL (1992). Erhöhte Werte für $T \approx$ 5000 ka (ODP 659) sollten vorsichtig interpretiert werden.
- Der Anteil der 41 ka-Varianz an der Gesamtvarianz zeigt für die ungetunten Zeitreihen generell niedrigere Werte als die 100 ka-Varianz. Der Zeitverlauf entspricht in etwa dem der absoluten Werte, vereinzelt werden ca. 15 - 20 % erreicht (bei $\approx$ 5000 ka 24 %, bei $\approx$ 2400 - 2600 ka 12 % und bei $\approx$ 1400 ka 16 %). Im Mittel über die letzten $\approx$ 3 Ma (DSDP 607, ODP 659, ODP 677) bzw. 5 Ma (ODP 659) beträgt der 41 ka-Varianzanteil für die ungetunten Zeitreihen 5.7 $\pm$ 0.7 %. (Die getunten Zeitreihen ergeben einen Wert von ca. 20 $\pm$ 6 %.) Hays *et al.* (1976), anhand zweier getunter spätpleistozäner δ^{18}O-Kurven aus dem südlichen Indik, finden 25 % Varianzanteil. Kominz und Pisias (1979), anhand einer getunten spätpleistozänen δ^{18}O-Zeitreihe, finden $<$ 25 % für die Summe der Anteile von Erdschiefe- und Präzessionszyklus. Ruddiman *et al.* (1986), anhand der DSDP 607-δ^{18}O-Zeitreihe mit einer getunten Zeitskala, die jedoch gegenüber der in dieser Arbeit (Tab. 1) veraltet ist, finden einen 41 ka-Varianzanteil von 38 %. Berger und Wefer (1992) geben einen Wert von $\approx$ 80 % für die Summe aus Exzentrizitäts- und Erdschiefeanteil an, so daß 80 % - 12 % (100 ka-Anteil, s. o.) = 68 % für den Erdschiefeanteil resultierte.

Es wird an dieser Stelle noch einmal darauf hingewiesen, daß ungetunte Zeitskalen notwendig sind, um unabhängige Aussagen über z. B. Milanković-Frequenzanteile zu treffen. Auch wenn die in dieser Arbeit ermittelten Prozentzahlen (100 ka- und 41 ka-Varianz) im Mittel unter 20 % liegen, so wird nicht der entsprechende, voreilige Schluß von Kominz und Pisias (1979) nachvollzogen, nun das Plio-/Pleistozäne Klima als größtenteils stochastischen Prozeß zu bezeichnen. Der deterministische Einfluß der Schwankungen der Erdbahn, Exzentrizität, Erdschiefe und Präzession — die 23 ka- bzw. 19 ka-Periode kann für ungetunte Plio-/Pleistozäne

Zeitreihen nicht nachgewiesen werden (s. o.), was auch an der dazu ungenügend genauen Zeitskala liegen kann —, durch Randbedingungen (z. B. Kontinent-Ozean-Konstellation) in Schranken gehalten und in Wechselwirkung mit Klimakomponenten (z. B. CO_2 in der Atmosphäre, Eisschilde), dieser deterministische Einfluß sollte eine Verbreiterung und Verschiebung seiner spektralen Charakteristika erfahren, sozusagen quasi-deterministisch werden. Klimamodelle sollten mehr Wissen über derartige Zusammenhänge entwickeln helfen. Trotzdem dürfte ein nicht unbeträchtlicher Teil unbekannt, eben stochastisch, bleiben.

Kapitel V Anzahl signifikanter Klimavariablen: Grassberger-Procaccia-Algorithmus

V. 1 Einleitung: Motivation, Kenntnisstand

Das Fourierspektrum Plio-/Pleistozäner $\delta^{18}O$-Zeitreihen (z. B. Abbildung 16) weist die deterministischen, berechenbaren Erdbahnparameterschwankungen als wichtigen Klimaantriebsprozeß nach (vgl. Kapitel IV). Ein beträchtlicher Varianzanteil, der sich über ein breites Frequenzintervall erstreckt, bleibt jedoch unerklärt (vgl. Tabelle 9 und Abbildungen 16, 21). Einerseits kann ein derartiges Spektrum eine hohe Anzahl signifikant wirksamer Klimavariablen anzeigen. Dann wären in ein entsprechendes Klimamodell Zufallsvariablen einzuführen (vgl. Kapitel I). Andererseits können bereits drei Variablen, die durch ein nichtlineares Gleichungssystem miteinander gekoppelt sind, eine "niedrigdimensional chaotische" Zeitreihe mit solch einem Spektrum erzeugen (Newhouse *et al.* 1978; vgl. Schuster 1989, S. 147-152). In diesem Fall sollte auch ein Klimamodell mit einer niedrigen Anzahl von Variablen die beobachteten Phänomene reproduzieren können.

Prinzipiell kann zwischen diesen beiden Möglichkeiten entschieden werden, indem der Algorithmus von Grassberger und Procaccia (1983a, b) auf die Klimazeitreihe angewendet wird. Es hat sich jedoch herausgestellt (z. B. Ruelle 1990), daß der Erfolg dieser Methode entscheidend von der Qualität der experimentellen Daten abhängt; insbesondere ist eine hohe Anzahl unabhängiger Meßwerte erforderlich.

Ob Paläoklimazeitreihen ein niedrigdimensional chaotisches Verhalten zeigen, ist zuerst von Nicolis und Nicolis (1984) an der $\delta^{18}O$-Zeitreihe V28-238 untersucht worden. Sie finden für das spätpleistozäne Klimasystem [0; $\approx$ 900 ka] eine Dimension von $\approx$ 3. Dieses Resultat ist von Grassberger (1986) zurückgewiesen worden. Maasch (1989a) hat 14 Sauerstoffisotopenkurven ungefähr des gleichen Zeitraumes untersucht und auf eine Dimension im Bereich 4-6 geschlossen.

In dieser Arbeit wird der Grassberger-Procaccia-Algorithmus auf 4 Plio-/Pleistozäne $\delta^{18}O$-Kurven (DSDP 607, ODP 659, ODP 677 und ODP 806) angewendet, deren Datenanzahl jeweils deutlich über denen in den genannten Arbeiten[7] liegt (Tabelle 10). Zusätzlich wird getestet, welchen Einfluß das Bereinigen von dem Mittelwertverlauf (Kapitel III) hat und wie sich das Abziehen der Milanković-Frequenzkomponente bei 41 ka auswirkt. Schließlich werden auch die $\delta^{13}C$- und die Zeitreihe der Staub-Akkumulationsrate von ODP 659 untersucht, um an einem identischen Kern die Ergebnisse von unterschiedlichen Klimavariablen vergleichen zu können.

Die einzelnen Datensätze sowie die für den Algorithmus notwendige Datenvorbehandlung werden in Abschnitt V.2 dargestellt. Im anschließenden Abschnitt wird die Methode erläutert und verbessert, indem durch nichtlineare Regression systematische Schätzfehler der Dimension ausgeschlossen werden. Die Ergebnisse (4. Abschnitt) hinsichtlich ihrer Bedeutung für Modelle des Plio-/Pleistozänen Klimas werden im letzten Abschnitt diskutiert. Darüber hinaus wird der prinzipielle Nutzen des Grassberger-Procaccia-Algorithmus' zur Untersuchung des Paläoklimas eingeschätzt.

---

[7] Nicolis und Nicolis (1984): Datenanzahl $\approx$ 500; Maasch (1989a): Datenanzahl $< \approx$ 300.

V. 2 Datenauswahl, Interpolation, Autokorrelation

Priorität bei der Datenauswahl hat eine hohe Datenanzahl N, weshalb die $\delta^{18}O$-Zeitreihen DSDP 607, ODP 659, ODP 677 und ODP 806 herangezogen werden (vgl. Tabelle 1). Die $\delta^{18}O$-Zeitreihe ODP 846 wird trotz der hohen Datenanzahl nicht verwendet, weil sie nicht den spätpleistozänen Zeitbereich enthält (Tabelle 1), den die anderen untersuchten experimentellen Zeitreihen (Tabelle 10) erfassen.

Zeitreihe (Sigel)	N	Klimavariable, Kern	Beschreibung	L
DSDP 607 ^{18}O	822	$\delta^{18}O$, DSDP 607	jeweils: getunte Zeitskala	5
ODP 659 ^{18}O	1194	$\delta^{18}O$, ODP 659		5
ODP 677 ^{18}O	1168	$\delta^{18}O$, ODP 677		10
ODP 806 ^{18}O	531	$\delta^{18}O$, ODP 806		5
HÉNON	1000		Hènon-Abbildung	1
DSDP 607 ^{18}O - MW(T)	822	$\delta^{18}O$, DSDP 607	jeweils: ungetunte Zeitskala, *MW(T)*-bereinigt	5
ODP 659 ^{18}O - MW(T)	1194	$\delta^{18}O$, ODP 659		4
ODP 677 ^{18}O - MW(T)	1168	$\delta^{18}O$, ODP 677		8
DSDP 607 ^{18}O - MW(T) - 41 ka	822	$\delta^{18}O$, DSDP 607	jeweils: ungetunte Zeitskala, *MW(T)*-bereinigt, 41 ka-Variabilität subtrahiert	5
ODP 659 ^{18}O - MW(T) - 41 ka	1194	$\delta^{18}O$, ODP 659		4
ODP 677 ^{18}O - MW(T) - 41 ka	1168	$\delta^{18}O$, ODP 677		8
ODP 659 ^{13}C - MW(T)	1170	$\delta^{13}C$, ODP 659	jeweils: ungetunte Zeitskala, *MW(T)*-bereinigt	7
ODP 659 STAUB - MW(T)	1239	Staub-AR, ODP 659		9

Tabelle 10: Mit dem Grassberger-Procaccia-Algorithmus untersuchte Zeitreihen. Hinsichtlich Zeitskalen und Zeitbereiche vgl. Tabelle 1. Einige Zeitreihen sind von ihrem Mittelwertverlauf (Kap. III, Anhang A.3) bereinigt worden (im Fall des $\delta^{18}O$-Mittelwert-Übergangs "MPT" bei ODP 659, ODP 677 und ODP 806 wird der "abrupten" Interpretation gefolgt; im Fall des $\delta^{13}C$-Mittelwert-Übergangs "E" bei ODP 659 wird der "langsamen" Interpretation gefolgt; vgl. Abschnitt III.4 und Anhang A.3). Von einigen Zeitreihen ist mit Hilfe des Filteralgorithmus von Ferraz-Mello (1981) die 41 ka-Variabilität herausgefiltert worden (vgl. Kapitel IV). Die niedrigdimensional chaotische HÉNON-Zeitreihe (Hénon 1976) wird durch die rekursive Gleichung $X_{i+1} = 1 + 1.4\ X_i^2 + 0.3\ X_{i-1}$ erzeugt. Die ersten 5000 Iterationen sind weggelassen, um den Übergang in den chaotischen Zustand sicherzustellen (z. B. Ding *et al.* 1993). Die letzte Spalte zeigt die im nächsten Abschnitt verwendeten Werte der Zeitverschiebung L, die aus den Werten von τ (s. u.) und der Zeitauflösung (Tab. 1) resultieren.

Die künstliche Zeitreihe der Hénon-Abbildung (Henon 1976) dient zur Verifikation eines niedrigdimensional chaotischen Systems. Weiterhin werden die ungetunten und vom Mittelwertverlauf (Kap. III, Anhang A.3) bereinigten Zeitreihen DSDP 607, ODP 659 und ODP 677 untersucht (Tabelle 10). An diesen Zeitreihen wird jeweils zusätzlich auch die 41 ka-Variabilität mit Hilfe des Filteralgorithmus von Ferraz-Mello (1981) subtrahiert, um den Effekt auf die abgeschätzte Dimension festzustellen. Schließlich werden für einen identischen Kern (ODP 659) die Zeitreihen unterschiedlicher Klimavariablen (neben $\delta^{18}O$ auch $\delta^{13}C$ und Staub-Akkumulationsrate) mit dem Algorithmus getestet.

Da für den Grassberger-Procaccia-Algorithmus äquidistante Werte benötigt werden, müssen die Zeitreihen interpoliert werden, was einen Informationsverlust bedeutet. Von den drei getesteten Interpolationsmethoden

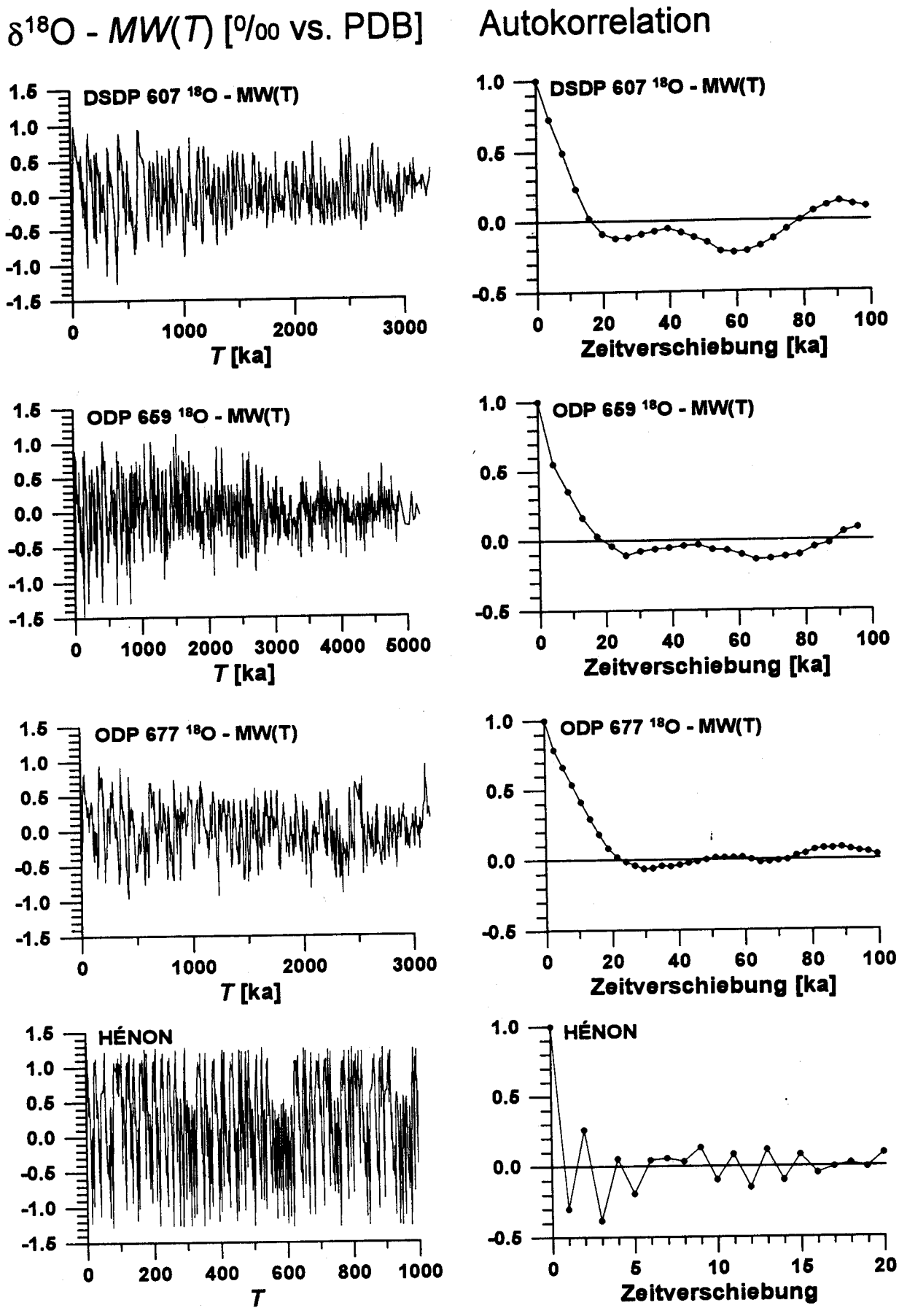


Abbildung 22: Die vom Mittelwertverlauf bereinigten $\delta^{18}O$-Zeitreihen DSDP 607, ODP 659 und ODP 677 sowie die Zeitreihe der Hénon-Abbildung (nur jeder 2. Punkt geplottet); Autokorrelationsfunktionen.

(Tab. 11) wird die Akima-Subspline-Methode[8] gewählt, die den geringsten Informationsverlust bewirkt, wohingegen die kubische Spline-Interpolation zusätzliche Varianz erzeugt (Tab. 11). Um die durch die Interpolation eingeführte statistische Abhängigkeit zwischen den Datenpunkten nicht zu erhöhen, weisen die interpolierten Zeitreihen die gleiche Datenanzahl wie die originalen Zeitreihen auf (vgl. Ruelle 1990).

Zeitreihe	ursprüngliche Varianz	relative Änderung der Varianz durch die Interpolation		
		linear	kubischer Spline	Akima-Subspline
DSDP 607 ^{18}O	3.778	- 1.86 %	+ 9.3 %	+ 1.86 %
ODP 659 ^{18}O	2.888	- 5.28 %	+ 16.9 %	- 0.35 %
ODP 677 ^{18}O	3.970	- 1.54 %	+ 25.1 %	+ 2.32 %

Tabelle 11: Durch die Interpolation bewirkte Varianzveränderung bei den Zeitreihen DSDP 607 ^{18}O, ODP 659 ^{18}O und ODP 677 ^{18}O.

Um den Grassberger-Procaccia-Algorithmus anwenden zu können, muß zuvor eine typische Zeit τ abgeschätzt werden, innerhalb derer zwei Punkte der Zeitreihe, $X(t)$ und $X(t+\tau)$, linear unabhängig werden. Wie z. B. in Maasch (1989a) wird für τ die erste Nullstelle der Autokorrelationsfunktion (Abb. 22) verwendet. Für die experimentellen, vom Mittelwertverlauf bereinigten $\delta^{18}O$-Zeitreihen ergibt sich ein Wert für τ in der Größenordnung 20 ka (Abb. 22), für die anderen $\delta^{18}O$-Zeitreihen (vgl. Tab. 10) ergibt sich ein Wert für τ in der gleichen Größenordnung (Autokorrelationsfunktionen nicht abgebildet). Die $\delta^{13}C$- und die Staub-AR-Zeitreihe zeigen ein τ in der Größenordnung 30-40 ka (Autokorrelationsfunktionen nicht abgebildet). Im Fall der $\delta^{18}O$-Kurve von ODP 659 hat sich bereits herausgestellt (Mudelsee und Stattegger 1994a), daß für den Grassberger-Procaccia-Algorithmus nur die ungefähre Größenordnung von τ wichtig ist.

V. 3 Grassberger-Procaccia-Algorithmus

Rekonstruktion des Phasenraums, Korrelationsdimension

Der Grassberger-Procaccia-Algorithmus verwendet eine äquidistante Zeitreihe $X(1)$, $X(2)$,..., $X(N)$ mit der Datenanzahl N, um den M-dimensionalen "Einbettungsraum" mit Hilfe der Vektoren Y zu errichten:

$$
\begin{aligned}
Y(1) &= [X(1), X(1+L), X(1+2L),\ldots, X(1+(M-1)L)],\\
Y(2) &= [X(2), X(2+L), X(2+2L),\ldots, X(2+(M-1)L)],\\
&\vdots \quad \vdots \quad \vdots \quad \vdots \quad \vdots\\
Y(p) &= [X(p), X(p+L), X(p+2L),\ldots, X(p+(M-1)L)].
\end{aligned}
$$

L bezeichnet eine Zeitverschiebung (in Einheiten der Zeitauflösung der Zeitreihe), die τ (vgl. Abschnitt V.2) entspricht. Die verwendeten Werte von L für die einzelnen Zeitreihen sind in Tabelle 10 eingetragen. Die Anzahl der Vektoren ist $p = N - (M-1)L$. Der Einbettungsraum rekonstruiert den originalen, unbekannten Phasenraum des untersuchten Klimasystems (Packard *et al.* 1980; Ruelle 1981). Jeder Vektor Y entspricht einem Punkt des Einbettungsraums und rekonstruiert einen bestimmten Klimazustand.

[8] Interpolation durch Polynome der Ordnung ≤ 3 bei stetiger 0. und 1. Ableitung; vgl. Engeln-Müllges und Reutter (1993, Kap. 13).

Als nächstes wird das Korrelationsintegral $C(r)$ eingeführt:

$$C(r) = \text{Normierungsfaktor} \times \text{Anzahl Abstände} \parallel Y(i) - Y(j) \parallel < r.$$

Die Abstände werden mit der Maximum-Norm berechnet, wie z. B. durch Grassberger (1987) empfohlen. Um Abstände zwischen gegenseitig statistisch abhängigen Vektoren $Y(i)$ und $Y(j)$ auszuschließen, wird die Zusatzbedingung $|i - j| > L$ gestellt (Theiler 1986). Der Normierungsfaktor wird gleich $1 / [p(p\text{-}1)]$ gesetzt. Zusätzlich werden die Abstände r auf 1 normiert. Wegen der Symmetrie in i und j der Abstände müssen lediglich $\approx$ 50 % aller Abstände explizit berechnet werden.

Grassberger und Procaccia (1983a, b) haben gezeigt, daß im originalen Phasenraum (dessen Koordinatenachsen durch die einzelnen beeinflussenden Variablen gegeben sind) eines chaotischen Systems die folgende Potenzbeziehung für kleine r erfüllt ist:

$$C(r) \propto r^{D_2}, \tag{1}$$

worin D_2 die Korrelationsdimension bezeichnet. Diese muß keine ganze Zahl sein. Im Einbettungsraum der Dimension M wird D_2 durch $D_2(M)$ geschätzt. Wenn M groß genug ist, sollte der originale Phasenraum hinreichend genau rekonstruiert sein, und $D_2(M)$ sollte gegen einen bestimten Wert $D_{2,sat}$ sättigen. Dann wird $D_{2,sat}$ als Schätzung der Korrelationsdimension D_2 verwendet. Ding *et al.* (1993) haben gezeigt, daß "groß genug" heißt: M = INTEGER $(D_2) + 1$. Sie haben weiter gezeigt, daß dieses Ergebnis nur für Datenanzahlen $N \rightarrow \infty$ und Meßfehler $\epsilon \rightarrow 0$ gilt. Deshalb ist es möglich, daß im Falle experimenteller Zeitreihen ($N < \infty$, $\epsilon > 0$) der originale Phasenraum nicht rekonstruiert werden kann. Das allgemeine Verhalten von $C(r)$ und $D_2(M)$ für experimentelle Zeitreihen ist von Ding *et al.* (1993) demonstriert worden. Ben-Mizrachi *et al.* (1984) haben Hinweise hinsichtlich des experimentellen Meßfehlers gegeben. Nerenberg und Essex (1990), Eckmann und Ruelle (1992) sowie Tsonis *et al.* (1993) haben Hinweise gegeben, bis zu welcher Höhe von D_2 bzw. M bei gegebener Datenanzahl zuverlässige Aussagen getroffen werden können (siehe unten).

Die Korrelationsintegrale für $M = 1, 2, 3, \ldots$ der Zeitreihen DSDP 607 ^{18}O - MW(T), ODP 659 ^{18}O - MW(T), ODP 677 ^{18}O - MW(T) und HÉNON zeigt Abb. 23.

Nichtlineare Regression

Üblicherweise wird $D_2(M)$ der Potenzbeziehung (Gleichung 1) dadurch bestimmt, daß eine lineare least-squares-Regression an den logarithmisch transformierten Punkten (LOG[r], LOG[C]) ausgeführt und $D_2(M)$ durch die Steigung geschätzt wird. Wenn jedoch angenommen wird, daß der Fehler ϵ_r eines Abstandes $\sim N(0, \sigma^2)$ normalverteilt[9] ist, so wird das adäquate Regressionsmodell für Gleichung (1):

---

[9] Diese Annahme basiert auf der Berechnung eines Abstandes durch die Größe $\parallel Y(i) - Y(j) \parallel$. In einem Monte-Carlo-Experiment (Simulation der Werte X einer Zeitreihe entsprechend der Stärke des Meßfehlers ϵ_X) ist jeweils für mehrere unterschiedliche Abstände r die Wahrscheinlichkeitsdichte bestimmt worden. (Dazu ist die Kernschätzungsmethode (Kapitel VI) verwendet worden.) Es hat sich dabei herausgestellt, daß der Erwartungswert des Fehlers eines Abstandes tatsächlich ≈ 0 ist, und daß dieser Fehler ungefähr normalverteilt ist. Die Stärke dieses Fehlers ist jedoch deutlich geringer als $\sqrt{2}\,\epsilon_X$, was auf korrelierte Fehler der Abstände zurückzuführen ist. Die erste Konsequenz ist also, daß die im Text gemachte Gaußsche Annahme ungefähr erfüllt ist. Die zweite Konsequenz betrifft die untere Grenze r_L des Regressionsbereichs (siehe weiter unten im Text), die verhältnismäßig klein angesetzt werden darf.

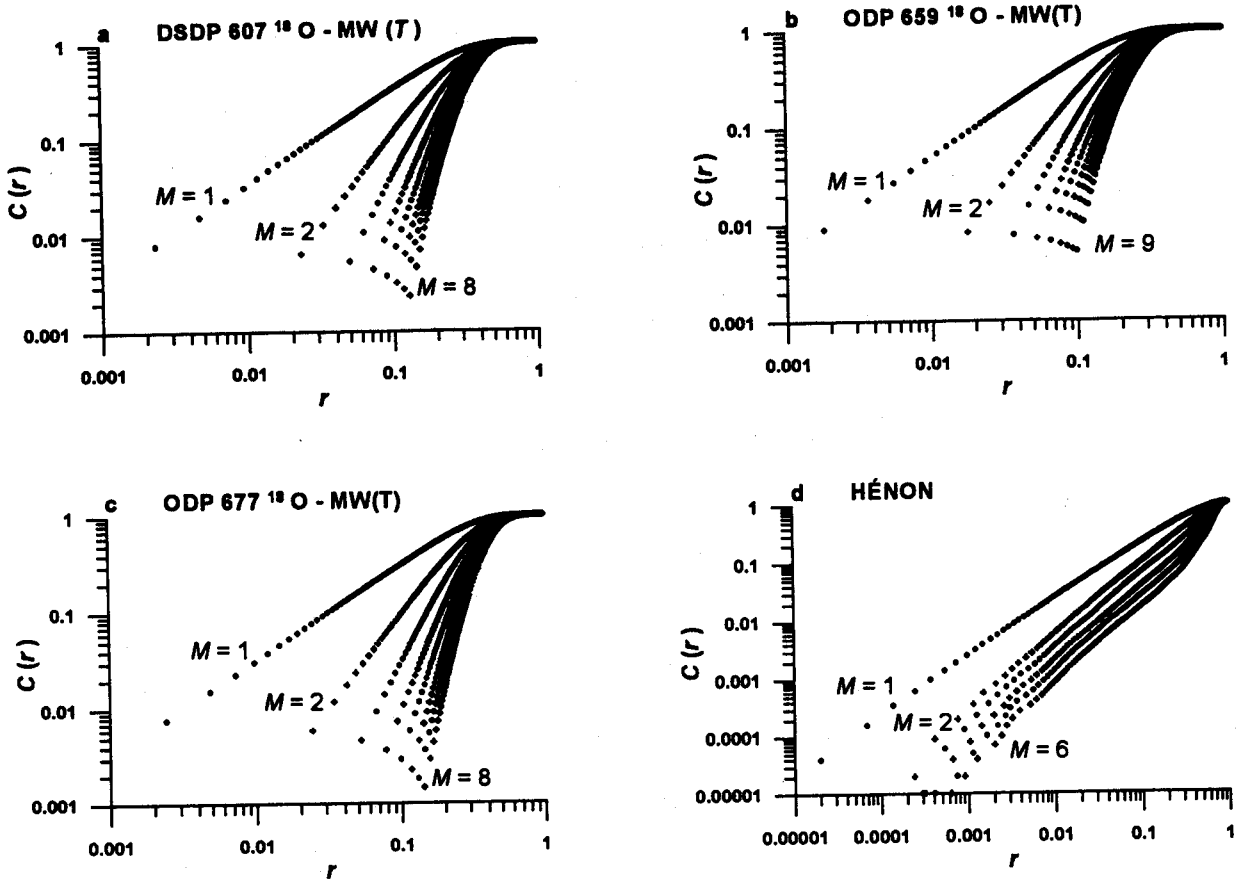


Abbildung 23: Korrelationsintergrale $C(r)$ der Zeitreihen DSDP 607 ^{18}O - MW(T), ODP 659 ^{18}O - MW(T), ODP 677 ^{18}O - MW(T) und HÉNON, berechnet mit $M = 1, 2, 3,...$ Wegen der doppeltlogarithmischen Skala haben die Kurven in Bereichen, in denen eine Potenzbeziehung gilt, ein lineares Aussehen. $C(r)$ zeigt für große Abstände r ein Sättigungsverhalten, da der rekonstruierte Phasenraum in der Größe beschränkt ist (entsprechend der Wertebeschränkung der Zeitreihendaten). In dieser Abbildung wird bereits der Unterschied zwischen der niedrigdimensional chaotischen HÉNON-Zeitreihe (d) und den gemessenen $\delta^{18}O$-Zeitreihen (a-c) deutlich.

$$r = aC^{1/D_2} \pm \epsilon_r,$$

wobei der zweite Regressionsparameter a eingeführt wird. Es wird dieses Modell gebraucht. Da seine Annahme, daß ϵ_r normalverteilt ist, relativ gut erfüllt ist (vgl. Fußnote 9), ist in dem doppeltlogarithmischen Regressionsmodell (LOG[r] gegen LOG[C]) die Gauß-Markov-Bedingung $\langle \epsilon \rangle = 0$ verletzt, was zu einer systematischen Fehlschätzung führt (z. B. Seber und Wild 1989; Sen und Srivastava 1990). Mudelsee und Stattegger (1994a) haben gezeigt, daß diese Fehlschätzung in einer **Überschätzung** von $D_2(M)$ besteht. Dies wird in der vorliegenden Arbeit bestätigt, vgl. Abb. 24e.

Die Korrelationsintegrale (Abb. 23) zeigen in Übereinstimmung mit oben, daß das Potenzverhalten nur für kleine Abstände r gilt. Wird andererseits r vergleichbar dem experimentellen Rauschen, so werden die Punkte

(r, C) unsicher. Die Fitregion, über deren Punkte die Regression durchgeführt wird, weist dementsprechend eine obere Grenze r_U und eine untere Grenze r_L auf. In dieser Arbeit richtet sich der Fitbereich nach folgenden vier Zielen:

(1) Ein breiter Fitbereich sollte aus statistischen Gründen vorliegen (Eckmann und Ruelle 1992), siehe unten.

(2) Er sollte oberhalb der experimentellen Fehlerstärke liegen (Ben-Mizrachi *et al.* 1984). Diese Fehlerstärke ist deutlich geringer als $\sqrt{2}$ × experimenteller Meßfehler (Fußnote 9). Diese grobe Orientierung für r_L ist ausreichend, da die geschätzten Parameter nur gering von r_L abhängen (Mudelsee und Stattegger 1994a).

(3) Eine optimale Güte des Fits. Dieses Maß muß unabhängig von der Anzahl n_{Fit} von Regressionspunkten sein, weshalb das Verhältnis χ^2 / (n_{Fit} - 2) verwendet wird (χ^2 = Summe der Abweichungsquadrate).

(4) Eine gute visuelle Linearität innerhalb der Fitregion bei doppeltlogarithmischer Darstellung.

Da alle vier Ziele zusammen nicht zu erfüllen sind, wird interaktiv (Auswahl einer Fitregion — Regression — Beurteilung des Resultats — Auswahl einer neuen Fitregion —...) vorgegangen.

Die Regression selbst besteht in nichtlinearen least-squares-Fits unter Verwendung des Gauß-Marquardt-Algorithmus'. Als Startwerte für die Parameter werden die Resultate der linearen Regression an den logarithmisch transformierten Punkten verwendet. Da die Minimierungsfunktion χ^2 (a, $D_2(M)$) von einfacher Form ist, wie durch Differentialrechnung leicht festgestellt werden kann, sind Abbruchbedingungen ohne Schwierigkeiten formuliert. Die Standardabweichung des geschätzten Parameters $D_2(M)$ wird durch Monte-Carlo-Rechnung (Anzahl der Simulationen = 100) der originalen X-Werte der äquidistanten Zeitreihen bestimmt[10]. Im Falle der Zeitreihen DSDP 607 ^{18}O, ODP 659 ^{18}O, ODP 677 ^{18}O, ODP 806 ^{18}O und HÉNON werden die Fehlerbalken von $D_2(M)$ entsprechend den 95.45 %-Minimum-Werten von χ^2 angegeben (Abb. 24a-e), was im Falle von normalverteilten Werten einem 2 σ-Fehler entspräche. Die Werte von $D_2(M)$ sind jedoch unsymmetrisch verteilt (Abb. 24). Im Falle der restlichen Zeitreihen werden die Fehlerbalken entsprechend dem 95.45 %-Intervall von $D_2(M)$ selbst angegeben (Abb. 24f-i), um die Fehlerangaben vergleichen zu können. Diese stimmen in der Größenordnung überein (Abb. 24). Die Fehlerangaben dienen zur groben Orientierung. Aufgrund der korrelierten Fehler der Abstände (vgl. Fußnote 9) ist nämlich die entsprechende Gauß-Markov-Bedingung verletzt, was zwar keine systematische Fehlschätzung in $D_2(M)$ erzeugt, wohl aber eine in den geschätzten Fehlern (z. B. Seber und Wild 1989). Die Monte-Carlo-Simulationen beanspruchen den größten Anteil an Rechenzeit. Die Regressionsrechnungen werden mit modifizierten Routinen aus Press *et al.* (1989) durchgeführt.

Insgesamt stellt das Einfügen der nichtlinearen Regression eine methodische Verbesserung des Grassberger-Procaccia-Algorithmus' dar, durch die systematische Fehler bei der Schätzung der Korrelationsdimension verhindert werden. Es mögen noch weitere Verbesserungspunkte existieren, z. B. das experimentelle Design, d. h. die Entscheidung, an welchen Punkten C bzw. r das Korrelationsintegral bestimmt wird (vgl. Seber und Wild 1989, Kap. 3 und 5).

---

[10] Gaußsche Verschmierung mit Fehlerstärke ϵ_X. Für die δ^{18}O-Werte wird ϵ_X = 0.07 ‰ vs. PDB verwendet (Abschnitt II.1); für die δ^{13}C-Werte wird ϵ_X = 0.07 ‰ vs. PDB verwendet, was einen konservativen Ansatz gegenüber dem von Tiedemann (1991) angegebenen, niedrigeren Wert darstellt. Für die Staub-AR ist der Fehler schwieriger abzuschätzen (Abschnitt II.3); es wird sich an den niedrigen Werten des Standardabweichungsverlaufs (Abb. A-43) orientiert und ϵ_X = 2 g/(m^2 a) angesetzt.

Abhängigkeit von der Datenanzahl

Aufgrund der endlichen Datenanzahl N ist der Phasenraum nur bis hinauf zu einer Einbettungsdimension M_{Max} bzw. geschätzten Korrelationsdimension $D_{2,\,Max}$ rekonstruierbar (siehe oben).

Nerenberg und Essex (1990) geben für M_{Max} die zwei Gleichungen $N^{1/DR} = 2\,(DR+1)$ und M_{Max} = INTEGER (DR) an. Für die untersuchten Zeitreihen (Tabelle 10) folgt bestenfalls (ODP 659 STAUB - MW(T), N = 1239) daraus $M_{Max} = 4$. (Bei N = 10000 würde sich $M_{Max} = 5$ ergeben.)

Die leicht korrigierte Formel nach Eckmann und Ruelle (1992) für $D_{2,\,Max}$ ergibt[11] $D_{2,\,Max}$ = (LOG[1/2] + 2 LOG[N]) / LOG[1/ρ], wobei ρ den Anteil des Fitbereiches an dem Gesamtbereich der Abstände r bezeichnet. Aus statistischen Gründen sollte ρ in der Größenordnung 0.1 liegen (Eckmann und Ruelle 1992), was in dieser Arbeit in etwa erfüllt ist. Für die untersuchten Zeitreihen (Tabelle 10) folgt daraus bestenfalls $D_{2,\,Max} \approx 5.9$. (Bei N = 10000 würde sich $D_{2,\,Max} = 7.7$ ergeben.)

Tsonis *et al.* (1993) geben $M_{Max} \approx$ INTEGER (2.5 ($LOG_{10}[N]$ - 2)) an. Für die untersuchten Zeitreihen (Tabelle 10) folgt daraus bestenfalls $M_{Max} = 2$ oder 3. (Bei N = 10000 würde sich $M_{Max} = 5$ ergeben.)

Daraus folgt für diese Arbeit, daß Angaben über die Anzahl signifikant wirksamer Klimavariablen beschränkt sind auf Dimensionalitäten von höchstens ≈ 5. Wenn $D_2(M)$ diesen Wert übersteigt, werden die Berechnungen abgebrochen (vgl. Abbildung 24).

Vergleich mit stochastischen Zeitreihen

Eine weitere Möglichkeit um einzuschätzen, ob ein Sättigungsverhalten von $D_2(M)$ auftritt, liegt in dem Vergleich dieser Größe für die originalen Zeitreihen mit der für stochastische Zeitreihen. Eine sehr hohe Anzahl einwirkender Variablen (d. h. Rauschen) entspricht einer sehr hohen Dimension des originalen Phasenraumes, so daß ein Sättigungsverhalten von $D_2(M)$ nur für sehr hohe Werte von M auftreten kann und bei endlicher Datenanzahl verdeckt werden kann (siehe oben). Dementsprechend zeigt eine Zeitreihe aus weißem Rauschen kein Sättigungsverhalten (z. B. Ding *et al.* 1993). Jedoch kann bei stochastischen Zeitreihen, die durch eine einfache Klasse farbigen Rauschens erzeugt werden, ein Sättigungsverhalten auftreten (Osborne und Provenzale 1989). Für die vorliegende Arbeit genügt die Feststellung, daß die **Zurückweisung** angenommener niedrigdimensional chaotischer natürlicher Systeme dadurch nicht beeinträchtigt wird.

Aus den fünf Zeitreihen DSDP 607 ^{18}O, ODP 659 ^{18}O, ODP 677 ^{18}O, ODP 806 ^{18}O und HÉNON werden die stochastischen Zeitreihen durch das "Bootstrap"-Verfahren (Efron 1979, 1982) erzeugt: Ziehen mit Zurücklegen aus der Menge der originalen Datenpunkte. Dadurch bleibt der Wertebereich erhalten, wohingegen eine eventuelle zeitliche Ordnung der Werte zerstört wird. Eine niedrigdimensional chaotische Zeitreihe ergibt eine Kurve $D_2(M)$, die deutlich unter $D_2(M)$ der entsprechenden Bootstrap-Zeitreihe liegt (Scheinkman und LeBaron 1989; Eckmann und Ruelle 1992).

[11] Auf S. 186 der genannten Arbeit ist bei dem Übergang von Formel (4) zu Formel (5) ein Faktor 1/2 vergessen worden.

V. 4 Ergebnisse

Die Ergebnisse zeigt Abbildung 24. Im Falle der HÉNON-Zeitreihe wird ein Sättigungsverhalten von $D_2(M)$ festgestellt, wohingegen die stochastische Bootstrap-Simulation dieser Zeitreihe keine Sättigung zeigt (Abb. 24e). Der Sättigungswert, der in dieser Arbeit gefunden wird (1.22-1.28) entspricht genau dem veröffentlichten Wert von $D_2 = 1.25 \pm 0.02$ (Grassberger und Procaccia 1983a). Desweiteren zeigt auch $D_2(M)$, berechnet mit linearer Regression an den logarithmisch transformierten Punkten, ein Sättigungsverhalten. Der Sättigungswert ist jedoch signifikant höher (1.33-1.48), was die Ergebnisse von Mudelsee und Stattegger (1994a) bestätigt. Die Tatsache, daß Grassberger und Procaccia (1983a) — die logarithmische Transformation und lineare Regression verwendet haben — den korrekten Wert von D_2 gefunden haben, wird durch die deutlich höhere Datenanzahl (20000 im Vergleich zu 1000 in der vorliegenden Arbeit) erklärt. Dies hat wahrscheinlich dazu geführt, daß die systematische Fehlschätzung (s. o.) vernachlässigbar geworden ist.

Im Falle der vier δ^{18}O-Zeitreihen DSDP 607 ^{18}O, ODP 659 ^{18}O, ODP 677 ^{18}O und ODP 806 ^{18}O wird bis hinauf zu dem maximalen sinnvollen Wert von $D_2(M) \approx 5$ (vgl. Abschnitt V.3) keine Sättigung gefunden. Diese experimentellen Zeitreihen können von ihren stochastischen Bootstrap-Simulationen durch den Algorithmus nicht unterschieden werden[12]. Auch sämtliche anderen Zeitreihen (Tab. 10), ungetunte Zeitskalen und $MW(T)$-bereinigt, mit oder ohne 41 ka-Variabilität, zeigen kein Sättigungsverhalten (Abb. 24f-i).

V. 5 Zusammenfassung und Schlußfolgerungen

Eine künstliche, niedrigdimensional chaotische Zeitreihe (Hénon-Abbildung) und 6 Plio-/Pleistozäne Klimazeitreihen sind mit dem Grassberger-Procaccia-Algorithmus analysiert worden, um zu untersuchen, ob das globale Paläoklimasystem ein niedrigdimensional chaotisches Verhalten aufweist. Als methodische Verbesserungen sind die Akima-Subspline-Interpolation sowie die nichtlineare Regression eingefügt worden.

Die niedrige Dimensionalität der künstlichen Zeitreihe ist für eine — im Vergleich zu der Arbeit von Grassberger und Procaccia (1983a) — relativ geringe Anzahl (1000) Datenpunkte korrekt nachgewiesen worden, was die Einführung der nichtlinearen Regression nachhaltig unterstützt. Wenn jedoch allein der Frage nachgegangen wird, ob eine Zeitreihe niedrigdimensional ist und der genaue Wert der Dimension nicht interessiert, so ist die lineare Regression an den logarithmisch transformierten Punkten ebenfalls möglich.

Alle untersuchten Klimazeitreihen (vier δ^{18}O-Zeitreihen, DSDP 607, ODP 659, ODP 677 und ODP 806; eine δ^{13}C-Zeitreihe, ODP 659; und eine Zeitreihe der Staub-Akkumulationsrate, ODP 659), getunte wie ungetunte Zeitskalen, ob vom Mittelwertverlauf (Kap. III) bereinigt oder nicht, mit oder ohne Ausfilterung der 41 ka-Variabilität, zeigen kein Sättigungsverhalten der geschätzten Korrelationsdimension $D_2(M)$ hinauf bis zu $D_2(M) \approx 5$. Es wird deshalb geschlossen, daß das globale Plio-/Pleistozäne Klimasystem von mindestens 5 signifikanten Klimavariablen gesteuert wird. Aussagen über höhere Dimensionen erfordern größere Datenmengen, um den originalen Phasenraum zu rekonstruieren. Die Tatsache, daß sämtliche untersuchten Klimazeitreihen in ihrem Verhalten übereinstimmen, unterstützt die Grundannahme, daß sie das **globale** Klimasystem repräsentieren (vgl. Kapitel II).

---

[12] Diese Ergebnisse sind bereits in Mudelsee und Stattegger (1994b) veröffentlicht worden; im Falle der ODP 659-Zeitreihe ist das gleiche Ergebnis bereits in Mudelsee und Stattegger (1994a), worin lineare Interpolation und kommerzielle Regressionssoftware gebraucht worden ist, veröffentlicht worden.

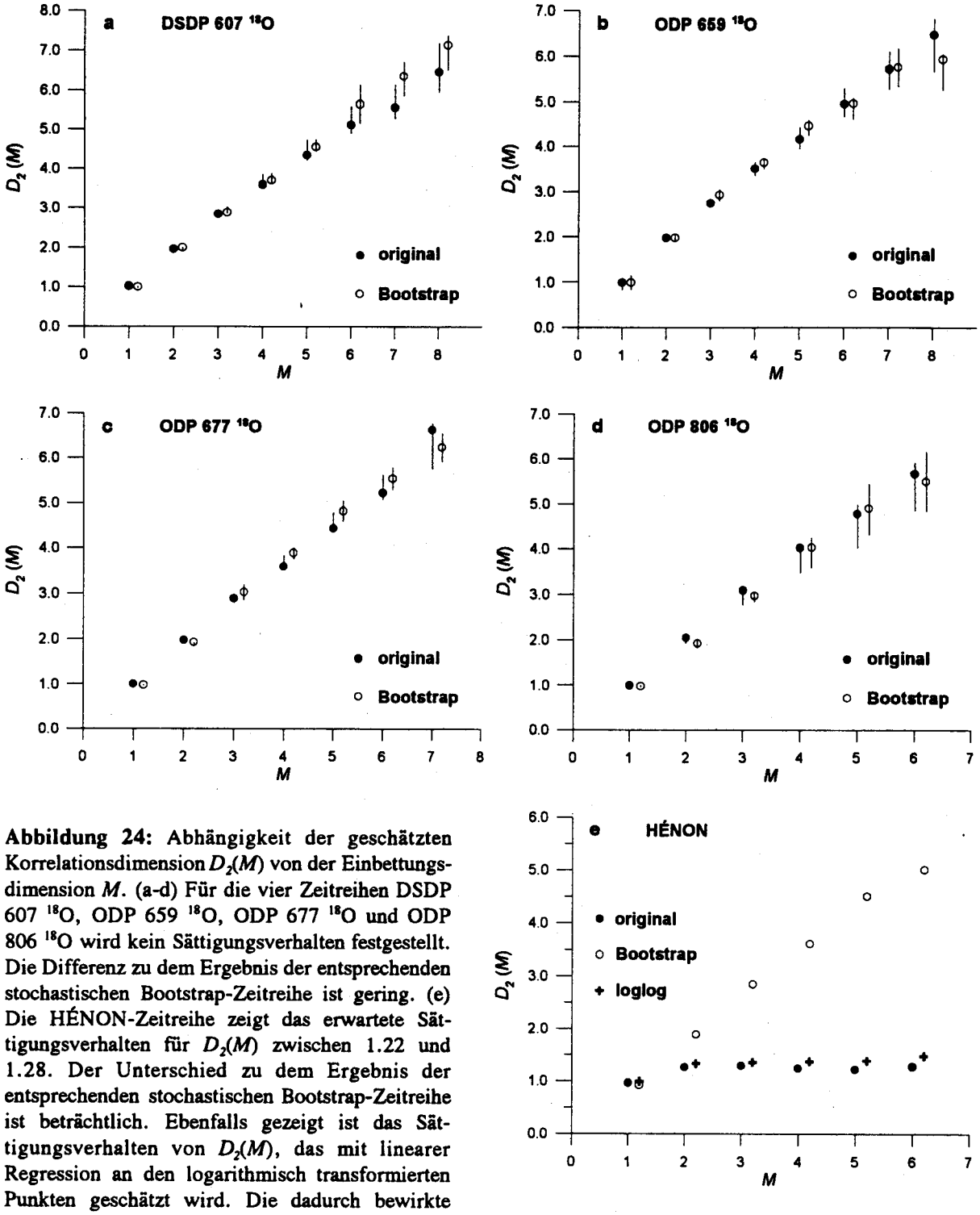


Abbildung 24: Abhängigkeit der geschätzten Korrelationsdimension $D_2(M)$ von der Einbettungsdimension M. (a-d) Für die vier Zeitreihen DSDP 607 ^{18}O, ODP 659 ^{18}O, ODP 677 ^{18}O und ODP 806 ^{18}O wird kein Sättigungsverhalten festgestellt. Die Differenz zu dem Ergebnis der entsprechenden stochastischen Bootstrap-Zeitreihe ist gering. (e) Die HÉNON-Zeitreihe zeigt das erwartete Sättigungsverhalten für $D_2(M)$ zwischen 1.22 und 1.28. Der Unterschied zu dem Ergebnis der entsprechenden stochastischen Bootstrap-Zeitreihe ist beträchtlich. Ebenfalls gezeigt ist das Sättigungsverhalten von $D_2(M)$, das mit linearer Regression an den logarithmisch transformierten Punkten geschätzt wird. Die dadurch bewirkte systematische Fehlschätzung (Sättigungswerte von $D_2(M)$ zwischen 1.33 und 1.48) wird nachgewiesen (vgl. Mudelsee und Stattegger 1994a). (f-i) (nächste Seite) Die anderen untersuchten experimentellen Zeitreihen (vgl. Tabelle 10) zeigen ebenfalls kein Sättigungsverhalten.

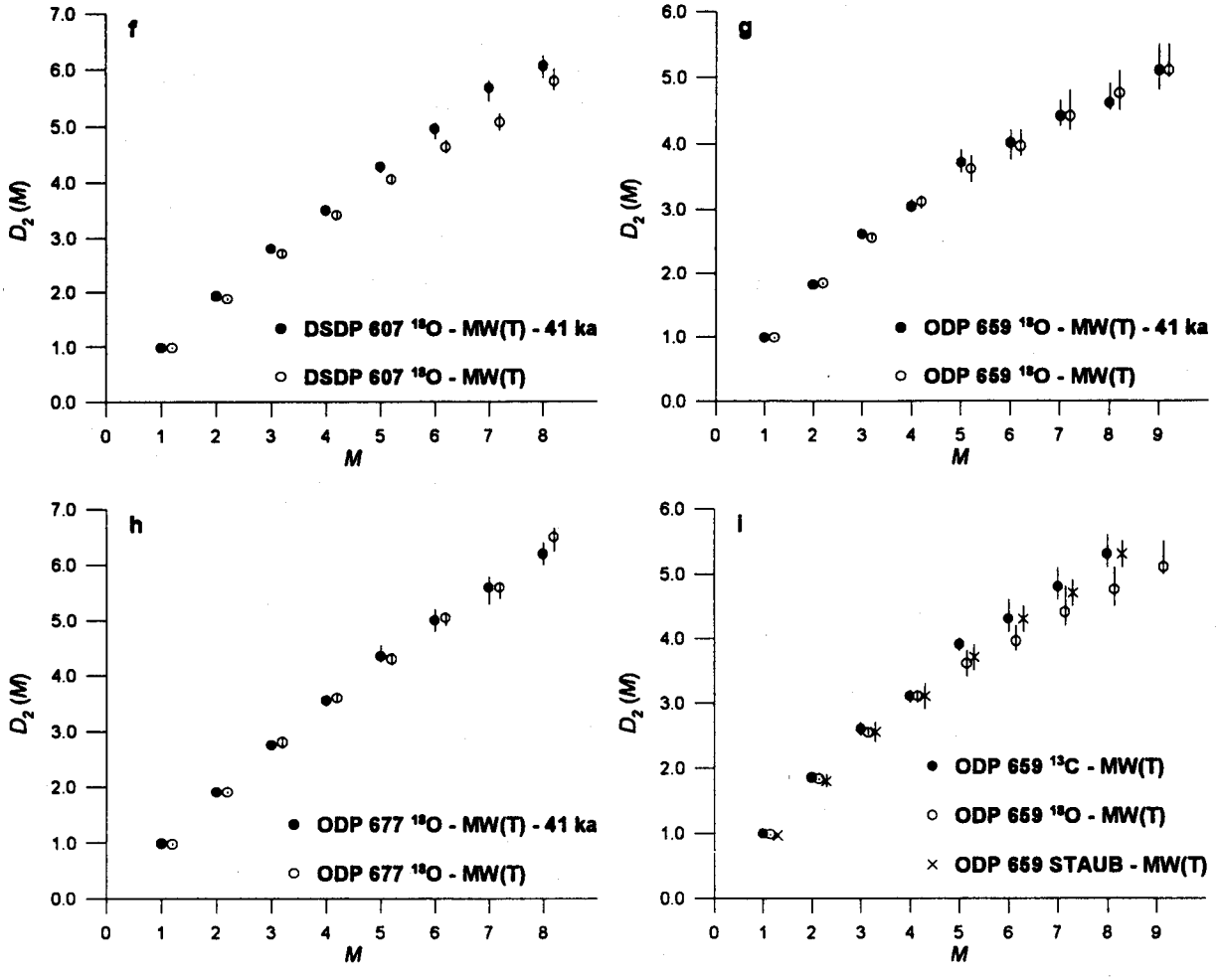


Abbildung 24: (Fortsetzung)

Dieses Ergebnis widerspricht den Resultaten von Nicolis und Nicolis (1984) und Maasch (1989a), die eine niedrige Dimensionalität festgestellt haben, und es bestätigt das Resultat von Grassberger (1986) — allerdings beschränken sich diese Arbeiten auf das spätpleistozäne Zeitintervall. Es wird darauf hingewiesen, daß von keiner der in diesen genannten Arbeiten untersuchten δ^{18}O-Zeitreihen auch nur eine der drei Bedingungen für eine ausreichende Datenanzahl (Abschnitt V.3) erfüllt wird. Diese Behauptungen einer niedrigen Dimensionalität des Paläoklimasystems werden deshalb zurückgewiesen. Weiterhin widerspricht das Ergebnis dieser Arbeit (Vergleich der Resultate für getunte/ungetunte Zeitskalen) auch dem Resultat von Maasch (1989a), der eine Abhängigkeit von der Zeitskala der verwendeten Zeitreihe feststellt.

Das Hauptproblem in der Anwendung des Grassberger-Procaccia-Algorithmus auf Plio-/Pleistozäne Klimazeitreihen von Tiefseesedimentkernen ist, daß die Datenanzahl es nicht gestattet, die Dimensionalität festzustellen. Es könnte versucht werden, dieses Problem auf zwei Arten zu lösen: (1) andere Zeitbereiche und (2) höhere Zeitauflösung.

Wenn (1) andere Zeitbereiche gesucht werden, so bieten sich zuerst größere Zeitintervalle an, die mehr Datenpunkte enthalten können. Jedoch ändert sich damit auch das untersuchte Klimasystem dahingehend, daß mehr Einflußgrößen zu berücksichtigen sind, z. B. daß Randbedingungen nicht mehr als konstant vorausgesetzt

werden können. Die zu erwartende Dimensionalität würde ansteigen, und es wäre entsprechend schwieriger, diese nachzuweisen (vgl. Abschnitt V.3). Als nächstes bieten sich kürzere, ausgewählte Zeitbereiche (z. B. spätes Pleistozän) an, die eventuell eine niedrigere Dimensionalität aufweisen. In diesem Falle wäre allerdings die verfügbare Datenanzahl kleiner und der Nachweis entsprechend schwieriger.

Wenn (2) eine höhere Zeitauflösung angestrebt wird, so stellt zuerst die Bioturbation ein prinzipielles Hindernis dar, da sie die Zeitauflösung begrenzt (vgl. Kapitel II). Außerdem begrenzt auch die endliche Ozeandurchmischungszeit (Kap. II) ein Signal in seiner globalen Gültigkeit. Weiterhin ist es erforderlich, daß eine untersuchte Zeitreihe auf den ihr möglichen Zeitskalen (d. h. von der Zeitauflösung hinauf bis zum ganzen Zeitbereich) den gleichen geologisch-physikalischen Prozeß (z. B. Schwankungen des Eisvolumens) dokumentiert, damit das Konzept des niedrigdimensionalen Chaos überhaupt sinnvoll anwendbar ist (Pfister 1995, persönliche Mitteilung). Das verhältnismäßig langsam operierende Eis-Lithosphäre-System (z. B. Saltzman 1990) begrenzt deshalb als zweites eine Erhöhung der Zeitauflösung. Unterstützt wird diese Behauptung durch Schulz *et al.* (1994), die festgestellt haben, daß die fraktale Dimension Pleistozäner $\delta^{18}O$-Kurven auf unterschiedlichen Zeitskalen unterschiedlich ist, daß mithin getrennte Prozesse auf den getrennten Zeitskalen ablaufen.

Selbst bei einer Datenanzahl von 10000 Punkten, was ungefähr eine Größenordnung über den momentanen Möglichkeiten liegt (Tabelle 1), wären Aussagen über die Dimensionalität des Paläoklimas auf einen Wert von ≈ 7 beschränkt (vgl. Abschnitt V.3). Weiterhin müßte bei einem eventuell gefundenen Sättigungsverhalten der Einwand von Osborne und Provenzale (1989), daß eine stochastische Zeitreihe farbigen Rauschens ebenfalls ein Sättigungsverhalten aufweisen kann, an der einzelnen Zeitreihe untersucht werden, vgl. Tsonis *et al.* (1993).

Die in dieser Arbeit versuchte Idee, ob eine Zeitreihe nach Abzug einer wichtigen Klimakomponenten (41 ka-Variabilität) einen signifikant anderen Verlauf $D_2(M)$ zeigt, ist nicht bestätigt worden. Desgleichen zeigen auch die unterschiedlichen Klimavariablen ($\delta^{18}O$, $\delta^{13}C$, Staub-Akkumulationsrate) eines identischen Kernes (ODP 659) kein unterscheidbares Verhalten von $D_2(M)$. Die Datenanzahl ist auch in diesem Fall zu gering, um eventuelle Unterschiede zu enthüllen. Aus diesem Grund erscheint auch eine Aufteilung in Endglieder-Zeitreihen (zu dieser Methode vergleiche z. B. Stattegger 1986; Williams *et al.* 1988) nicht als erfolgversprechend.

Die Schlußfolgerungen dieses Kapitels für Klimamodelle sind: (1) Stochastische Klimamodelle sind keinesfalls auszuschließen, aber auch deterministische Modelle mit mehr als ungefähr 5 Variablen könnten den Klimaverlauf zufriedenstellend wiedergeben. (2) Eine Zeitreihe, die als Ergebnis von einem Klimamodell ausgegeben wird, kann theoretisch beliebig viele Punkte umfassen, weshalb sich der "theoretische" Phasenraum gut rekonstruieren läßt. Die Geometrie und Parametereinstellungen des Klimamodells könnten dahingehend verändert werden, daß der "experimentelle" Phasenraum bzw. die Korrelationsdimension gut approximiert würden. Dieser Versuch, Rückschlüsse über wichtige Modelleigenschaften zu erhalten, scheitert jedoch an der zu geringen Anzahl experimenteller Daten.

Vielleicht bietet, in Analogie zu den Wettersystemen (Lorenz 1991), die Untersuchung einzelner, **lokaler** Klimasubsysteme, die sich schwach gekoppelt zu einem globalen Klimasystem überlagern, eine Möglichkeit, niedrigdimensional chaotische Klimasysteme nachzuweisen.

Kapitel VI Kernschätzung von Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen

VI. 1 Einleitung: Motivation, Kenntnisstand

Für stochastische Klimamodelle, in denen die Klimavariablen als Zufallsvariablen angesetzt sind, werden essentiell präzise Wahrscheinlichkeitsdichten (d. h. die Wahrscheinlichkeit dafür, daß z. B. der $\delta^{18}O$-Wert in einem bestimmten Wertebereich liegt) dieser Variablen benötigt (z. B. Hasselmann 1976; Nicolis 1982; Matteucci 1990). Für Rückschlüsse über Systemeigenschaften des Klimas sind besonders die Anzahl der Gipfel der Wahrscheinlichkeitsdichte von Bedeutung. Z. B. können mehrgipflige Dichten auf unterschiedliche stabile Klimazustände und Übergänge zwischen diesen hinweisen.

Die Zeitentwicklung der Wahrscheinlichkeitsdichten informiert über eventuelles Bifurkationsverhalten (vgl. Kapitel I) in der Klimaevolution. Als wahrscheinlich einzige Anwendung auf Pleistozäne $\delta^{18}O$-Zeitreihen stellt Matteucci (1990) fest, daß die SPECMAP-$\delta^{18}O$-Standardkurve (Imbrie *et al.* 1984) im gesamten Zeitintervall [0; 900 ka] eine breite, unimodale Dichtefunktion zeigt, daß im Bereich [600 ka; 900 ka] die Dichte ebenfalls unimodal ist, und daß bei 600 ka ein Übergang zu einer 3-modalen Dichte im Intervall [0; 600 ka] erfolgt. Für die $\delta^{18}O$-Standardkurve von Maasch (1989b) stellt Matteucci (1990) den Übergang von einer 3-modalen Dichtefunktion im Bereich [600 ka; 900 ka] in eine fünfgipflige Dichtefunktion im Bereich [0; 600 ka] fest.

Die in der vorliegenden Arbeit verwendete Schätzmethode für die Wahrscheinlichkeitsdichte (2. Abschnitt, Anhang A.4 und Anhang A.5) basiert auf Normalverteilungskernfunktionen. Gegenüber der Histogramm-Methode weist diese Methode als ersten Vorteil eine kontinuierliche geschätzte Dichtefunktion auf. Zweitens gestattet diese Methode Signifikanztests für die Anzahl der Gipfel (Silverman 1981). Wegen der besonderen paläoklimatischen Bedeutung, die Anzahl der Gipfel zuverlässig festzustellen, wird eine Verbesserung jenes Tests eingeführt. In Bezug auf die Zeitentwicklung wird gegenüber der Arbeit von Matteucci (1990), in der willkürlich zwei Zeitintervalle festgelegt worden sind, ein kontinuierlich verschobenes Rechteckfenster verwendet (vgl. Kapitel III), das geeignet ist, Übergänge in der zeitabhängigen Wahrscheinlichkeitsdichte festzustellen.

Die entwickelte Methode wird im 3. Abschnitt an synthetischen Zeitreihen getestet und im 4. Abschnitt auf die getunten $\delta^{18}O$-Zeitreihen DSDP 607, ODP 659 und ODP 677 angewendet, die zuvor von dem Mittelwertverlauf (Kap. III) bereinigt worden sind. Diese drei Zeitreihen weisen gegenüber den in Matteucci (1990) untersuchten $\delta^{18}O$-Zeitreihen eine deutlich höhere Datenanzahl (822, 1194 bzw. 1168 gegenüber 449 bzw. 180) und z. T. eine höhere Zeitauflösung auf; außerdem erstrecken sie sich zeitlich weiter, nämlich ca. 3 bzw. 5 Ma (Tabelle 1) zurück.

VI. 2 Methode: Normalverteilungskernschätzung; Signifikanztest (Anzahl der Gipfel); gleitendes Rechteckfenster

Um für Meßwerte X_i, $i = 1,\ldots, n$, mit maximalem Wert X_{max} und minimalem Wert X_{min}, die Wahrscheinlichkeitsdichte zu bestimmen, liegt die einfachste Methode in der Bildung von Histogrammen. Erster Nachteil dieser Methode ist die "unnatürliche" diskrete geschätzte Dichte. Als zweites tritt das Problem der

Positionierung der Klassengrenzen auf (z. B. Silverman 1986, Abschnitt 2.2). Ein weiteres, wichtiges Problem betrifft die Klassenbreite bzw. die Klassenanzahl, d. h. den Kompromiß zwischen statistischen und systematischen Fehlern (vgl. die Diskussion um die Rechteckfensterbreite in den Kapiteln III und IV). Obwohl in der Literatur zahlreiche Hinweise auf eine geeignete Klassenzahl existieren[13], gibt es für die Histogramm-Methode kein Testverfahren, um die — für die hier behandelte Fragestellung besonders wichtige — signifikante Anzahl der Gipfel (abhängig von der Klassenbreite) zu bestimmen.

Die Methode der Kernschätzung mit Normalverteilungskernfunktionen ist eine Verallgemeinerung der Histogrammschätzung einer Wahrscheinlichkeitsdichte, $\hat{f}(x)$:

$$\hat{f}(x) = \frac{1}{nh} \sum_{X_i} N(X_i, h).$$

Die Standardabweichung h der um X_i zentrierten Normalverteilung entspricht der Klassenbreite der Histogramm-Methode. Die beiden o. g. Probleme der diskontinuierlichen Schätzung und der Positionierung der Klassengrenzen sind weggefallen. Das Problem der geeigneten Klassenbreite ist transformiert worden in das Problem der geeigneten Fensterbreite h der Normalverteilungen. Für dieses Problem existiert jedoch eine Lösung, wenn darauf abgezielt wird, die wahre Anzahl der Gipfel der Wahrscheinlichkeitsdichte zu bestimmen (Silverman 1981). Der Lösungsweg wird an folgendem Beispiel verdeutlicht (Abb. 25):

Angenommen, es liegen die Werte X_i einer Grundgesamtheit mit trimodaler Dichte $f_{orig}(x)$ vor (Abb. 25a). Bei einer sehr großen Fensterbreite h der Kernfunktion wird im allgemeinen die Schätzung $\hat{f}(x)$ unimodal sein. Verringert man nun h, so gelangt man an den Minimalwert ("kritische Fensterbreite") h_1, für den $\hat{f}(x)$ noch unimodal ist, unterhalb von h_1 beginnt der Bereich mit bimodalem $\hat{f}(x)$, der sich bis h_2 erstreckt usw. (theoretisch bis h_{n-1}). Bei einer zugrundeliegenden 3-modalen originalen Dichte werden nun h_1 und h_2 eher "groß" sein (um den wahren 3-modalen Charakter verhüllen und eine 1- bzw. 2-modale Dichte vortäuschen zu können) und relativ dicht beieinander liegen, h_3 eher "klein" (Abb. 26) und in der Größenordnung von h_4, h_5,... Das markante Merkmal ist der Sprung von h_2 nach h_3. Ein entsprechender Sprung liegt zwischen den geschätzten Dichten, $\hat{f}_{h2}(x)$ und $\hat{f}_{h3}(x)$, wohingegen $\hat{f}_{h1}(x)$ und $\hat{f}_{h2}(x)$ sowie $\hat{f}_{h3}(x)$, $\hat{f}_{h4}(x)$, $\hat{f}_{h5}(x)$ sich jeweils untereinander ähneln (Abb. 25b-f).

---

[13] Folgende Hinweise zur geeigneten Wahl der Klassenanzahl n_k, ohne quantitative Berücksichtigung der Datenanzahl n, sind in einer Literatur-Recherche gefunden worden (zumeist wird qualitativ empfohlen, daß n_k bei größerem n auch entsprechend größer sein sollte): $n_k \approx$ 5-10 (Berry und Lindgren 1990); $n_k \approx$ 10 (Clarke und Cooke 1978); $n_k \approx$ 10-20 (Bennett und Franklin 1954; Alder und Roessler 1964; Wine 1964; Haseloff und Hoffmann 1965; Griffiths 1967); $n_k \approx$ 10-25 (Krumbein und Graybill 1965).

Folgende Hinweise zur geeigneten Wahl von n_k, mit expliziter Berücksichtigung von n, werden gefunden: $n_k \approx 5 \, \mathrm{LOG}_{10}(n)$ (Winkler 1983; Sachs 1992); $n_k \approx 1 + 3.32 \, \mathrm{LOG}_{10}(n)$ (Sturges 1926, zitiert nach Sachs 1992); $n_k \approx \sqrt{n}$ (Noack 1980); $n_k \approx \sqrt{n}$ und $10 \leq n_k \leq 25$ (Fetzer 1973); $n_k \geq 10$ für $n \leq \approx 100$, $n_k \geq 13$ für $n \leq \approx 1000$, $n_k \geq 16$ für $n \leq \approx 10000$ (DIN 55302, Blatt 1; z. B. Graf *et al.* 1987).

Nach Scott (1979) ergibt sich die wohl anspruchsvollste Formel; es wird zusätzlich die Standardabweichung s_X berücksichtigt:

$$n_k = \frac{(X_{max} - X_{min})}{3.49 \, s_X} \, n^{1/3}.$$

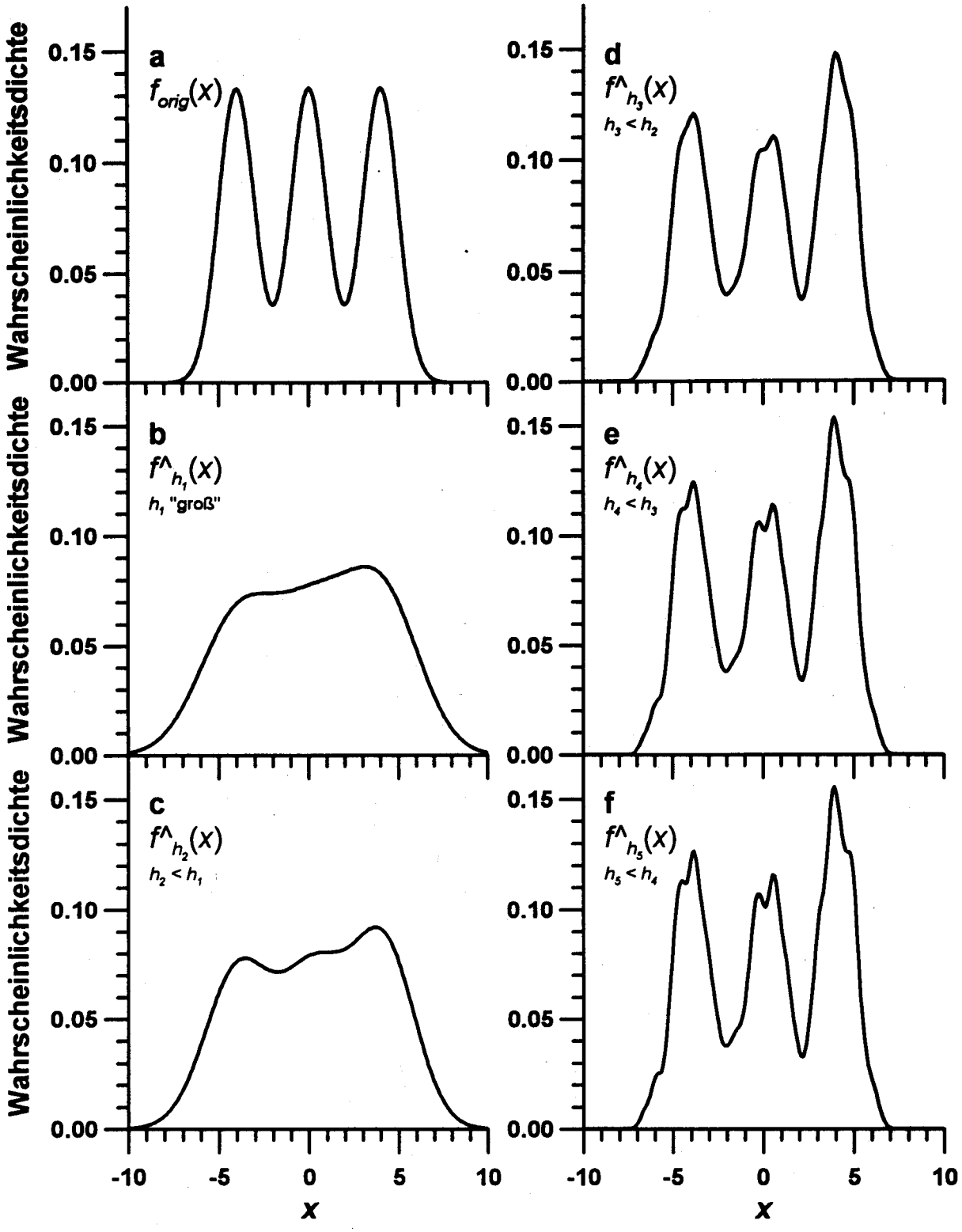


Abbildung 25: Bestimmung der signifikanten Anzahl von Gipfeln. Entsprechend der originalen, 3-modalen Dichte $f_{orig}(x)$, die aus den drei Gauß-Verteilungen N(-4, 1), N(0, 1) und N(+4, 1) gebildet ist (a), wird eine Stichprobe von $n = 500$ gezogen. An dieser Stichprobe wird mit der Normalverteilungskernschätzung (Fensterbreite h) die Dichte geschätzt (Anhang A.4). Für $h \geq h_1$ ("kritische Fensterbreite") ist die geschätzte Dichte 1-modal; die mit h_1 geschätzte Dichte, $f^{\wedge}_{h1}(x)$, zeigt Abb. b. Die Dichte $f^{\wedge}_{h2}(x)$ (c) unterscheidet sich nur gering von $f^{\wedge}_{h1}(x)$. Der Übergang zur "wahren", 3-modalen Dichte (d) zeigt eine deutliche Änderung des Aussehens. Ebenfalls ein deutlicher Sprung liegt zwischen h_2 und h_3 (Abb. 26). Die durch h_4 und h_5 hinzukommenden Gipfel (Abb. e, f) sind ohne signifikante Bedeutung. Der in dieser Arbeit entwickelte Signifikanztest auf die wahre Anzahl von Gipfeln ergibt folgende Nachweiswahrscheinlichkeiten: P(2 Gipfel) = 0.01, P(3 Gipfel) = 1.00, P(4 Gipfel) = 0.26 und P(5 Gipfel) = 0.28.

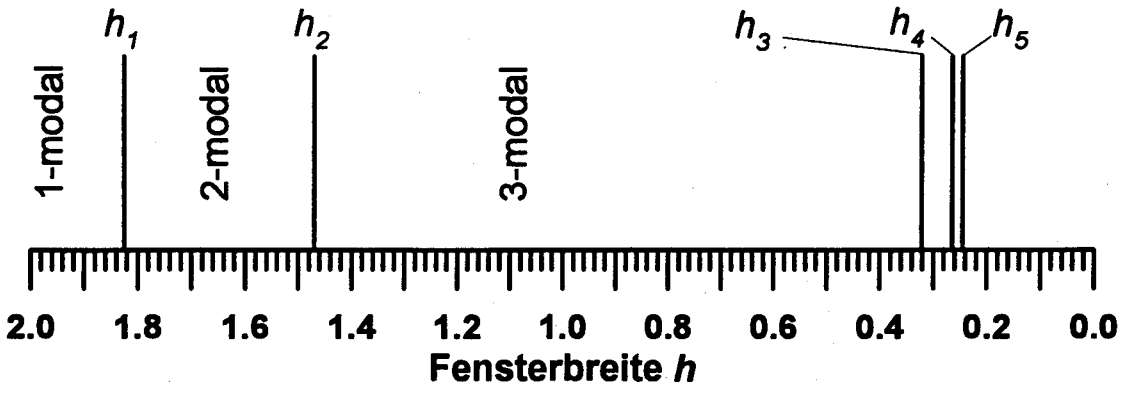


Abbildung 26: Kritische Fensterbreiten h_1, h_2,..., Bereiche bestimmter Gipfelanzahl für die Stichprobe (n = 500) entsprechend der 3-modalen Dichtefunktion (Abb. 25). Der Übergang zu der "wahren", 3-modalen Dichte ist gekennzeichnet durch den markanten Sprung von h_2 nach h_3.

Um diesen Sprung durch einen Signifikanztest zu erfassen, werden Stichproben X_{sim} (n = 500) entsprechend den hypothetischen Wahrscheinlichkeitsdichten $f_{h1}(x)$, $f_{h2}(x)$,... gezogen (vgl. Anhang A.4). Wegen der o. g. Ähnlichkeit zwischen den beiden Gruppen von Dichten sollten $f_{h1}(x)_{sim}$ und $f_{h2}(x)_{sim}$, die mit den alten kritischen Fensterbreiten geschätzten Dichten für die jeweils simulierten X-Werte, jeweils ca. 1-2 Gipfel aufweisen; analog sollten $f_{h3}(x)_{sim}$, $f_{h4}(x)_{sim}$, $f_{h5}(x)_{sim}$,... jeweils $\geq$ 3 Gipfel aufweisen. In dieser Arbeit wird deshalb die Wahrscheinlichkeit dafür, daß eine Anzahl von z Gipfeln vorliegt, durch den relativen Anteil von Simulationen geschätzt, für die $f_{hz-1}(x)_{sim}$ eine Anzahl Gipfel $\leq z - 1$ und $f_{hz}(x)_{sim}$ eine Anzahl Gipfel $\geq z$ zeigt.

Details zur Programmierung und zur Simulation der hypothetischen Wahrscheinlichkeitsdichten sind in Anhang A.4 dargestellt. Die Stärke des Tests wird in Anhang A.5 an synthetischen Datensätzen untersucht, also der Frage nachgegangen, mit welcher Wahrscheinlichkeit Gipfel einer bestimmten Form, mit einem bestimmten Abstand voneinander bei einer vorliegenden Datenanzahl nachgewiesen werden können. Speziell der Fall, daß in Wirklichkeit nur ein Gipfel vorliegt, muß untersucht werden, da mit obiger Teststatistik nur $\geq$ 2 Gipfel nachgewiesen werden können.

Um den Zeitverlauf der Wahrscheinlichkeitsdichte einer Zeitreihe festzustellen, wird ein gleitendes Datenfenster (Rechteck) entlang der Zeitachse verschoben und gegen die Zeit (Mittelung der Zeit-Werte innerhalb des Fensters) die Nachweiswahrscheinlichkeiten (Anzahl der Gipfel) aufgetragen. Die mittlere Rechteckfensterbreite H richtet sich nach der Datenanzahl n innerhalb des Fensters. Diese Anzahl muß konstant sein, um keinen eigenen Einfluß auf die Nachweiswahrscheinlichkeiten auszuüben (vgl. Anhang A.5). Zur Diskussion um die geeignete Rechteckfensterbreite siehe Abschnitt VI.3 und vergleiche Kapitel III und IV.

VI. 3 Tests an synthetischen Modal-Übergängen

Um herauszufinden, wie gut die Methode Übergänge in der zeitabhängigen Dichte (Anzahl der Gipfel) nachweisen kann und welche Parametereinstellungen dazu geeignet sind, werden synthetische Zeitreihen mit vorgegebenen Übergängen untersucht (Abb. 27). Von besonderer Wichtigkeit dabei ist die geeignete

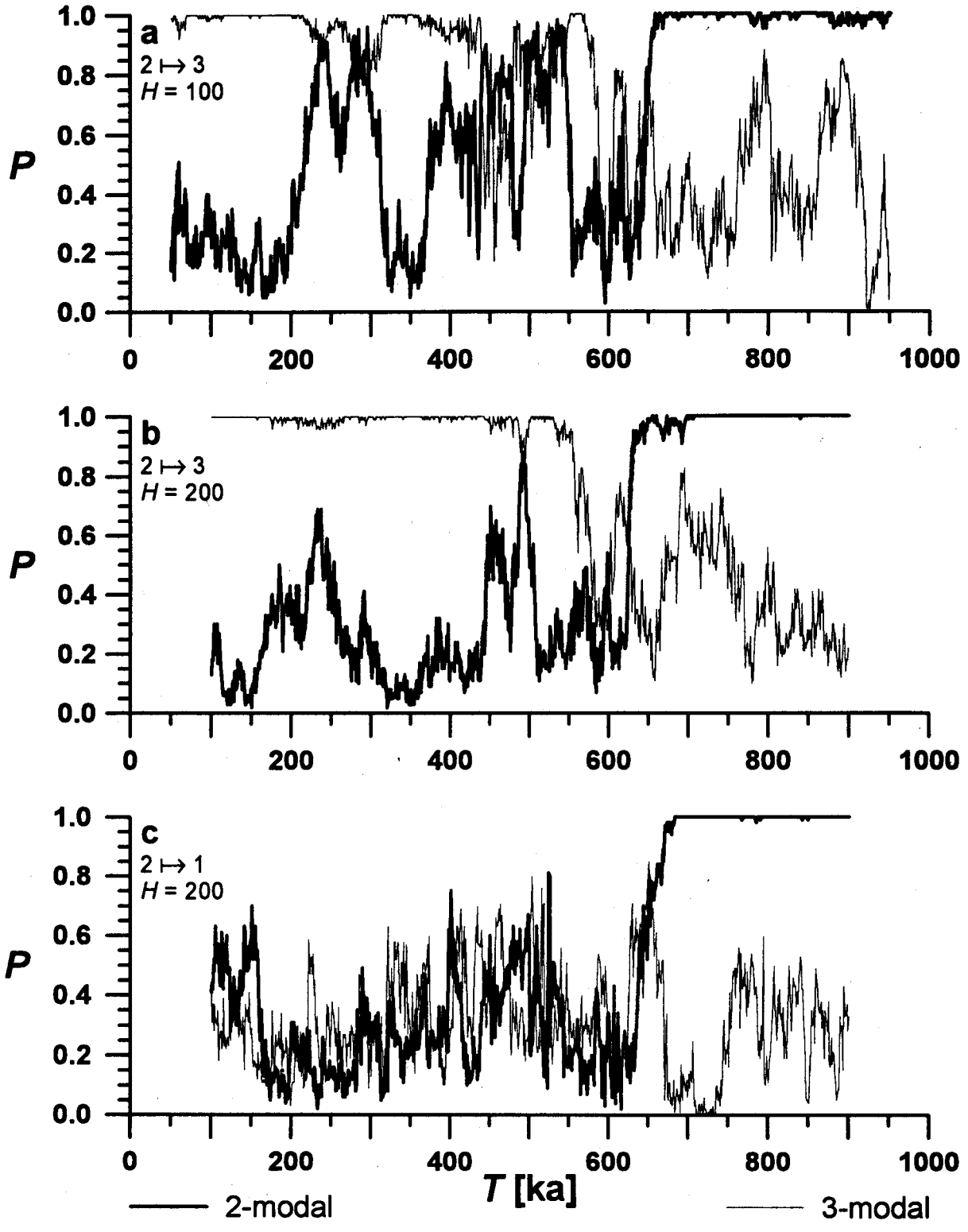


Abbildung 27: Nachweis von Modal-Übergängen. Gegen die Zeit T sind die Nachweiswahrscheinlichkeiten P für 2 bzw. 3 Gipfel (Signifikanztest) aufgetragen. Grundlage sind synthetische, äquidistante Zeitreihen (0 - 1000 ka, n = 1000) mit folgenden Übergängen: bei (a) und (b) von 2-modal in [600 ka; 1000 ka] zu 3-modal in [0; 600 ka], bei (c) von 2-modal in [600 ka; 1000 ka] zu 1-modal in [0; 600 ka]. Die 3-modale Dichte wird aus den drei Normalverteilungen N(-4, 1), N(0, 1) und N(+4, 1) gebildet, die 2-modale Dichte aus N(-2, 1) und N(+2, 1), die 1-modale Dichte aus N(0, 1). Ein 100-Punkte-Fenster (a) ist noch zu schmal, bei 200 Werten (b) kann der Übergang von 2 nach 3 Gipfeln besser festgestellt werden. Interessanterweise ist die Verbreiterung aufgrund der endlichen Fensterbreite geringer als $\pm$ $H/2$ (vgl. Kapitel III und IV). 1-modale Zeitabschnitte (c) sind gekennzeichnet durch niedrigere Nachweiswahrscheinlichkeiten (2 bzw. 3 Gipfel), vgl. Anhang A.5.

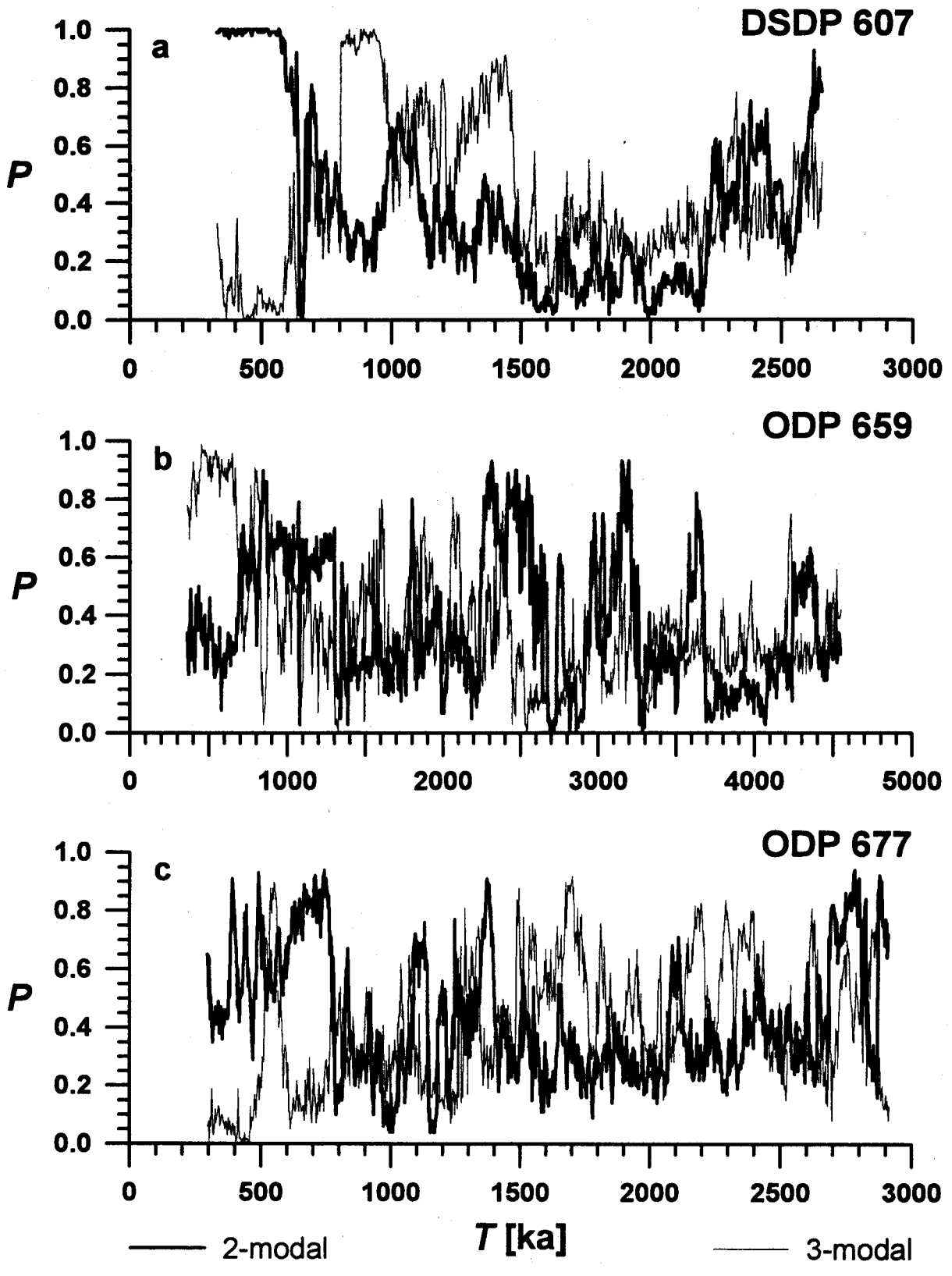


Abbildung 28: Modalanalyse der vom Mittelwertverlauf bereinigten δ^{18}O-Zeitreihen DSDP 607, ODP 659 und ODP 677 (getunte Zeitskalen); Nachweiswahrscheinlichkeiten P (2-modal, 3-modal) gegen die Zeit T. Berechnungsparameter (vgl. Anhang A.4): 200-Punkte-Rechteckfenster (d. h.: mittlere Rechteckfensterbreite H = 742 ka (DSDP 607), 884 ka (ODP 659) bzw. 546 ka (ODP 677)), n_t (Anzahl der Positionen, an denen die Werte der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen berechnet werden) = 128, Genauigkeitsfaktor (bestimmt, wie präzise die kritischen Fensterbreiten ermittelt werden) = 10^{-7} und $n_{Bootstrap}$ (Anzahl der Simulationsrechnungen für den Signifikanztest auf die Gipfelanzahl) = 100. NB: Die Zeitachsen sind unterschiedlich lang.

Rechteckfensterbreite H. Obwohl nicht sämtliche Modal-Übergänge getestet werden können, erscheinen (auch aufgrund der Testrechnungen in Anhang A.5 sowie anderer, nicht aufgeführter Testrechnungen) folgende Orientierungen für die Anwendung der Methode sinnvoll:

- Eine höhere Anzahl von Gipfeln bzw. näher beieinander liegende Gipfel sind schwieriger nachzuweisen (vgl. Anhang A.5).
- Wenn die Datenanzahl im Fenster erhöht wird, um die Nachweiswahrscheinlichkeit zu steigern (vgl. Anhang A.5), so sinkt die zeitliche Auflösung, d. h.: kürzere Zeitbereiche anderer Dichte, Gipfelanzahl können nicht mehr erfaßt werden.
- Für typische paläoklimatische $\delta^{18}O$-Zeitreihen ist eine akzeptable Lösung dieses Dilemma-Problems in einem 200-Punkte-Rechteckfenster ermittelt worden.
- Die systematische Verzerrung des wahren Verlaufs der Gipfelanzahl ist geringer als $\pm H/2$ (vgl. Kapitel III, IV).
- Als Berechnungsparameter (vgl. Anhang A.4) sind bei einem 200-Punkte-Fenster n_t (Anzahl der Positionen, an denen die Werte der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen berechnet werden) = 128, Genauigkeitsfaktor (bestimmt, wie präzise die kritischen Fensterbreiten ermittelt werden) = 10^{-7} und $n_{Bootstrap}$ (Anzahl der Simulationsrechnungen für den Signifikanztest auf die Gipfelanzahl) = 100 ausreichend.

VI. 4 Ergebnisse

Abbildung 28 zeigt die Anwendung der Methode unter den in Abschnitt VI.3 angegebenen Orientierungen auf die $\delta^{18}O$-Kurven DSDP 607, ODP 659 und ODP 677 (jeweils getunte Zeitskala), die zuvor von dem Mittelwertverlauf (Kapitel III und Anhang A.3) bereinigt worden sind. (Für den Mittelwert-Übergang "MPT" wird dabei, im Falle der Zeitreihen ODP 659 und ODP 677, der "abrupten" Interpretation gefolgt.)

DSDP 607 (Abb. 28a, 29)

- Für das Intervall [1500 ka; 3043 ka] ergeben sich geringe Nachweiswahrscheinlichkeiten für 2 bzw. 3 Gipfel (Abb. 28a), was durch den Signifikanztest für dieses Zeitintervall (Parameter: n = 416, n_t = 512, Genauigkeitsfaktor = 10^{-7} (konstant in sämtlichen Signifikanztests dieses Abschnitts), $n_{Bootstrap}$ = 400 (konstant)) bestätigt wird. Es wird deshalb (vgl. Anhang A.5) auf eine 1-modale Dichtefunktion (Abb. 29c) geschlossen. Kurzzeitige Bereiche möglicher erhöhter Gipfelanzahl (etwa der Bereich [2250 ka; 2700 ka]) können aufgrund der dafür zu schlechten Zeitauflösung nicht untersucht werden. Die Form der Dichte ist deutlich schmaler, $\delta^{18}O$-Werte, die mehr als 0.5 ‰ vs. PDB vom Mittelwertverlauf (vgl. Abbildung A-11) abweichen, sind selten. (Im Falle der originalen, nicht vom Mittelwertverlauf (vgl. Kapitel III) bereinigten Werte würde aufgrund des Mittelwert-Übergangs bei 1588 ka (Abb. A-13) und des LPC-Übergangs (Abb. A-14) fehlerhaft eine breitere Dichtefunktion indiziert werden.)
- Im Bereich [700 ka; 1500 ka] liegt eine breite Dichtefunktion vor (Abb. 29b). Eine durch Abb. 28a angezeigte 3-modale Dichte wird jedoch durch den Signifikanztest für dieses Zeitintervall (n = 207, n_t = 256) widerlegt und stattdessen eine 4-modale Dichtefunktion mit der Nachweiswahrscheinlichkeit P = 0.85 angezeigt. Es ist zweifelhaft (vgl. Anhang A.5), ob eine Anzahl von 4 Gipfeln durch n = 207 Werte zuverlässig bestätigt werden kann und dieser Wert von P nicht artifiziell ist. Eventuell liegen (Abb. 28a) auch zwei Bereiche ([700 ka; 1100 ka] und [1100 ka; 1500 ka]) mit 3-modalen Dichten vor, deren Gipfel jedoch nicht im $\delta^{18}O$-Wert übereinstimmen. Die Überlagerung dieser beiden Dichten könnte dann für das Intervall [700 ka; 1500 ka] eine 4-modale Dichte ergeben. Um derartig kurze Zeitbereiche untersuchen zu können, ist die Zeitauflösung jedoch zu schlecht. In Abb. 29b ist zusätzlich die 1-modale Dichtefunktion eingezeichnet.

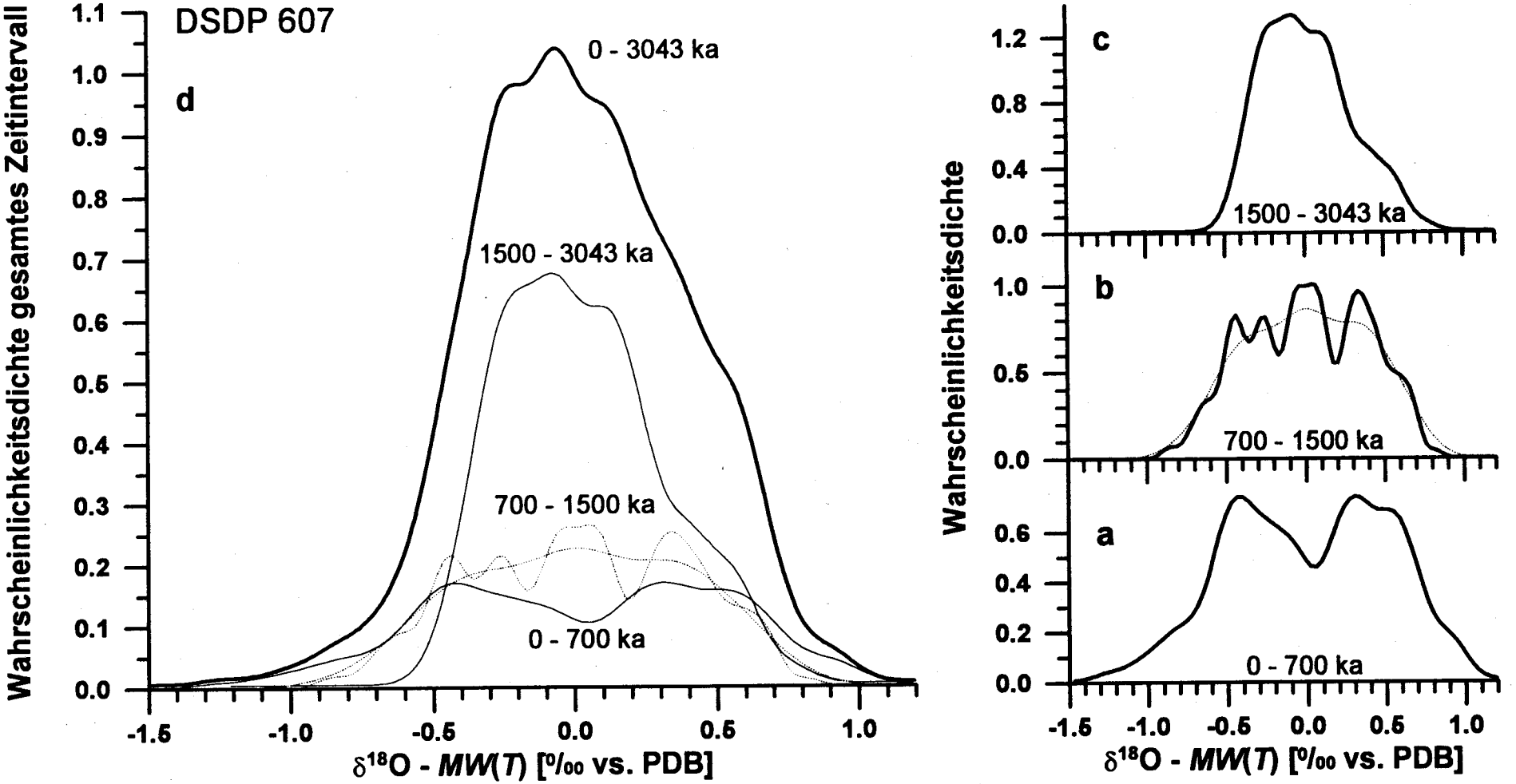


Abbildung 29: Ergebnis für die δ^{18}O-Kurve DSDP 607, *MW(T)*-bereinigt: Wahrscheinlichkeitsdichten für die Abweichung des δ^{18}O-Wertes vom zeitabhängigen Mittelwert in den ermittelten Zeitabschnitten (a, b, c). Die Gipfel der 2-modalen Wahrscheinlichkeitsdichte für den Zeitbereich [0; 700 ka] (a) liegen bei +0.30 ‰ vs. PDB und -0.43 ‰ vs. PDB relativ zu *MW(T)*. Für den Zeitabschnitt [700 ka; 1500 ka] ist zu der 4-modalen noch die 1-modale Dichte eingezeichnet (b). Normierung entsprechend der Länge der Zeitintervalle ergibt die Zusammensetzung der Gesamtdichte ([0; 3043 ka]) aus den Dichten der einzelnen Zeitintervalle (d). Die Zusammensetzung gilt nicht exakt, da (1) hinsichtlich der Gipfelanzahl keine vollständige Sicherheit vorliegt und (2) die Dichten entsprechend den kritischen Fensterbreiten (und nicht bei etwas größeren Werten, die die Gipfelanzahl noch unverändert lassen würden) eingezeichnet sind.

● Für den spätpleistozänen Zeitbereich 0 - ≈ 700 ka wird eine 2-modale Dichtefunktion angezeigt (Abb. 28a). Der Zeitpunkt von 700 ka wird in Anlehnung an Abb. 27b ermittelt, der Fehler[14] liegt in der Größenordnung mehrerer 10 ka. Der Übergang zu der 2-modalen Dichte ist relativ rasch (Abb. 28a). Ein Signifikanztest für das Zeitintervall [0; 700 ka] (n = 201, n_t = 256) bestätigt die 2-modale Dichtefunktion (Abb. 29a) mit einer Nachweiswahrscheinlichkeit von 1.00. Die Gipfel liegen bei 0.30 ‰ vs. PDB über und 0.43 ‰ vs. PDB unter dem mittleren δ^{18}O-Wert in diesem Bereich, die δ^{18}O-Werte erstrecken sich über einen relativ breiten Bereich.
● Die ungefähre Zusammensetzung der Gesamtdichte ([0; 3043 ka]) aus den Dichten der einzelnen Zeitintervalle zeigt Abb. 29d.

ODP 659 (Abb. 28b, 30)

● Für das Intervall [1350 ka; 5268 ka] weist der Signifikanztest (n = 872, n_t = 1024) auf eine 1-modale Dichte hin. Die Form (Abb. 30c) ähnelt einer Normalverteilung, die im Vergleich zu den Dichten der beiden anderen Zeitbereiche (s. u.) eine geringere Breite zeigt. Es gibt jedoch auch Hinweise (Abb. 28b) auf Phasen erhöhter Gipfelanzahl der Dichte: im Bereich [2300 ka; 2600 ka] und, weniger deutlich, im Bereich [2950 ka; 3200 ka]. Die zeitliche Auflösung gestattet jedoch keine Untersuchung dieser einzelnen Bereiche.
● Für den Bereich [750 ka; 1350 ka] weist Abb. 28b auf eine 2-modale Dichte hin, was durch den Signifikanztest (n = 134, n_t = 256) mit P = 0.70 bestätigt wird. Die entsprechende Dichtefunktion (Abb. 30b) zeigt einen schwach ausgeprägten, aber als signifikant eingestuften Gipfel bei 1.30 ‰ vs. PDB unter $MW(T)$. Der Bereich der δ^{18}O-Werte ist relativ breit.
● Für den spätpleistozänen Zeitbereich [0; 750 ka] wird eine 3-modale Dichtefunktion angezeigt (Abb. 28b). Der Fehler für diesen Übergangszeitpunkt ist etwas höher als der für die DSDP 607-Zeitreihe, da der Übergang weniger deutlich abgebildet wird (Abb. 28a, b). Der Signifikanztest für das Zeitintervall [0; 750 ka] (n = 192, n_t = 256) ergibt P(3 Gipfel) = 0.79, was als signifikant betrachtet wird (vgl. die Testrechnungen in Anhang A.5). Die drei Gipfel der Dichtefunktion (Abb. 30a) liegen bei -1.30 ‰ vs. PDB (schwacher, aber signifikanter Gipfel, s. o.), -0.26 ‰ vs. PDB und +0.28 ‰ vs. PDB relativ zum Mittelwertverlauf, der konstant ist (Kap. III und Abb. 12a). Die Dichtefunktion ist relativ breit.
● Die ungefähre Zusammensetzung der Gesamtdichte ([0; 5268 ka]) aus den Dichten der einzelnen Zeitintervalle zeigt Abb. 30d.

ODP 677 (Abb. 28c, 31)

● Das Zeitintervall [800 ka; 3190 ka] zeigt im Signifikanztest (n = 889, n_t = 1024) keine Nachweiswahrscheinlichkeiten (≥ 2 Gipfel), die größer als 0.58 sind. Es mag zwar, wie durch Abb. 28c angezeigt, Zeitbereiche erhöhter Gipfelanzahl geben (für T ≈ 2700 - 2900 ka, für T ≈ 1700 ka und für T ≈ 1300 ka), jedoch gestattet die zu geringe Zeitauflösung keine getrennte Untersuchung. Die Dichtefunktion (Abb. 31b) ist etwas schmaler als die Dichtefunktion für den spätpleistozänen Zeitbereich (s. u.).
● Für den spätpleistozänen Zeitbereich [0; 800 ka] wird eine 2-modale Dichtefunktion angezeigt (Abb. 28c). Der Fehler der Zeitangabe liegt in der Größenordnung weniger 10 ka. Der Signifikanztest für dieses Zeitintervall (n = 281, n_t = 256) ergibt P(2 Gipfel) = 0.68. Die zwei Gipfel der Dichte (Abb. 31a) liegen bei -0.02 ‰ vs. PDB und +0.30 ‰ vs. PDB relativ zum mittleren δ^{18}O-Wert.
● Die Gesamtdichte ([0; 3190 ka]) (Abb. 31c) zeigt aufgrund des ausgeprägten Gipfels der spätpleistozänen Dichte (Abb. 31a) eine 2-modale Form.

---

[14] Ebenso sind natürlich die anderen Angaben dieses Abschnittes über Zeitbereiche fehlerbehaftet.

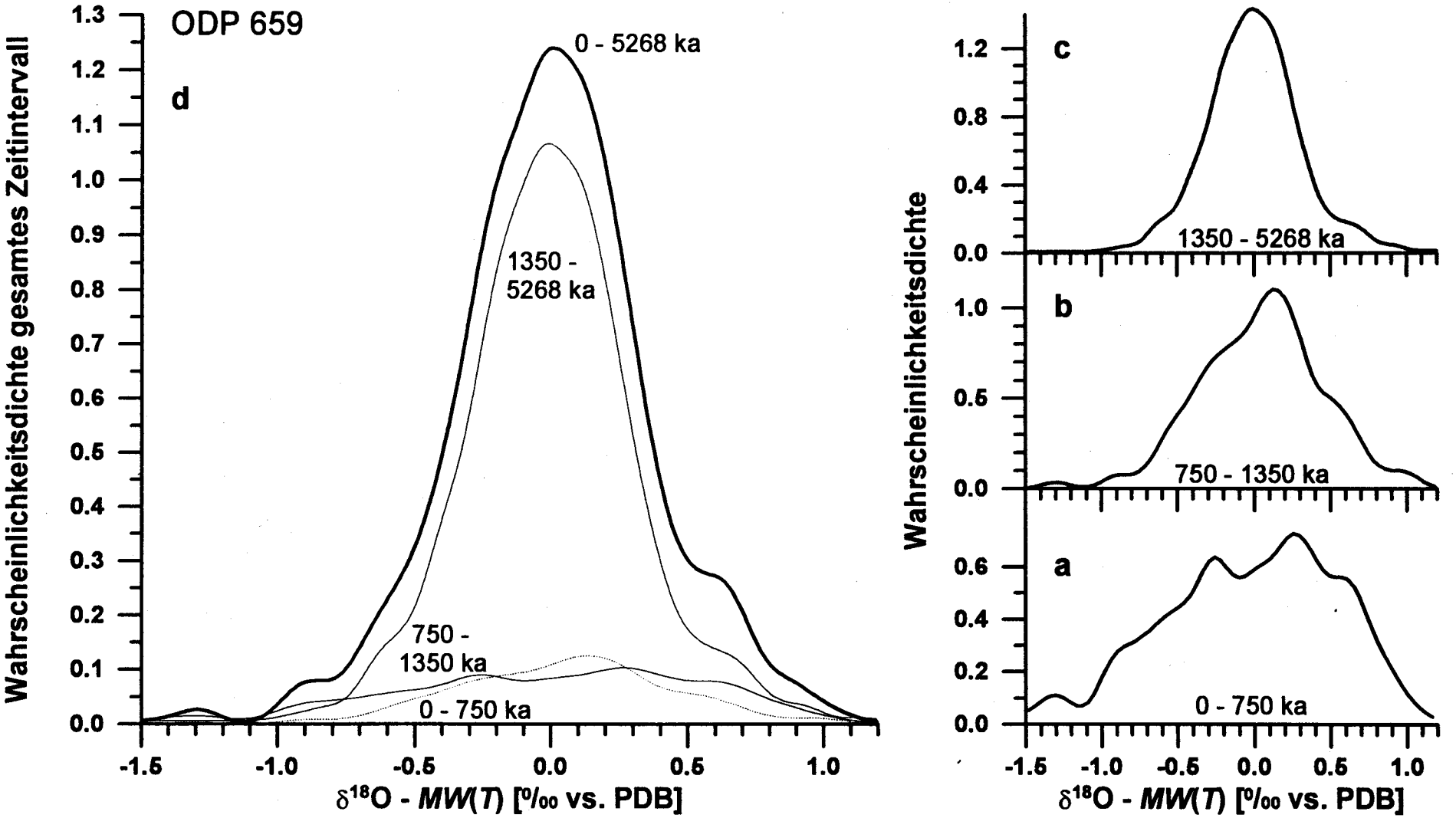


Abbildung 30: Ergebnis für die δ^{18}O-Kurve ODP 659, *MW(T)*-bereinigt: Wahrscheinlichkeitsdichten für die Abweichung des δ^{18}O-Wertes vom zeitabhängigen Mittelwert in den ermittelten Zeitabschnitten (a, b, c). Die Gipfel der 3-modalen Wahrscheinlichkeitsdichte für den Zeitbereich [0; 750 ka] (a) liegen bei -1.30 ‰ vs. PDB, -0.26 ‰ vs. PDB und +0.28 ‰ vs. PDB relativ zu *MW(T)*. Normierung entsprechend der Länge der Zeitintervalle ergibt die ungefähre Zusammensetzung der Gesamtdichte ([0; 5268 ka]) aus den Dichten der einzelnen Zeitintervalle (d).

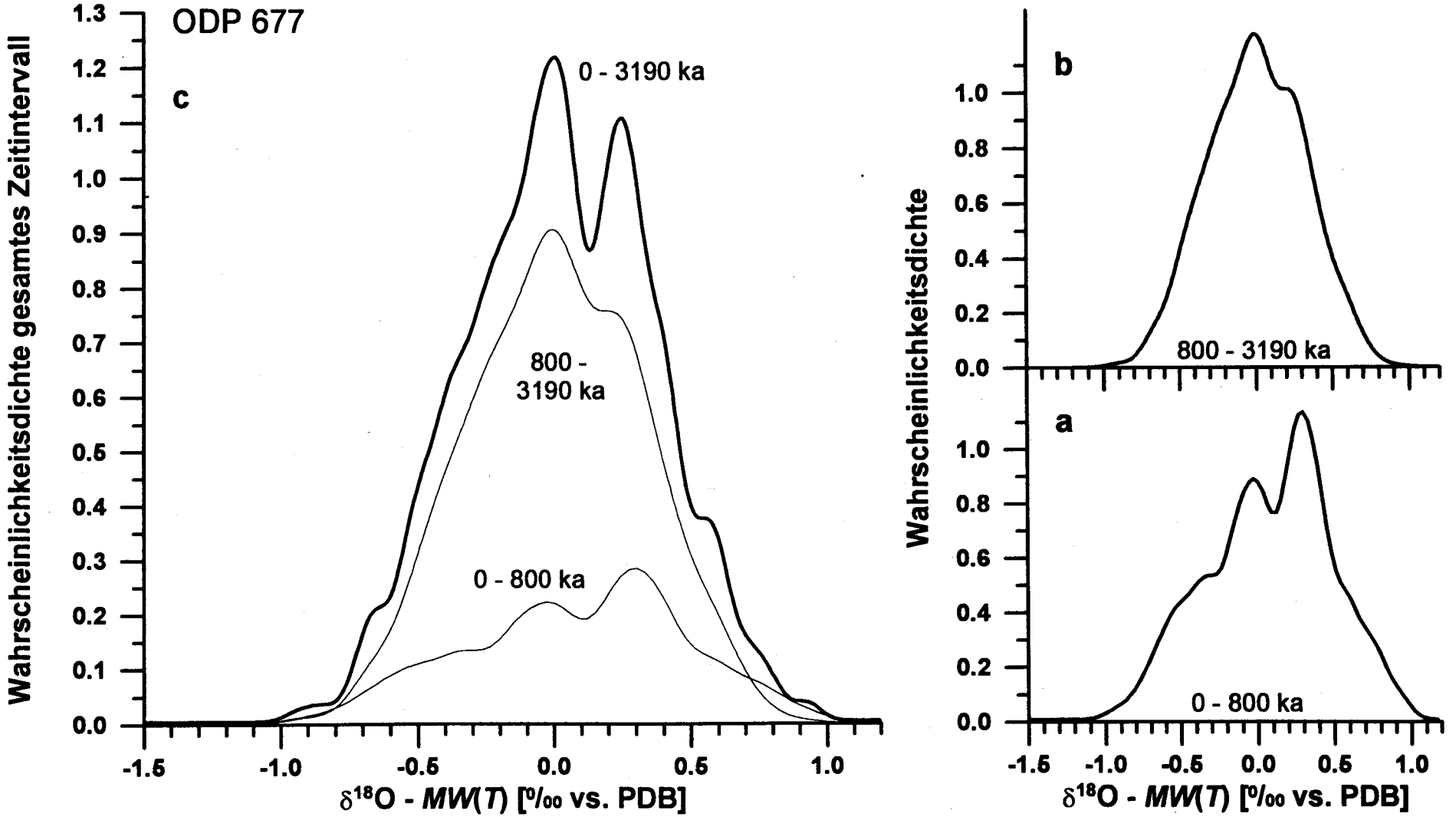


Abbildung 31: Ergebnis für die δ^{18}O-Kurve ODP 677, *MW(T)*-bereinigt: Wahrscheinlichkeitsdichten für die Abweichung des δ^{18}O-Wertes vom zeitabhängigen Mittelwert in den ermittelten Zeitabschnitten (a, b). Die Gipfel der 2-modalen Wahrscheinlichkeitsdichte für den Zeitbereich [0; 800 ka] (a) liegen bei -0.02 ‰ vs. PDB und +0.30 ‰ vs. PDB relativ zu *MW(T)*. Normierung entsprechend der Länge der Zeitintervalle ergibt die ungefähre Zusammensetzung der Gesamtdichte ([0; 3190 ka]) aus den Dichten der einzelnen Zeitintervalle (c). Der Signifikanztest zeigt für die Gesamtdichte eine 2-modale Form an.

VI. 5 Zusammenfassung; Schlußfolgerungen für die Entwicklung des Plio-/Pleistozänen Klimas

Um die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion von Klimazeitreihen zu bestimmen, ist die Methode der Kernschätzung mit Normalverteilungen (Silverman 1981, 1986) verbessert, getestet und angewendet worden. Die Vorteile dieser Methode sind: (1) eine kontinuierliche geschätzte Dichtefunktion sowie (2) Signifikanztests auf die Gipfelanzahl der Dichtefunktion.

- Der wegen der paläoklimatischen Bedeutung weiterentwickelte Test auf die signifikante Anzahl von Gipfeln ist an synthetischen Dichtefunktionen (variable Form, Gipfelabstand und Datenanzahl) als wirksam nachgewiesen worden (Anhang A.5).
- Die zum Detektieren von Übergängen geeignete Breite des gleitenden Rechteckfensters ist an synthetischen Zeitreihen mit vorgegebenen Modal-Übergängen ermittelt worden. Ein 200-Punkte-Fenster gewährt eine ausreichende statistische Sicherheit bei den für Paläoklimazeitreihen typischerweise vorliegenden Werten für Datenanzahl, Zeitbereich und Gipfelanzahl.

Die Methode wird angewendet auf die drei δ^{18}O-Zeitreihen DSDP 607, ODP 659 und ODP 677. Diese sind zuvor von ihren Mittelwertverläufen (vgl. Kapitel III, Anhang A.3) bereinigt worden, um einer fehlerhaften Verbreiterung der Dichtefunktion in Zeitbereichen von Mittelwert-Übergängen vorzubeugen. Die Ergebnisse der einzelnen Zeitreihen (Abschnitt VI.4) legen eine Dreiteilung des Plio-/Pleistozänen Zeitbereiches nahe:

1. Zeitintervall: Pliozän ($T >$ ≈ 1350 - 1500 ka)

Eine schlanke, 1-modale Dichtefunktion, die in der Form etwas einer Normalverteilung ähnelt, zeigt an, daß die δ^{18}O-Werte nur innerhalb ca. ± 0.50 ‰ vs. PDB um den mittleren δ^{18}O-Wert schwanken. (Dies verdeutlicht die Bedeutung des Mittelwertverlaufs (Kap. III) und des Bereinigens der δ^{18}O-Werte von $MW(T)$, ohne das eine breitere Dichte vorgetäuscht würde.) Dieses Ergebnis könnte hinweisen auf eine hohe Anzahl signifikant einwirkender Klimavariablen, die sich additiv zu einer Normalverteilung überlagern (Zentraler Grenzwertsatz). Das Ergebnis von Kapitel V (Grassberger-Procaccia-Algorithmus) steht dem zumindest nicht entgegen. Es existieren jedoch sehr wahrscheinlich auch Phasen erhöhter Gipfelanzahl oder unterschiedlich positionierter Gipfel, die auf erhöhte Schwankungen hinweisen. Ein derartiger Bereich ist [2250 ka; 2700 ka], in Übereinstimmung mit der Phase erhöhter Standardabweichung bei $T \approx$ 2521 ka (Kap. III und Abb. 14).

2. Zeitintervall: frühes Pleistozän (≈ 700 - 800 ka < T < ≈ 1350 - 1500 ka)

Eine deutlich breitere Dichtefunktion weist auf stärkere, dauerhafte Schwankungen hin, übereinstimmend mit der in Kap. III festgestellten Zunahme der Standardabweichung und der Phase erhöhter Standardabweichung bei $T \approx$ 1375 ka (Abb. 14). Es mögen Phasen erhöhter Gipfelanzahl und mit schwankender Position der Gipfel vorliegen, die insgesamt für den Zeitbereich eine multimodale Dichte ergeben. Der Unterschied zu einer breiten, 1-modalen Dichte ist jedoch gering, d. h. daß die eventuellen Gipfel wenig stark ausgeprägt wären.

3. Zeitintervall: spätes Pleistozän ($T <$ ≈ 700 - 800 ka)

Es vollzieht sich ein rascher Übergang (Abb. 28) zu einer 2-modalen Dichte, deren Gipfel deutlich getrennt sind. Interessant ist, daß der Gipfel der schweren δ^{18}O-Werte (erhöhtes Eisvolumen) übereinstimmend für die

drei untersuchten Datensätze bei 0.29 ± 0.01 ‰ vs. PDB über dem mittleren δ^{18}O-Wert liegt. Vielleicht drückt sich darin ein Charakteristikum des Eis-Lithosphäre-Systems der nördlichen Hemisphäre aus, z. B. eine Stabilitätsgrenze der Eiskappe (vgl. Saltzman und Verbitsky 1993). Die δ^{18}O-Zeitreihe ODP 659 weist noch einen weiteren, schwachen, aber signifikanten Gipfel bei 1.30 ‰ vs. PDB unter dem mittleren δ^{18}O-Wert auf. Daß dies ein lokaler Effekt sein könnte (z. B. Zeitphasen zugeführter warmer Bodenwassermassen), dafür spricht die Abwesenheit des entsprechenden Gipfels für die beiden anderen untersuchten Zeitreihen. Andererseits stellt Matteucci (1990) an der aus 5 Datensätzen gebildeten SPECMAP-δ^{18}O-Standardkurve (Imbrie *et al.* 1984) einen vergleichbaren Gipfel fest.

Der Übergang bei 700 - 800 ka stellt ein Bifurkationsverhalten (vgl. Abschnitt VI.1 und Kapitel I) des Klimasystems dar, jedoch müssen auch weitere signifikante Einflüsse vorliegen, die zu einer merklichen Verbreiterung der Gipfel beitragen. Das Ergebnis entspricht ungefähr dem von Matteucci (1990) für die SPECMAP-Kurve (vgl. Abschnitt VI.1), allerdings liegen die in der vorliegenden Arbeit gefundenen Gipfel enger beieinander als die in der genannten Arbeit. Der ermittelte Übergangszeitpunkt von 700 ka $< T <$ 800 ka wird als zuverlässiger als der von Matteucci (1990) angegebene von 600 ka angesehen, da letztere Angabe auf einer willkürlichen Intervallbildung basiert. Das Ergebnis von Matteucci (1990) für die δ^{18}O-Standardkurve von Maasch (1989b), also der Übergang von einer 3-modalen in eine 5-modale Dichte bei 600 ka, erscheint angesichts der relativ niedrigen Datenanzahl (n = 180) und der hohen Anzahl von Gipfeln als zufällig (vgl. Anhang A.5).

Auffallend ist der zeitliche Bezug zu den ebenfalls als abrupt eingeschätzten Übergängen im mittleren δ^{18}O-Wert bei 922 ka (Kapitel III) und in der Stärke des 100 ka-Zyklus bei 600 ka $< T <$ 650 ka (Kapitel IV).

Die Methode sollte auch auf anderen geowissenschaftlichen Gebieten verwendet werden können, wo multimodale Wahrscheinlichkeitsverteilungen auftreten, z. B. bei der Bestimmung von Korngrößenverteilungen in der Sedimentologie.

Kapitel VII Schlußfolgerungen

Als Datengrundlage über die Plio-/Pleistozäne Klimaentwicklung sind Zeitreihen unterschiedlicher Klimavariablen (hauptsächlich benthische $\delta^{18}O$-Zeitreihen, daneben auch benthische $\delta^{13}C$-Werte und andere Variablen) zur Verfügung gestanden. Die nichtäquidistanten Klimazeitreihen entstammen unterschiedlichen Lokalitäten und sollten in ihrer Gesamtheit den globalen Klimaverlauf der letzten 6 Ma dokumentieren. Die Datenanzahlen (bis $\approx$ 1400) gehören zum Maximum, was z. Zt. verfügbar ist.

Um das inhaltliche Ziel dieser Arbeit, die Plio-/Pleistozäne Klimaevolution genauer zu verstehen und zu quantifizieren, ist ein Instrumentarium an Zeitreihenanalysemethoden aufgebaut worden. Damit können unterschiedliche, wichtige Fragen an das Paläoklimasystem gestellt und beantwortet werden: Fragen nach dem grundsätzlichen, längerfristigen Verlauf (Mittelwert und Standardabweichung), nach der Bedeutung der Erdbahnparameterschwankungen bis ins Pliozän zurück (evolutionäre Spektralanalyse), nach der Anzahl signifikant einwirkender Klimavariablen (Grassberger-Procaccia-Algorithmus), nach Bifurkationsverhalten und Form der Wahrscheinlichkeitsdichte.

Zeitverlauf von Mittelwert und Standardabweichung

Am grundsätzlichen Klimaverlauf, festgelegt durch die ersten beiden Momente, interessieren besonders die Übergänge ("Global Change") zwischen längerfristig stabilen Zuständen. Es ist deshalb eine Methode (Rechteckfenster) entwickelt worden, um die Übergänge quantitativ schätzen zu können. Dabei ist das methodische Problem der geeigneten Fensterbreite in Erscheinung getreten: um den Zeitverlauf zu messen, muß ein Fenster endlicher Breite entlang der Zeitachse verschoben werden, was eine systematische Verzerrung der Übergänge nach sich zieht. Eine große Fensterbreite bedeutet einerseits eine hohe systematische Verzerrung und andererseits einen geringen statistischen Fehler; umgekehrt bei kleinen Fensterbreiten. Dieses Dilemma-Problem ist durch die Idee der optimalen Fensterbreite gelöst worden, für die der mittlere Abstand zwischen wahrem und geschätztem Verlauf minimal ist, so daß Übergänge bestmöglich erkannt werden. Rechnerisch läßt sich die Auswirkung der endlichen Fensterbreite "dekonvolvieren", so daß die optimale Hypothese über einen Übergang quantitativ ermittelt werden kann.

Wichtiges Ergebnis der Methode in der Anwendung auf die Paläoklimazeitreihen ist die Quantifizierung der "Mid-Pleistocene Climate Transition": von 942 ka nach 902 ka nimmt der mittlere $\delta^{18}O$-Wert um 0.29 ‰ vs. PDB zu. In guter globaler Übereinstimmung ist die spätpliozäne Abkühlung bzw. der Aufbau der Nordhemisphären-Eismasse im $\delta^{18}O$-Wert festgestellt worden: von 3615 ka nach 2472 ka eine Zunahme um 0.59 ‰ vs. PDB. Im Standardabweichungsverlauf sämtlicher Klimazeitreihen ist eine globale Plio-/Pleistozäne Zunahme gemessen worden, der zwei Zeitbereiche erhöhter Schwankungsstärke, ein stärkerer um 2400 - 2700 ka und ein schwächerer um 1400 ka, aufsitzen.

Insgesamt ist die entwickelte Rechteckfenster-Methode ein wichtiges Hilfsmittel, um den langfristigen, grundsätzlichen Klimaverlauf zu quantifizieren. Die damit erzielten Ergebnisse haben sich als nützlich (Trendbereinigung) für die Anwendung der anderen in dieser Arbeit verwendeten Methoden herausgestellt. Auch Zeitreihen relativ geringer Datenanzahl enthüllen mit der Rechteckfenster-Methode brauchbare Informationen.

Evolutionäre Spektralanalyse

An dem 100 ka-Zyklus, dessen Ursache noch nicht gesichert ist, interessiert in dieser Arbeit der Übergang zur spätpleistozänen Dominanz sowie seine Bedeutung im frühen Pleistozän und Pliozän. Ebenfalls wichtig sind der 41 ka-Erdschiefezyklus und der 23 ka-Präzessionszyklus, sowie auch der Varianzanteil der Milanković-Frequenzen an der Gesamtvarianz in seiner zeitlichen Entwicklung. In der Arbeit ist dazu das Programm von Schulz (1994), das nichtäquidistante und mithin geowissenschaftliche Zeitreihen direkt verarbeiten kann, verwendet worden. Um unabhängige Aussagen über Milanković-Frequenzen machen zu können, sind für die untersuchten Datensätze ungetunte Zeitskalen erstellt worden. Mit Hilfe der festgestellten Mittelwertverläufe ist eine genaue Trendbereinigung möglich gewesen. Durch die harmonische Analyse sind der 100 ka- und der 41 ka-Zyklus nachgewiesen worden, ein Nachweis der 23 ka-Zyklizität erscheint auf Pliozänen ungetunten Zeitskalen sehr schwierig. Um den Zeitverlauf beider Frequenzstärken festzustellen, ist ein gleitendes Rechteckfenster eingesetzt worden, so daß Übergänge unter Berücksichtigung der systematischen Verzerrung (s. o.) zu interpretieren sind.

Ein sehr abrupter Übergang zur spätpleistozänen 100 ka-Dominanz findet für 600 ka $< T <$ 650 ka statt. Der Anteil an der Gesamtvarianz beträgt für jüngere Zeiten dann 40 - 50 %. Erhöhte 100 ka-Varianz ist auch für $T \approx$ 1200 ka, $T \approx$ 2300 ka und $T \approx$ 2950 ka gefunden worden, sonst ist der Anteil $\approx$ 10 %. Die 41 ka-Variabilität ist generell niedriger, erhöhte Werte zeigen die Zeitbereiche um $T \approx$ 1400 ka und $T \approx$ 2500 ka.

Die Methode insgesamt ist gut geeignet für nichtäquidistante Paläoklimazeitreihen; allerdings sollte eine ausreichende Datenanzahl ($> \approx$ 1000) vorliegen.

Grassberger-Procaccia-Algorithmus

Es ist das Ziel gewesen herauszufinden, ob das Plio-/Pleistozäne Klimasystem niedrigdimensional chaotisch ist, d. h. ob eine geringe Anzahl nichtlinear wechselwirkender Klimavariablen für eine entsprechende Theorie genügt. Der dazu eingesetzte Grassberger-Procaccia-Algorithmus ist durch das Einfügen der nichtlinearen Regression verbessert worden, um auch bei Datensätzen mit vergleichsweise wenig (bei diesem Algorithmus ist $N \approx$ 1000 wenig) Werten eine systematische Fehlschätzung der Dimension zu verhindern. Trotzdem hat sich die zu geringe Datenanzahl als Hauptschwierigkeit erwiesen, so daß einzig eine untere Grenze der Dimensionalität angegeben werden kann: es sind mehr als $\approx$ 5 Klimavariablen signifikant beteiligt.

Ergebnislos sind Versuche geblieben, durch Bereinigen vom Mittelwertverlauf oder der 41 ka-Komponente eine endliche Dimension festzustellen; auch unterschiedliche Klimavariablen (neben $\delta^{18}O$ auch $\delta^{13}C$ und Staub-AR) eines identischen Kernes haben sich durch den Algorithmus nicht unterscheiden lassen. Lösungsversuche dieser Schwierigkeit, sei es durch Beschränkung auf andere Zeitintervalle oder durch Erhöhung der Zeitauflösung, werden als chancenlos beurteilt. Für mathematische Modelle des globalen Paläoklimas ergibt sich, daß sowohl stochastische als auch solche mit mehr als $\approx$ 5 Variablen geeignet sein können, die beobachteten Phänomene zu reproduzieren. Eventuell lassen sich für lokale Klimasysteme niedrige Dimensionen nachweisen.

Wahrscheinlichkeitsdichte

Für stochastische Klimamodelle von großer Bedeutung, erlaubt die Form der Wahrscheinlichkeitsdichte auch Rückschlüsse über Systemeigenschaften wie Bifurkationsverhalten. Deshalb ist ein verbesserter Signifikanztest entwickelt worden, um die korrekte Anzahl der Gipfel der Dichtefunktion mit Hilfe von Kernfunktionen zu

schätzen. Um den Zeitverlauf der Dichte zu ermitteln, ist wiederum ein gleitendes Rechteckfenster eingesetzt worden. Dabei wird das methodische Problem der geeigneten Fensterbreite dadurch gelöst, daß eine konstante und ausreichend hohe Datenanzahl durch das Fenster erfaßt wird, damit der Signifikanztest genügend Stärke hat, d. h. beispielsweise enger beieinander liegende Gipfel differenzieren kann. Durch die Bereinigung vom Mittelwertverlauf ist einer fehlerhaften, systematischen Verbreiterung der Dichtefunktion vorgebeugt worden.

Wichtiges Ergebnis der Anwendung auf die $\delta^{18}O$-Zeitreihen ist das nachgewiesene Bifurkationsverhalten für 700 ka $< T <$ 800 ka, d. h. der relativ abrupte Übergang zu einer spätpleistozänen Dichte, die durch zwei deutlich getrennte Gipfel charakterisiert ist. Zurück bis $T \approx$ 1350 - 1500 ka liegt für das frühe Pleistozän eine breite Dichtefunktion mit eventuell mehreren, allerdings nur schwach getrennten Gipfeln vor. Für das Pliozän wird insgesamt eine schlanke, unimodale Dichte gefunden; allerdings existieren darin auch Phasen mit einer breiteren Dichtefunktion (z. B. [2250 ka; 2700 ka]), d. h. erhöhten Fluktuationen.

Die Methode stellt mit der Form der Dichtefunktion ein Kennzeichen bereit, das zusätzlich zu Mittelwert, Standardabweichung und Stärke einzelner Frequenzen den Plio-/Pleistozänen Klimaverlauf wesentlich charakterisieren kann. Eine ausreichende Datenanzahl ($> \approx$ 1000) sollte vorliegen.

Methodik insgesamt

Gleitende Rechteckfenster sind geeignet, das Paläoklima in seiner zeitlichen Entwicklung, insbesondere Klimaübergänge, zu quantifizieren. Sie stellen ein objektiveres Mittel dar, als es die willkürliche Auswahl von Zeitintervallen ist. Die systematische Verzerrung von Übergängen aufgrund der endlichen Fensterbreite läßt sich zurückrechnen, wie am Beispiel des Mittelwert- und Standardabweichungsverlaufes demonstriert worden ist. Als methodisches Problem tritt die Wahl der geeigneten Fensterbreite auf. Die Prinzipien für dessen Lösung hängen von der untersuchten Größe ab: wird der Mittelwert- und Standardabweichungsverlauf untersucht, so minimiert die optimale Fensterbreite den Abstand zwischen hypothetischem und gemessenem Verlauf. Wird der Zeitverlauf der Wahrscheinlichkeitsdichte untersucht, garantiert die geeignete Fensterbreite, daß eine ausreichende, konstante Datenzahl für den Signifikanztest (Anzahl der Gipfel) vorliegt.

Synthetische Zeitreihen mit vorgegebenen Eigenschaften (z. B. Gipfelanzahl der Wahrscheinlichkeitsdichte, oder Dimensionalität) sind wichtig, um die entwickelten Methoden zu testen, ihre Stärke und Genauigkeit festzustellen. Um stochastische Zeitreihen zu erzeugen, hat sich in der Arbeit neben der "traditionellen" Methode (gleichverteilte Zufallsvariable und Transformation; vergleiche z. B. Press *et al.* 1989, Kap. 7) auch die Bootstrap-Simulation bewährt. Gemessene Zeitreihen weisen einen experimentellen Meßfehler auf, und es ist somit von Bedeutung, die Auswirkungen dieses Fehlers auf die Ergebnisse festzustellen. In den Zeiten heutiger PC-Fähigkeiten sollten dazu Monte-Carlo-Simulationen durchgeführt werden, anstatt Fehlerfortpflanzungsrechnungen zu betreiben, worin — in Anbetracht nichtlinear zusammenhängender Variablen — die Gaußsche Annahme häufig verletzt sein kann (vgl. Aitchison und Brown 1957). Für alle Rechnungen dieser Art wird ein zuverlässiger Zufallsgenerator gebraucht, vgl. Park und Miller (1988).

Globales Plio-/Pleistozänes Paläoklima

Grundlage ist eine gute Datenbasis (viele, global verteilte Kerne; benthische wie planktische Daten; hohe Datenanzahlen zuverlässig gemessener Klimavariablen; genaue, hiatenfreie Stratigraphie; aktuelle, getunte wie ungetunte Zeitskalen). Von diesem Wunschzettel ist in dieser Arbeit manches erfüllt, insbesondere die benthischen $\delta^{18}O$-Zeitreihen sollten zuverlässig die globale Plio-/Pleistozäne Klimaevolution dokumentieren. Die

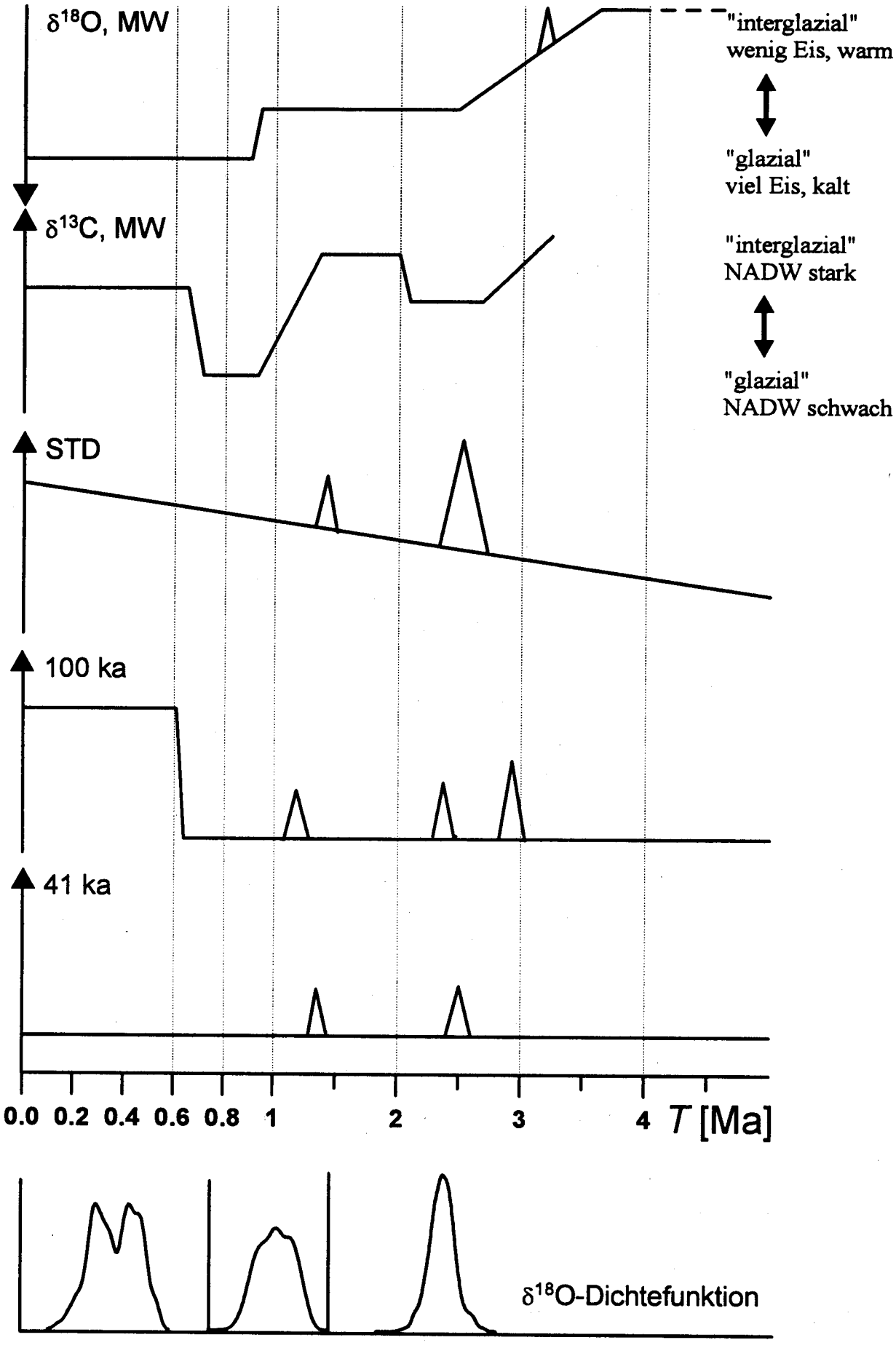
$\delta^{13}C$-Zeitreihen haben einen schematischen, nur bedingt quantifizierbaren Verlauf ermitteln lassen. Die beiden anderen Variablen, Staub-AR und U_K^{37}-Temperaturindex, sind eher zur Überprüfung und Einordnung der gefundenen übrigen Ergebnisse dienlich gewesen. Bei der Zusammenfassung von Ergebnissen unterschiedlicher Zeitreihen zu einem globalen Klimaphänomen treten natürlich auch mehrdeutige Lösungsmöglichkeiten auf, da sich das komplexe Klimasystem nicht einfach in ein Prokrustesbett zwängen läßt. Die Interpretationen tragen deshalb auch subjektiven Charakter.

So wird für die "Mid-Pleistocene Climate Transition" einer "abrupten" Interpretation als Übergang im mittleren $\delta^{18}O$-Wert der Vorzug gegeben, der bei 922 $\pm$ 12 ka stattfindet. Der Zunahme des Eisvolumens ist dabei ein beträchtlicher lokaler Signalanteil (Wassertemperatur) überlagert. Der Übergang zu den spätpleistozänen Eiszeiten erweist sich als vielschichtiges Phänomen, das einige Rätsel aufgibt. Denn der Übergang zu der 100 ka-Dominanz in den Eiszeiten geschieht bei 600 ka $< T <$ 650 ka, also $\approx$ 300 ka später, ebenfalls abrupt. Außerdem wird ein Bifurkationszeitpunkt festgestellt, ein Übergang zu einer $\delta^{18}O$-Wahrscheinlichkeitsdichte mit zwei deutlich getrennten Gipfeln, der für 700 ka $< T <$ 800 ka stattfindet. Auch dieser Übergang wird als sehr kurzzeitig eingeschätzt. Der Hinweis auf unterschiedliche verwendete Zeitskalen (getunt/ungetunt) kann die Signifikanz der unterschiedlichen Übergangszeitpunkte nicht mindern. Ob Änderungen im Kohlenstoffkreislauf ursächlich damit zusammenhängen, und wie die einzelnen Klimaelemente zusammengewirkt haben können, um diese Beobachtungen zu erklären, sollte durch ein speziell zugeschnittenes Klimamodell zu untersuchen sein.

Global gut übereinstimmende Ergebnisse werden für die spätpliozäne Abkühlung, den Aufbau der Nordhemisphären-Eismasse gefunden: im mittleren $\delta^{18}O$-Wert ist dieser langfristige Übergang seit 3615 ka erkennbar, damit früher als bisher angenommen. Das Ende liegt bei $\approx$ 2472 ka. Die Amplitude (Zunahme) läßt sich ziemlich genau zu 0.59 ‰ vs. PDB bestimmen. Wenn angenommen werden kann, daß der Großteil der Nordhemisphären-Eismasse während dieses Übergangs gebildet wird, so sollte unter einer Abschätzung der Größe dieser Eismasse auch das Ausmaß der Abkühlung einzugrenzen sein. In diesen Übergang hinein fällt eine kurzzeitige Klimaerwärmung um 3150 ka, die sich in einem $\delta^{18}O$-Peak zu leichten Werten hin äußert. Gegen Ende dieses Übergangs hin wird ein Intervall erhöhter Variabilität festgestellt, die bevorzugt mit einer 41 ka-Periode abläuft und sämtliche Klimavariablen erfaßt. Die Eismassen können geographisch in Erdschiefe-sensitive Breiten herunter gewachsen sein und damit das gesamte Klimasystem empfindlicher für diesen Antrieb gemacht haben. Das System könnte dann etwas Zeit benötigt haben, um einen neuen Gleichgewichtszustand zu finden und die erhöhten Schwankungen zu dämpfen.

Ein entsprechendes Zeitintervall weniger stark erhöhter Variabilität (auch im 41 ka-Band) liegt um $T \approx$ 1400 ka. Dies ist auch ungefähr der Zeitpunkt, ab dem die Wahrscheinlichkeitsdichte der $\delta^{18}O$-Werte eine deutliche Verbreiterung aufweist, was ebenfalls auf erhöhte Schwankungen hinweist. Eine geologische Deutung davon steht jedoch noch aus. Für den frühpliozänen Bereich ($T >$ $\approx$ 3615 ka) werden auch Bereiche erhöhter Klimaschwankungen gefunden, jedoch liegen zuwenig Datensätze vor, die eine globale Einschätzung gestatten. Abb. 32 zeigt schematisch die wesentlichen Ergebnisse dieser Arbeit zur Plio-/Pleistozänen Klimaevolution.

Abbildung 32 (nächste Seite): Schematische Darstellung der wesentlichen Ergebnisse dieser Arbeit zur Plio-/Pleistozänen Klimaentwicklung. MW: Mittelwert, STD: Standardabweichung (Stärke der Klimaschwankungen), 100 ka: Stärke des 100 ka-Zyklus, 41 ka: Stärke des 41 ka-Zyklus. Die y-Achse für den $\delta^{18}O$-Mittelwertverlauf ist invertiert, so daß für beide Mittelwertverläufe glaziale Klimazustände unten, interglaziale Zustände oben liegen. In der Darstellung wird der $\delta^{13}C$-Wert in seiner Bedeutung auf die Produktionsstärke des Nordatlantischen Tiefenwassers (NADW) reduziert. Der Standardabweichungsverlauf bezieht sich auf sämtliche untersuchten Klimavariablen. NB: Die Zeitachse weist zwei unterschiedliche Skalenbereiche auf.


δ18O, MW
"interglazial"
wenig Eis, warm
"glazial"
viel Eis, kalt
δ13C, MW
"interglazial"
NADW stark
"glazial"
NADW schwach
STD
100 ka
41 ka
0.0 0.2 0.4 0.6 0.8 1 2 3 4 T [Ma]
δ18O-Dichtefunktion

Anhang

A. 1 Simulationsrechnungen zur Bestimmung der optimalen Fensterbreite (zu Kapitel III)

Hinsichtlich der Definition und Abkürzung der Parameter siehe Abbildung 3. Das Simulationsprogramm besteht aus folgenden Schritten:

1. Schritt
Vorgabe des theoretischen Verlaufs $X_{Th}(T)$: $X_1 = A$, $T_1 = 2000$, $X_2 = 0$, $T_2 = 2000 + T_0$.
Es werden folgende Parameterwerte untersucht: $A = 0.8$, 1.0, 2.0 und 5.0; $T_0 = 0$, 20, 50, 100, 200, 300, 400 und 500; D_T (äquidistante Werte) = 1, 2, 3, 4 und 5 (die Zeit-Parameter in [ka] entsprechen typischen Plio-/Pleistozänen Größenordnungen). Die Fensterbreite ist $H = (2n+1)\,D_T$ mit $n = 0, 1, \ldots, n_{Max}$, wobei n_{Max} so gewählt wird, daß $H < 2000$ gilt. (Die Fenstergrenze liegt in der Mitte zwischen zwei X-Werten.)

2. Schritt
Beginn der Monte-Carlo-Simulationen: Gaußsche Verschmierung von $X_{Th}(T)$ mit der Fehlerstärke $D_X = 1$ ergibt $X(T)$, die simulierte Zeitreihe. In einem Zusatzexperiment ist ermittelt worden, daß der für H_{opt} relevante Faktor nur der Quotient von $|A|$ und D_X, nicht deren absoluten Beträge, ist. (Es wird der Zufallsgenerator von Park und Miller (1988) verwendet; die Gauß-Verteilung wird mit der Routine GASDEV aus Press *et al.* (1989) erzeugt.)

3. Schritt
Aus $X(T)$ wird mit der Rechteckfenster-Methode der zeitliche Verlauf des Mittelwertes, $MW(T)$ (T entspricht der Fenstermitte), im Vergleichsbereich [1000; 3000 + T_0] berechnet.

4. Schritt
Vergleich von $MW(T)$ mit $X_{Th}(T)$, beide Größen werden an den Stellen $T = 1000$, $1000 + D_T$, $1000 + 2D_T, \ldots$, $3000 + T_0$ berechnet und anschließend durch folgende Bewertungsfunktion verglichen:

$$AREA = \sum_{T=1000}^{3000+T_0} |MW(T) - X_{Th}(T)| \cdot G(T).$$

Anmerkungen:
(i) Es wird der **Betrag** des Abstandes zwischen $MW(T)$ und $X_{Th}(T)$ gewählt, um die **Fläche** zwischen beiden Kurven zu messen, da davon ausgegangen wird, daß diese die relevante Größe für den visuellen Vergleich ist. (Experimente mit einer quadratischen Summierung haben keine signifikant unterschiedlichen Resultate gezeigt.)
(ii) Die Wichtungsfunktion $G(T)$, vgl. Abb. 3, mit $G(T) = 0$ für $T < 2000 - T_G$ und $T > 2000 + T_0 + T_G$, $G(T) = 1$ für $2000 < T < 2000 + T_0$, linearer Interpolation zwischen 0 und 1 bzw. 1 und 0 für $2000 - T_G \le T \le 2000$ bzw. $2000 + T_0 \le T \le 2000 + T_0 + T_G$, $T_G = 500$, garantiert, daß dem Übergangsbereich Priorität zukommt.

5. Schritt
Ende der Monte-Carlo-Simulationen. Je Simulation liegt ein Tupel ($|A|/D_X$, T_0, D_T, H, $AREA$) vor, so daß

die optimale Fensterbreite H_{opt} (d. h. diejenige mit minimalem *AREA*) und deren 1 σ-Fehler durch Mittelung über die Simulationen resultieren. Eine Anzahl von 400 Simulationen hat sich dabei als ausreichend erwiesen.

Die Ergebnisse für die optimale Fensterbreite sind in der folgenden Tabelle zusammengefaßt.

	$\|A\|/D_X = 0.8$				
	D_T				
T_0	1	2	3	4	5
0	117± 27	152± 42	181± 51	204± 59	227± 67
20	116± 29	159± 41	182± 49	207± 61	228± 65
50	127± 28	163± 41	194± 51	215± 63	242± 68
100	152± 29	189± 43	215± 51	241± 63	271± 74
200	222± 38	262± 52	286± 61	312± 70	333± 78
300	297± 51	328± 60	357± 70	389± 83	398± 82
400	363± 61	407± 74	446± 86	474± 91	494± 102
500	425± 72	480± 86	511± 97	556± 101	578± 117

	$\|A\|/D_X = 1.0$				
	D_T				
T_0	1	2	3	4	5
0	99± 23	132± 35	157± 41	170± 47	191± 54
20	104± 25	132± 35	161± 45	181± 50	196± 55
50	110± 24	141± 33	160± 43	182± 51	201± 57
100	137± 26	167± 35	191± 45	206± 51	227± 59
200	210± 34	234± 46	256± 52	280± 60	300± 66
300	267± 50	305± 59	335± 62	355± 72	371± 78
400	332± 59	378± 72	410± 75	436± 88	451± 92
500	377± 66	442± 78	464± 74	506± 94	523± 108

	$\|A\|/D_X = 2.0$				
	D_T				
T_0	1	2	3	4	5
0	61± 14	81± 22	93± 26	106± 30	115± 32
20	63± 15	82± 22	95± 26	106± 30	119± 36
50	75± 16	92± 21	105± 27	112± 28	126± 32
100	103± 19	121± 24	132± 30	142± 33	152± 35
200	156± 31	177± 34	194± 37	204± 44	218± 47
300	199± 41	230± 44	252± 49	270± 55	278± 57
400	231± 46	279± 58	313± 64	319± 66	329± 71
500	263± 49	320± 69	356± 77	385± 81	394± 82

	$\|A\|/D_X = 5.0$				
	D_T				
T_0	1	2	3	4	5
0	32± 7	42± 11	49± 13	55± 15	60± 18
20	36± 8	45± 11	51± 13	58± 15	61± 17
50	49± 9	58± 12	65± 15	70± 16	74± 19
100	70± 13	82± 16	87± 20	95± 20	101± 22
200	101± 19	119± 25	133± 29	141± 31	145± 33
300	126± 23	149± 32	166± 37	177± 40	188± 44
400	151± 26	177± 35	197± 42	207± 47	221± 51
500	172± 31	200± 39	217± 43	236± 53	251± 55

Tabelle A-1: Optimale Fensterbreite H_{opt} in Abhängigkeit von $|A|/D_X$, T_0 und D_T; 1 σ-Fehler.

A. 2 Bestimmung optimaler Hypothesen über Übergänge im Zeitverlauf von Mittelwert und Standardabweichung (zu Kapitel III)

Hinsichtlich der Definition der Parameter siehe Abbildung 3. Die Vorgehensweise gliedert sich in zwei Teile: Im ersten, "groben" Teil werden die optimalen Werte für *MW1*, *MW2*, *T1STD*, *STD1*, *T2STD*, *STD2* sowie deren ungefähren Fehler manuell bestimmt. Im zweiten Teil werden danach die optimalen Werte für *T1MW* und *T2MW* (die Parameter von eigentlicher Bedeutung im Rahmen dieser Arbeit) einschließlich der Fehler automatisch geschätzt. Den schematischen Ablauf zeigt Abb. A-1.

Erster Teil:

Es liegt eine erste Hypothese über den Übergang (*T1MW*, *MW1*, *T2MW*, *MW2*, *T1STD*, *STD1*, *T2STD* und *STD2*) vor, die auf dem visuellen Verlauf von Mittelwert und Standardabweichung bei der optimalen Fensterbreite H_{opt} (vgl. Anhang A.1) basiert. Je Simulation, die aus Gaußscher Verschmierung der hypothetischen Werte $X_{hyp}(T)$ mit der Fehlerstärke $D_{X,\,hyp}(T)$ der hypothetischen Standardabweichung resultiert, werden die Zeitverläufe von Mittelwert, $MW_{hypsim}(T)$, und Standardabweichung, $STD_{hypsim}(T)$, dieser verschmierten Werte $X_{hypsim}(T)$ mit Hilfe der Rechteckfenster-Methode (Fensterbreite = H_{opt}) berechnet. Diese Zeitverläufe werden mit den Zeitverläufen $MW_{exp}(T)$ bzw. $STD_{exp}(T)$ der originalen, gemessenen Zeitreihe $X_{exp}(T)$ (berechnet mit der identischen Fensterbreite) folgendermaßen verglichen:

$$B_{MW} = \sum_{MW\text{-}Vergleichsbereich} \frac{|MW_{hypsim}(T) - MW_{exp}(T)|}{D_{X,\,hyp}(T)},$$

$$B_{STD} = \sum_{STD\text{-}Vergleichsbereich} |STD_{hypsim}(T) - STD_{exp}(T)|.$$

Dabei müssen Zeitbereiche für den Mittelwert- und Standardabweichungsvergleich so vorgegeben werden, daß der Übergang erfaßt wird. Die Maße B_{MW} bzw. B_{STD} werden durch Summation über die Unterschiedsbeträge (in Analogie zum visuellen Vergleich, Anhang A.1), im Fall von B_{MW} gewichtet, bestimmt. (B_{STD} kann auch gewichtet berechnet werden, worauf allerdings verzichtet wird.) *T1MW* und *T2MW* werden festgehalten. Die Hypothese (restliche Übergangsparameter) werden manuell variiert, bis B_{MW} und B_{STD} minimal sind. Dann liegen die ersten, groben Parameterwerte für die optimale Hypothese vor. Der Werteverlauf von B_{MW}, B_{STD} über diese Variationen gewährt eine Abschätzung der Fehler von *MW1*, *MW2*, *T1STD*, *STD1*, *T2STD* und *STD2*.

Zweiter Teil:

Für die genaue Bestimmung der von der paläoklimatischen Fragestellung her wichtigsten Parameter, *T1MW* und *T2MW*, bleiben die restlichen, im ersten Teil optimierten Parameterwerte fixiert. Je Simulation werden nun die originalen Werte $X_{exp}(T)$ mit der Fehlerstärke $D_{X,\,hyp}(T)$ entsprechend der Standardabweichungshypothese verschmiert, was die simulierte Zeitreihe $X_{expsim}(T)$ ergibt. An $X_{hyp}(T)$ bzw. $X_{expsim}(T)$ wird mit der Rechteckfenster-Methode ($H = H_{opt}$) der Mittelwertverlauf, $MW_{hyp}(T)$ bzw. $MW_{expsim}(T)$ berechnet. Durch diese Verschmierung der **originalen** Werte ist es möglich, daß je Simulation über einen ganzen Wertebereich von *T1MW* und *T2MW* (der vorgegeben werden muß) das Maß B_{MW}^{*} berechnet wird:

$$B_{MW}^{*} = \sum_{MW\text{-}Vergleichsbereich} \frac{|MW_{expsim}(T) - MW_{hyp}(T)|}{D_{X,\,hyp}(T)}.$$

Je Simulation werden diejenigen Werte für *T1MW* und *T2MW* (notiert mit $T1MW_{opt}$ und $T2MW_{opt}$) bestimmt, bei denen B_{MW}^{*} minimal ist. Die Mittelung von $T1MW_{opt}$ bzw. $T2MW_{opt}$ über die Simulationen ergibt den mittleren Wert von $T1MW_{opt}$ bzw. $T2MW_{opt}$, also eine Abschätzung der Mittelwert-Übergangsdauer und des Fehlers. Wenn diese Werte ungefähr gleich den im ersten Teil angesetzten, festgehaltenen Werten für *T1MW* bzw. *T2MW* sind, liegt die optimale Hypothese vor. Ansonsten muß zu dem ersten Teil zurückgegangen werden. Die Berechnungen des zweiten Teils werden in DOUBLE PRECISION durchgeführt. Zufallsgenerator ist der von Park und Miller (1988); die Normalverteilung wird mit der Routine GASDEV (Press *et al.* 1989) erzeugt.

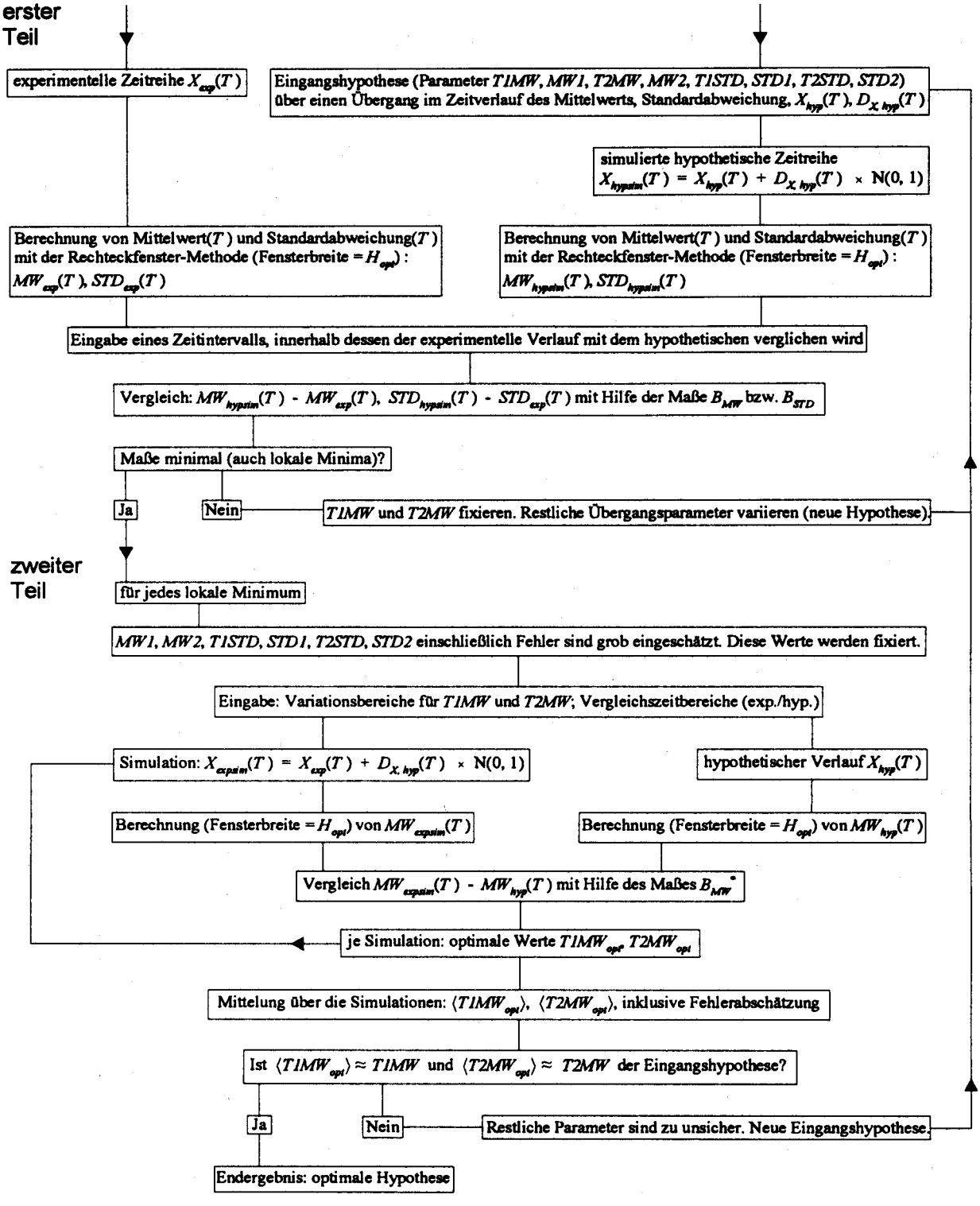


Abbildung A-1: Bestimmung optimaler Übergangshypothesen: schematischer Ablauf.

Die Hypothesetests entsprechen einer χ^2-Anpassung der Daten an eine Stufenfunktion, bei der statt der quadratischen Abweichungen die absoluten Beträge summiert werden. Die Minimierung geschieht im ersten Teil nicht automatisch, sondern manuell, um eventuelle lokale Minima von B_{MW} und B_{STD} besser handhaben zu können. Jedes lokale Minimum kann danach einzeln durch den automatisierten zweiten Teil untersucht werden.

Zuletzt wird das 68.3 %-Konfidenzintervall (i. a. 2500 Simulationen) der optimalen Hypothese (1 σ-Fehler) für die Zeitverläufe von Mittelwert und Standardabweichung berechnet, um mit den entsprechenden Verläufen der experimentellen Werte (bei identischer Fensterbreite) visuell verglichen werden zu können.

Tests an synthetischen Zeitreihen

Entsprechend den Beispielen 1 und 2 aus Kapitel III wird die oben entwickelte Methode zur Bestimmung der optimalen Übergangshypothese an synthetischen Zeitreihen getestet. Es ergibt sich (Tabelle A-2) durchweg eine Bestätigung des methodischen Ansatzes: im Rahmen der Fehlergrenzen werden die Übergänge korrekt geschätzt. Geringere Schwankungsstärken in den Zeitreihen sowie (in Tabelle A-2 nicht gezeigt) eine höhere zeitliche Auflösung gestatten präzisere Schätzungen.

	T1MW	*MW1*	*T2MW*	*MW2*	*T1STD*	*STD1*	*T2STD*	*STD2*
synth.	500	2.0	500	1.0	entfällt	0.1	entfällt	0.1
opt.	498±2	2.00±0.02	502±2	1.03±0.02	entfällt	0.09±0.01	entfällt	0.09±0.01
synth.	400	2.0	600	1.0	entfällt	0.1	entfällt	0.1
opt.	401±8	2.02±0.02	600±8	1.00±0.02	entfällt	0.10±0.01	entfällt	0.10±0.01
synth.	500	2.0	500	1.0	entfällt	0.2	entfällt	0.2
opt.	497±5	2.00±0.02	505±5	1.00±0.02	entfällt	0.20±0.01	entfällt	0.20±0.01
synth.	400	2.0	600	1.0	entfällt	0.2	entfällt	0.2
opt.	403±22	2.00±0.02	609±22	0.98±0.02	entfällt	0.21±0.01	entfällt	0.21±0.01
synth.	500	2.0	500	1.0	entfällt	0.5	entfällt	0.5
opt.	443±27	2.05±0.04	515±26	1.00±0.04	300±100	0.45±0.03	800±100	0.55±0.03
synth.	400	2.0	600	1.0	entfällt	0.5	entfällt	0.5
opt.	457±50	1.93±0.04	600±60	0.90±0.03	300±100	0.50±0.03	800±100	0.45±0.03
synth.	500	2.0	500	1.0	entfällt	1.0	entfällt	1.0
opt.	490±25	2.00±0.03	510±25	0.95±0.03	entfällt	0.98±0.02	entfällt	0.98±0.02
synth.	400	2.0	600	1.0	entfällt	1.0	entfällt	1.0
opt.	440±70	1.90±0.05	615±60	0.90±0.05	entfällt	0.97±0.03	entfällt	0.97±0.03
synth.	entfällt	1.0	entfällt	1.0	500	0.2	500	0.5
opt.	200±100	0.95±0.02	300±100	1.00±0.04	455±30	0.21±0.01	575±30	0.51±0.01
synth.	500	2.0	500	1.0	200	0.5	800	0.1
opt.	488±14	2.05±0.03	508±14	1.00±0.03	210±30	0.52±0.02	815±15	0.09±0.01
synth.	400	2.0	600	1.0	200	0.5	800	0.1
opt.	398±32	1.95±0.05	605±32	1.00±0.01	230±30	0.45±0.01	800±30	0.11±0.01

Tabelle A-2: Vergleich synthetische Übergänge ("synth.") - optimale Hypothesen ("opt."). Jeweils ist T_i = 0,..., 1000 und N = 250; 1 σ-Fehlerangaben.

A. 3 Zeitverläufe von Mittelwert und Standardabweichung der Klimavariablen: Einzelergebnisse

Hinsichtlich der Definition der einzelnen Parameter siehe Kapitel III. Hier werden die Ergebnisse der Anwendung der dort vorgestellten Methode (vgl. auch Anhang A.1, A.2) auf die einzelnen Klimazeitreihen folgendermaßen vorgestellt: Je Datensatz (Kernbezeichnung, Klimavariable, evtl. Zeitskala) werden die Zeitverläufe von Mittelwert und Standardabweichung jeweils mit einem schmalen (H = 50) und einem breiten (H = 400) Rechteckfenster bestimmt und über den gesamten Zeitbereich (vgl. Tabelle 1) dargestellt. Die Einheiten von T und H sind jeweils ka, die Einheiten von Mittelwert(T) und Standardabweichung(T) entsprechen denen der jeweiligen Klimavariablen: $\delta^{18}O$ und $\delta^{13}C$ in ‰ vs. PDB, Staub-Akkumulationsrate in g/(m^2 a). In der gleichen Abbildung werden die untersuchten Übergänge markiert (Großbuchstaben). Für diese wird dann jeweils (folgende Abbildungen) die optimale Hypothese als 68.3 %-Konfidenzintervall (über i. a. 2500 Simulationen; dünn eingezeichnet) bei der für den Übergang optimalen Fensterbreite (Tabelle A-1; notfalls muß H_{opt} extrapoliert werden) zum visuellen Vergleich mit dem gemessenen Verlauf (fett eingezeichnet) angegeben. In einer Zusammenfassung werden je Datensatz die optimalen Hypothesen über die Übergänge als Satz optimaler Parameter (*T1MW*, *MW1*, *T2MW*, *MW2*, *T1STD*, *STD1*, *T2STD*, *STD2*) mit 1 σ-Fehlerabschätzung notiert. Da die Fehler von *T1MW* und *T2MW* positiv miteinander korreliert sind (Abschnitt III.3), weist der ebenfalls mitgeteilte Übergangszeitpunkt T_M = (*T1MW* + *T2MW*)/2 einen höheren Fehler als die Übergangsdauer T_D = *T2MW* - *T1MW* auf. Der Fehler von T_M ist ungefähr gleich groß wie der Fehler von *T1MW* bzw. *T2MW*. Die Fehlerabschätzung insgesamt beruht teilweise auch auf "educated guesses" und ist deshalb nicht als exakte Angabe zu verstehen. In der Zusammenfassung wird auch auf Besonderheiten bei der Bearbeitung eingegangen, z. B. multiple Interpretationsmöglichkeiten (entsprechend mehreren lokalen Minima der Maßfunktion, vgl. Anhang A.2), oder zweiteilige Übergänge. Sie enthält zumeist auch die Ergebnisse einer linearen Regression des Standardabweichungsverlaufes, der bei allen untersuchten Klimavariablen auf längere Sicht (Größenordnung Ma) in einer linearen Zunahme besteht.

V28-179, $\delta^{18}O$ (Abbildungen A-2 bis A-4)

Aufgrund der geringen Datendichte wird H_{opt} nach Tabelle A-1 extrapoliert. Es werden 2 Übergänge (A, B) im Mittelwertverlauf, jeweils Zunahmen im mittleren $\delta^{18}O$-Wert, festgestellt. Die optimalen Hypothesen dafür sind:

Übergang A (Abb. A-3):
T1MW=2575±120, *MW1*=3.88±0.01, *T2MW*=2805±120, *MW2*=3.71±0.01,
(T_M=2690±120, T_D=230±20),
T1STD=2800±200, *STD1*=0.29±0.01, *T2STD*=3200±300, *STD2*=0.25±0.01;
Übergang B (Abb. A-4)
T1MW=3411±40, *MW1*=3.73±0.01, *T2MW*=3489±40, *MW2*=3.30±0.01,
(T_M=3450±40, T_D=78±15),
T1STD=3300±100, *STD1*=0.21±0.01, *T2STD*=3900±100, *STD2*=0.10±0.01.

Eine Interpretation, die die Übergänge A und B als einen gemeinsamen Übergang sieht, erscheint sehr unwahrscheinlich. Die geringe Datenanzahl gestattet keine zuverlässige Regressionsrechnung des Standardabweichungsverlaufes. Auf eine Interpretation eventueller Aufwölbungen dieses Verlaufes wird ebenfalls verzichtet; es kann nur grob von einer Zunahme der Standardabweichung hin zu jungen Altern gesprochen werden.

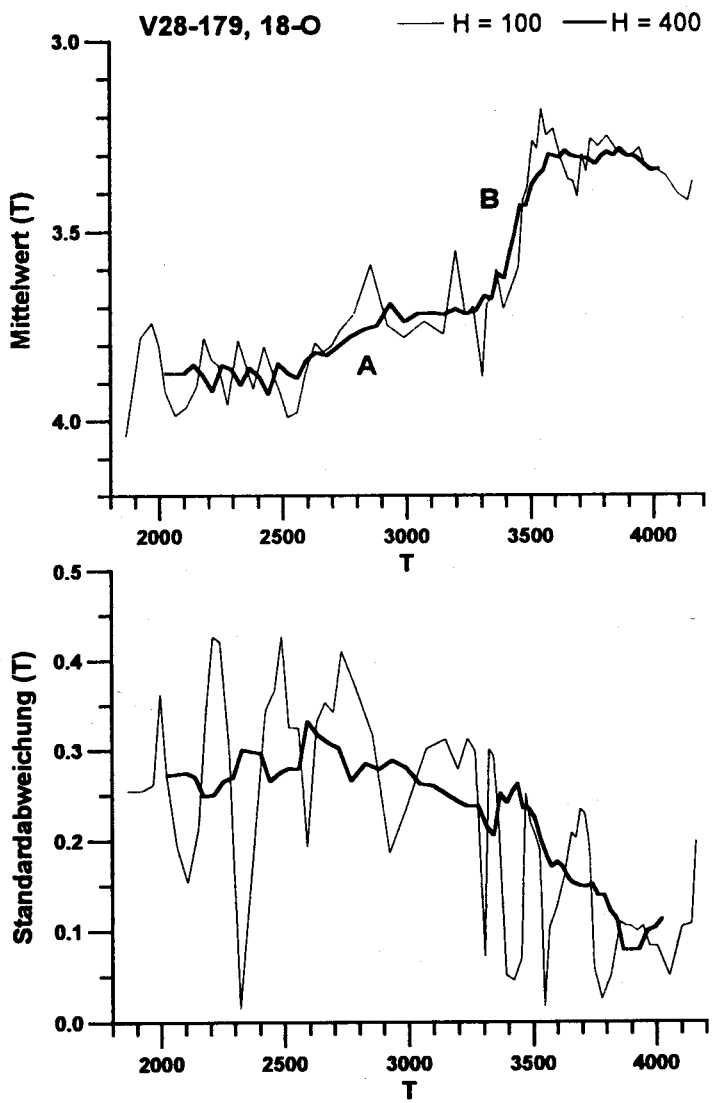


Abbildung A-2: V28-179, $\delta^{18}O$, Mittelwert(T), Standardabweichung(T) für H = 100, 400; Übergänge A, B (Mittelwert).

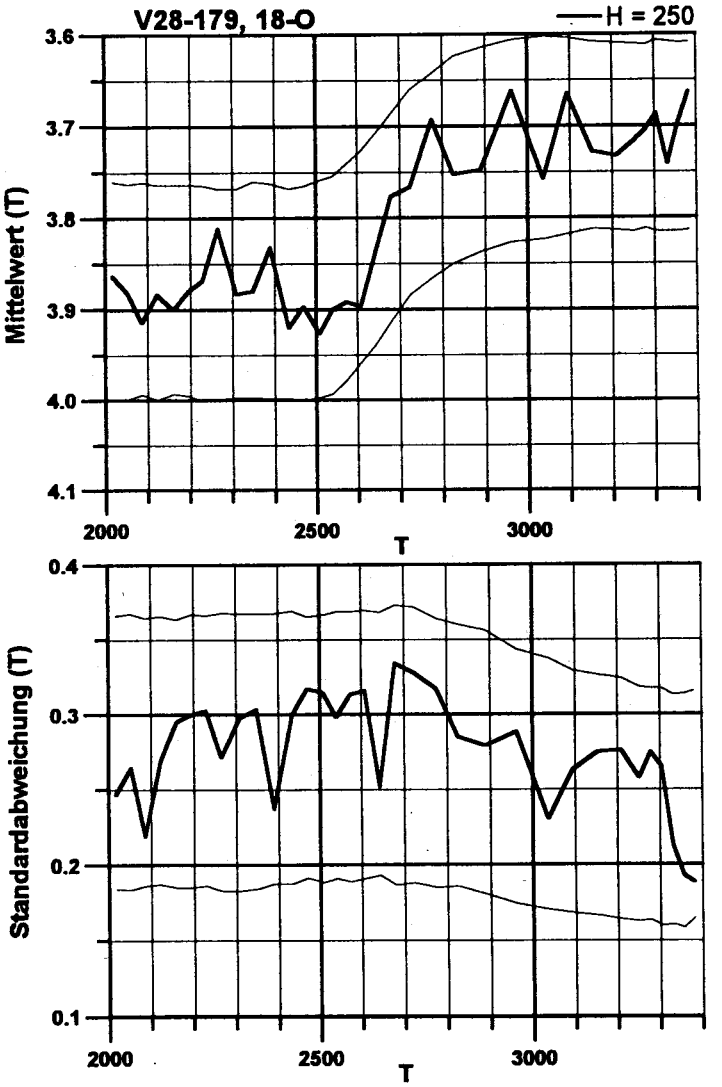


Abbildung A-3: V28-179, $\delta^{18}O$, Übergang A, optimale Hypothese; 68.3 %-Konfidenzintervall (2500 Simulationen), H = 250.

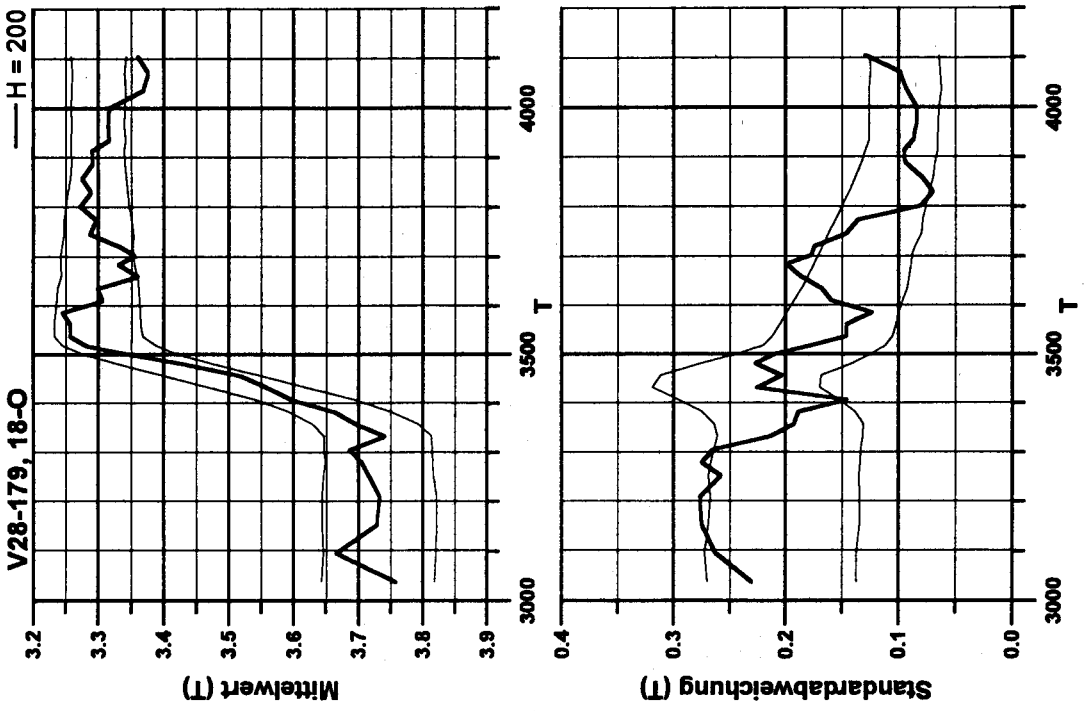


Abbildung A-4: V28-179, $\delta^{18}O$, Übergang B, optimale Hypothese; 68.3 %-Konfidenzintervall (2500 Simulationen), H = 200.

DSDP 502, $\delta^{18}O$ (Abbildungen A-5, A-6)

Ein Übergang (A), Zunahme des $\delta^{18}O$-Wertes, im Mittelwertverlauf:

Übergang A (Abb. A-6)
$T1MW = 1640 \pm 30$, $MW1 = 2.635 \pm 0.005$, $T2MW = 1764 \pm 30$, $MW2 = 2.235 \pm 0.005$,
($T_M = 1702 \pm 30$, $T_0 = 124 \pm 8$),
$T1STD = 1500 \pm 50$, $STD1 = 0.325 \pm 0.005$, $T2STD = 1800 \pm 50$, $STD2 = 0.190 \pm 0.005$;

für jüngere Zeiten eine ungefähr konstante Zunahme im mittleren $\delta^{18}O$-Wert. Auf die Untersuchung eines eventuellen Übergangs bei $T \approx 700$ ka wird verzichtet. Die Standardabweichung zeigt seit ca. 2000 ka eine lineare Zunahme, für ältere Zeiten liegt eventuell ein Intervall erhöhter Schwankungen vor. Die Regression für das Zeitintervall [0; 2000 ka] ergibt:

$$STD(T)\ [‰ \text{ vs. PDB}] = 0.46 \pm 0.01 - 0.12 \pm 0.01 \times T\ [\text{Ma}],$$

ein Parabel-Fit erbringt keine signifikante Verbesserung.

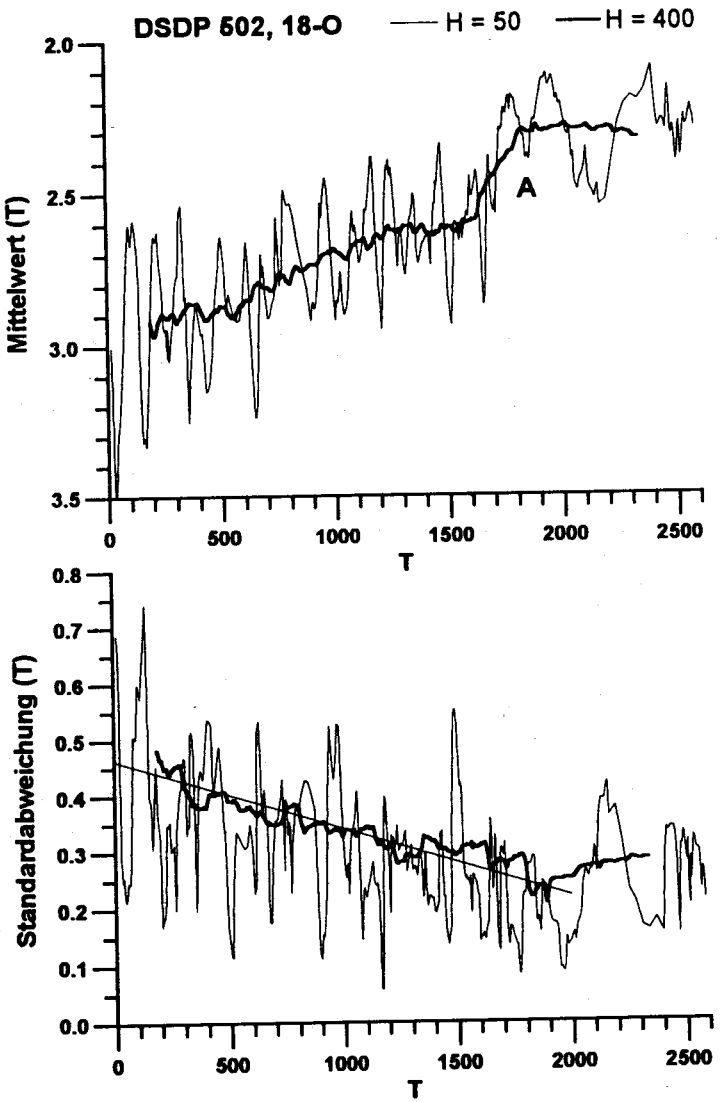


Abbildung A-5: DSDP 502, $\delta^{18}O$, Mittelwert(T), Standardabweichung(T) für H = 50, 400; Übergang A (Mittelwert); linearer Fit (Standardabweichung).

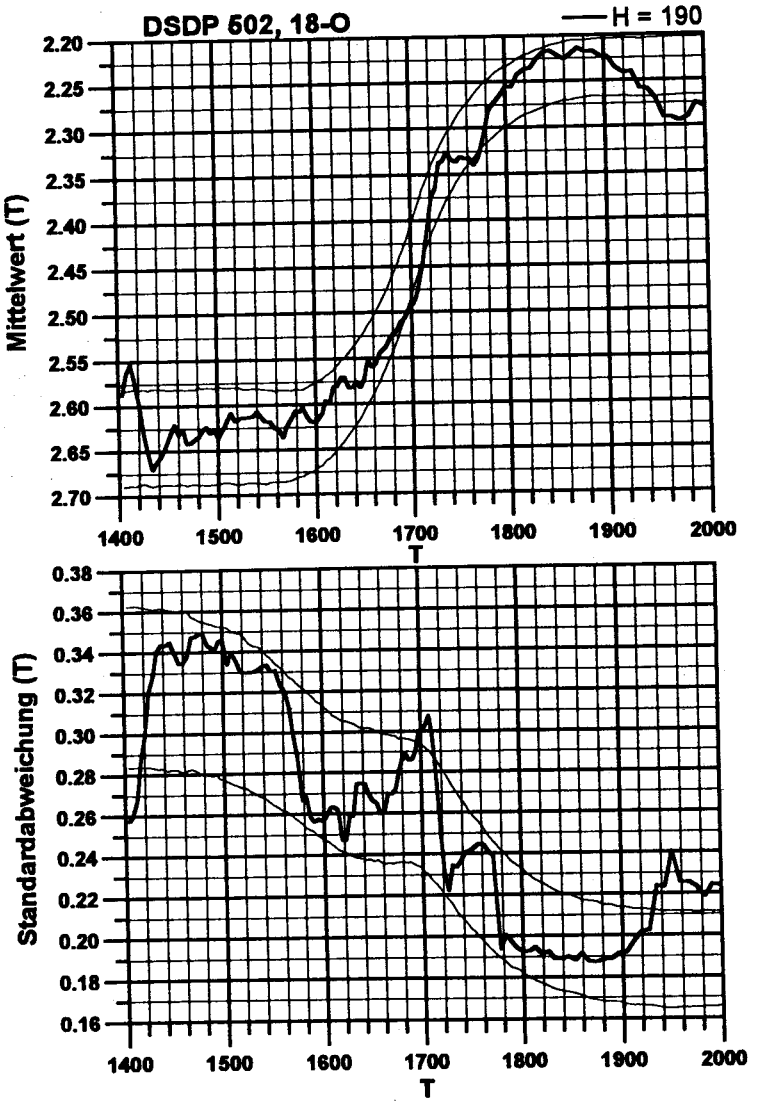


Abbildung A-6: DSDP 502, $\delta^{18}O$, Übergang A, optimale Hypothese; 68.3 %-Konfidenzintervall (2500 Simulationen), H = 190.

DSDP 552, $\delta^{18}O$ (Abbildungen A-7, A-8)

Ein Übergang (A), Zunahme im mittleren $\delta^{18}O$-Wert, im Mittelwertverlauf:

Übergang A (Abb. A-8):
T1MW=730±64, *MW1*=4.22±0.01, *T2MW*=890±64, *MW2*=3.98±0.01,
(T_M=810±64, T_0=160±20),
T1STD=400, *STD1*=0.39±0.01, *T2STD*=680±50, *STD2*=0.36±0.01.

Das Ergebnis ist vorsichtig zu interpretieren; ein reiner Stufenverlauf scheint nicht eindeutig gegeben zu sein. Die Standardabweichung zeigt insgesamt über den Bereich [0; 1050 ka] eine ungefähr lineare Zunahme. Die Regression ergibt:

$$STD(T)\ [‰ \text{ vs. PDB}] = 0.52 \pm 0.01 - 0.18 \pm 0.01 \times T\ [\text{Ma}],$$

ein Parabel-Fit erbringt keine signifikante Verbesserung.

DSDP 606, $\delta^{18}O$ (Abbildungen A-9, A-10)

Ein Übergang (A), Zunahme des $\delta^{18}O$-Wertes, im Mittelwertverlauf:

Übergang A (Abb. A-10):
T1MW=2550±80, *MW1*=2.91±0.01, *T2MW*=3700±80, *MW2*=2.31±0.01,
(T_M=3125±80, T_0=1150±30),
T1STD=2450±50, *STD1*=0.36±0.01, *T2STD*=3800±100, *STD2*=0.25±0.01.

Das Ergebnis ist vorsichtig zu interpretieren. Die Datendichte ist relativ gering, H_{opt} wird nach Tabelle A-1 extrapoliert. Ein reiner Stufenverlauf scheint nicht eindeutig gegeben zu sein. Es wird davon abgesehen, das $\delta^{18}O$-Ereignis bei ca. 3150 ka (Abnahme) als eigenen Übergang zu interpretieren. Der Standardabweichungsverlauf zeigt eine generelle Zunahme, auf eine Regression wird jedoch aufgrund der geringen Datendichte verzichtet. Eventuell liegt bei ca. 2400 ka ein Intervall erhöhter Standardabweichung vor, das nicht auf einen Übergang im Mittelwert zurückzuführen ist (Abb. A-10).

DSDP 607, $\delta^{18}O$, getunte Zeitskala (Abbildungen A-11 bis A-14)

Der Mittelwertverlauf zeigt drei Übergänge (Zunahmen), wobei von Übergang C lediglich der jüngere Teil aufgezeichnet wird. Wegen der Bedeutung dieses Überganges C (der auch in mehreren anderen Datensätzen detektiert wird) wird er in die Untersuchung einbezogen, und zwar, indem der Anfangswert (*T2MW*, *MW2*) festgehalten wird und *T1MW*, *MW1* optimiert werden.

Übergang A (Abb. A-12):
T1MW=885±35, *MW1*=4.07±0.01, *T2MW*=955±35, *MW2*=3.79±0.01,
(T_M=920±35, T_0=70±10),
T1STD=500±50, *STD1*=0.55±0.05, *T2STD*=750±30, *STD2*=0.38±0.01;

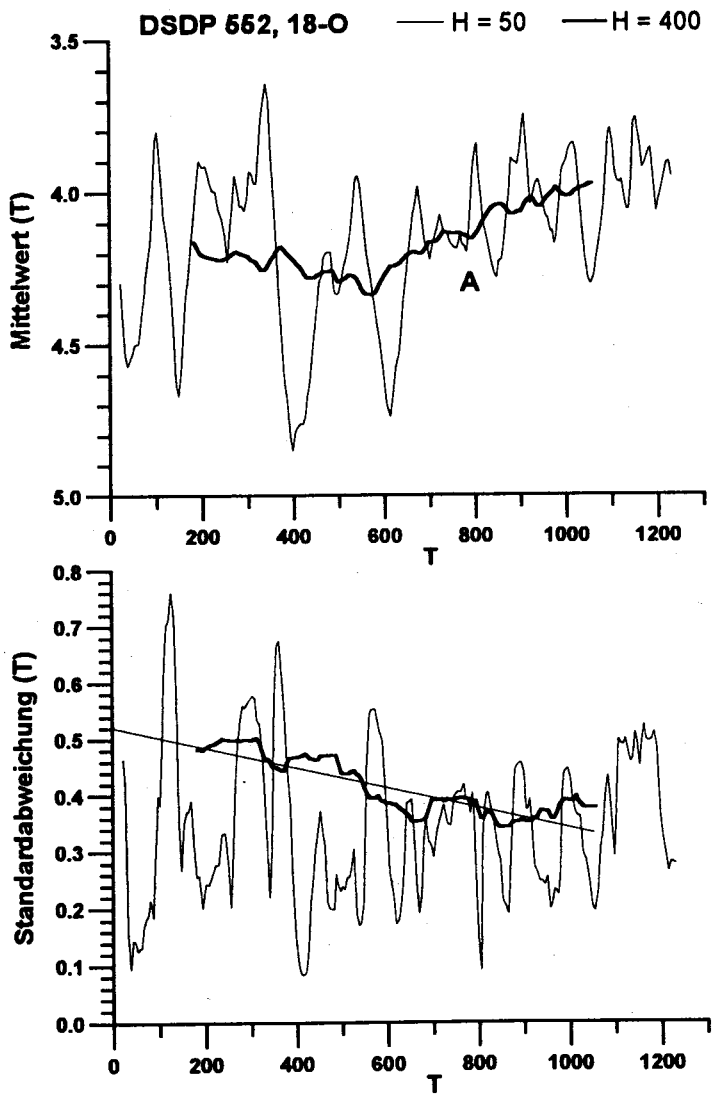


Abbildung A-7: DSDP 552, $\delta^{18}O$, Mittelwert(T), Standardabweichung(T) für H = 50, 400; Übergang A (Mittelwert); linearer Fit (Standardabweichung).

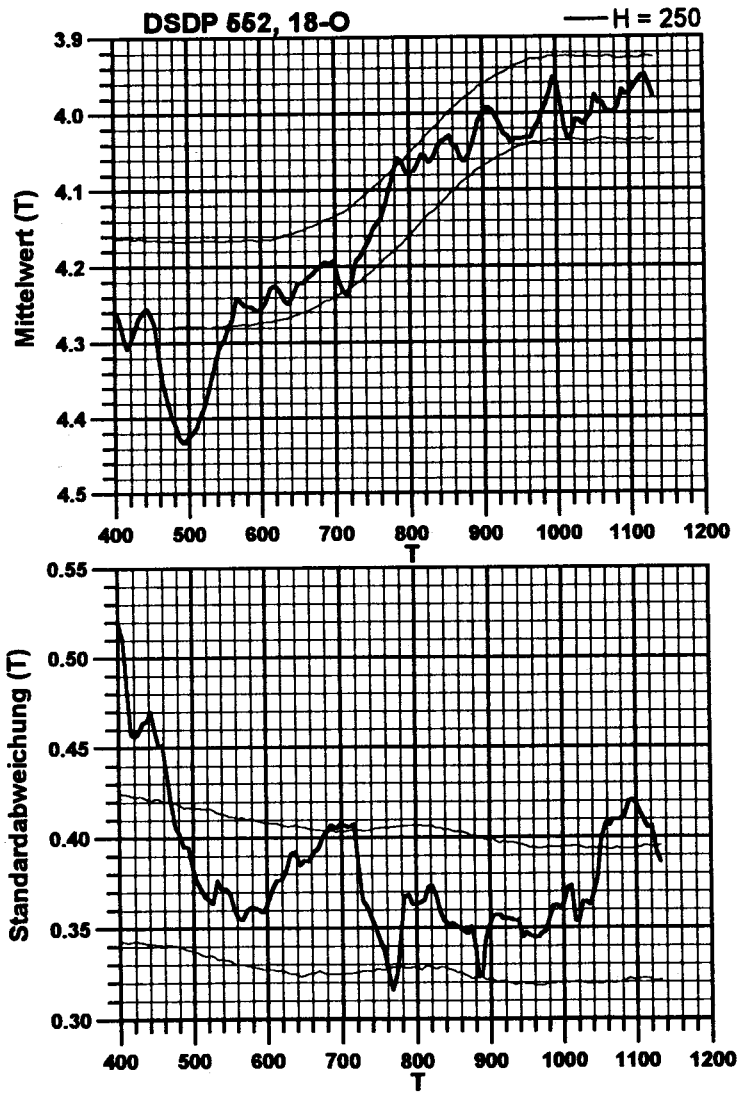


Abbildung A-8: DSDP 552, $\delta^{18}O$, Übergang A, optimale Hypothese; 68.3 %-Konfidenzintervall (2500 Simulationen), H = 250.

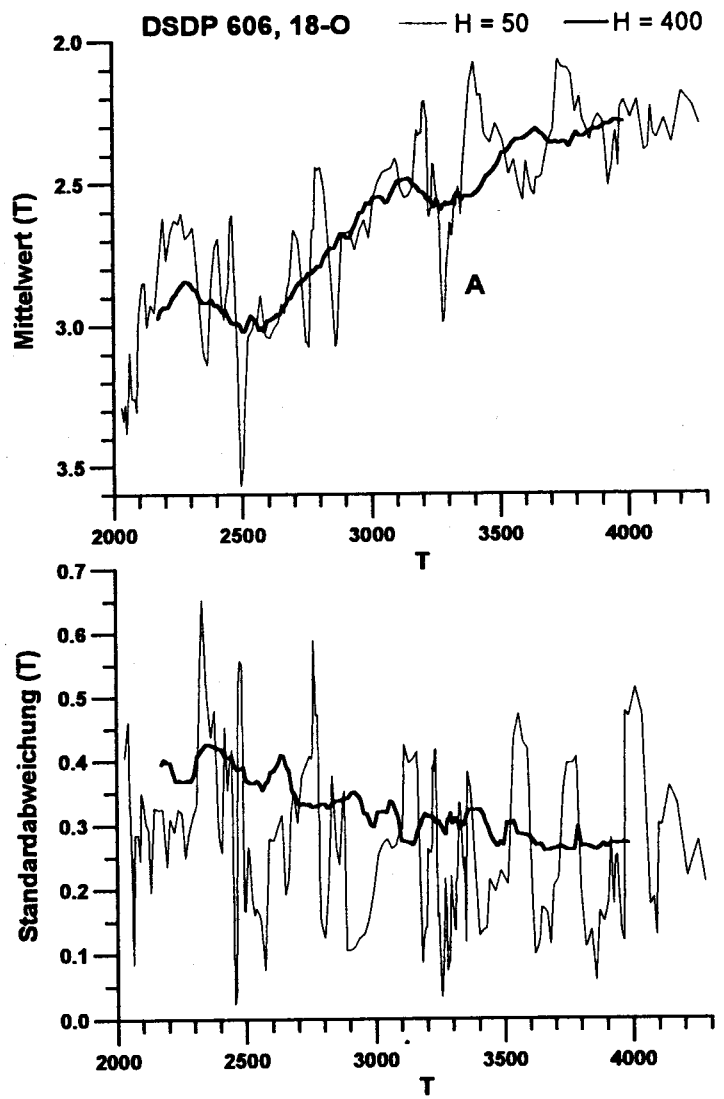


Abbildung A-9: DSDP 606, $\delta^{18}O$, Mittelwert(T), Standardabweichung(T) für H = 50, 400; Übergang A (Mittelwert).

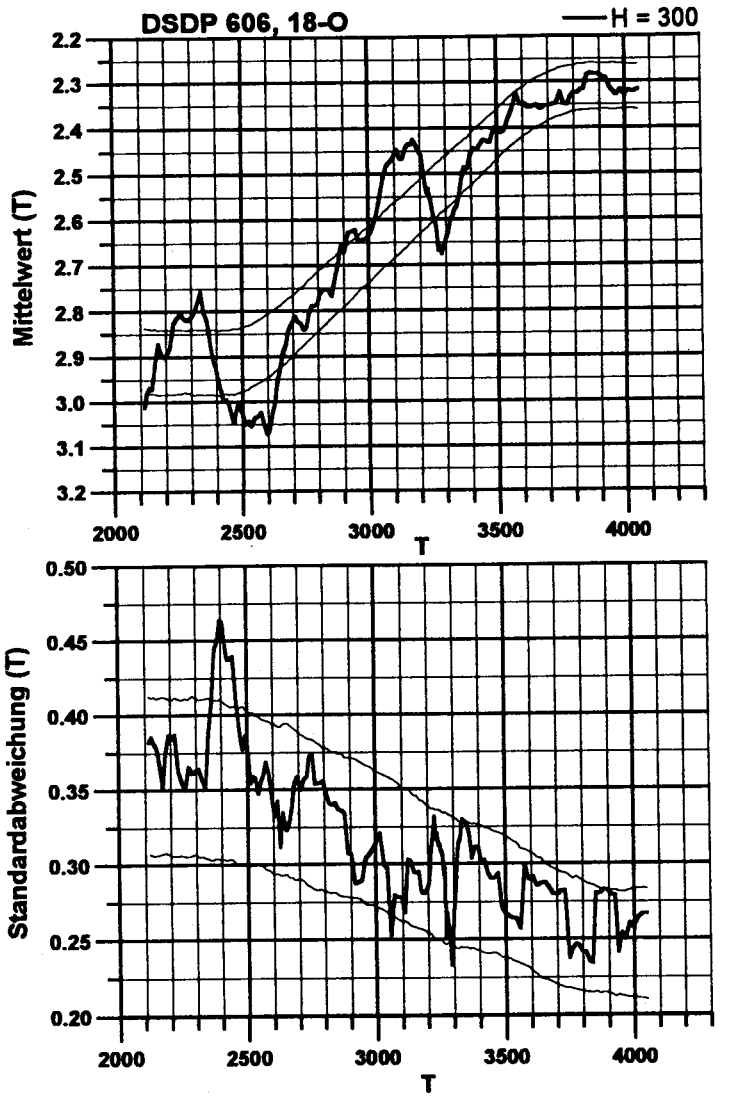


Abbildung A-10: DSDP 606, $\delta^{18}O$, Übergang A, optimale Hypothese; 68.3 %-Konfidenzintervall (2500 Simulationen), H = 300.

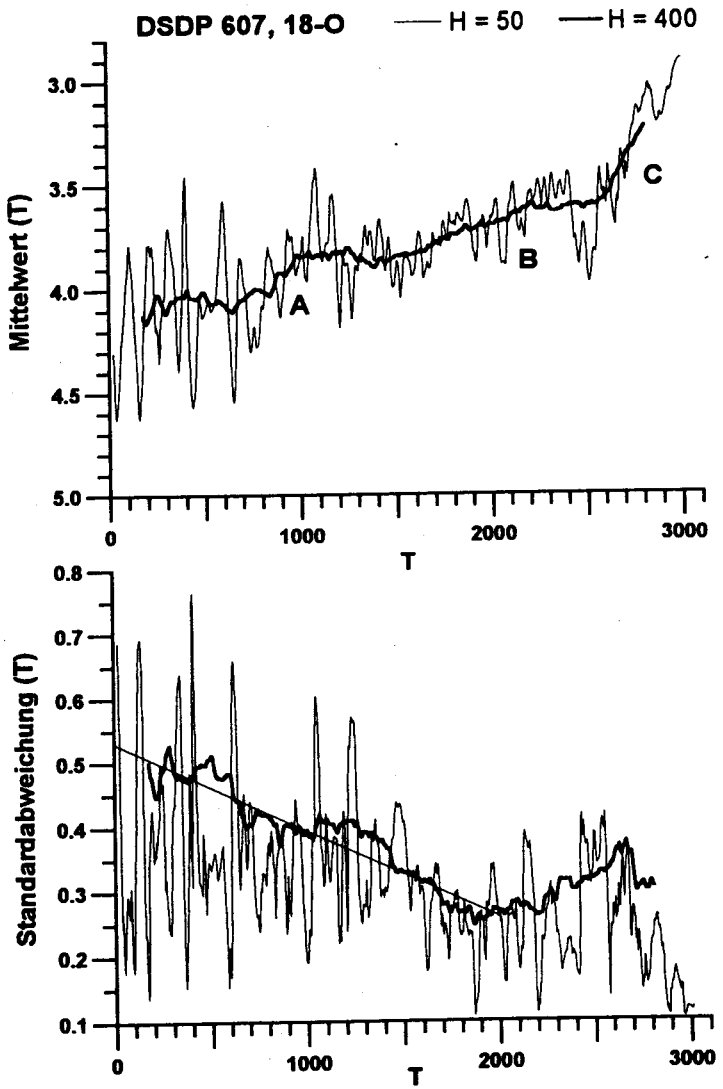


Abbildung A-11: DSDP 607, $\delta^{18}O$, getunte Zeitskala, Mittelwert(T), Standardabweichung(T) für H = 50, 400; Übergänge A, B, C [jüngerer Teil] (Mittelwert); linearer Fit (Standardabweichung).

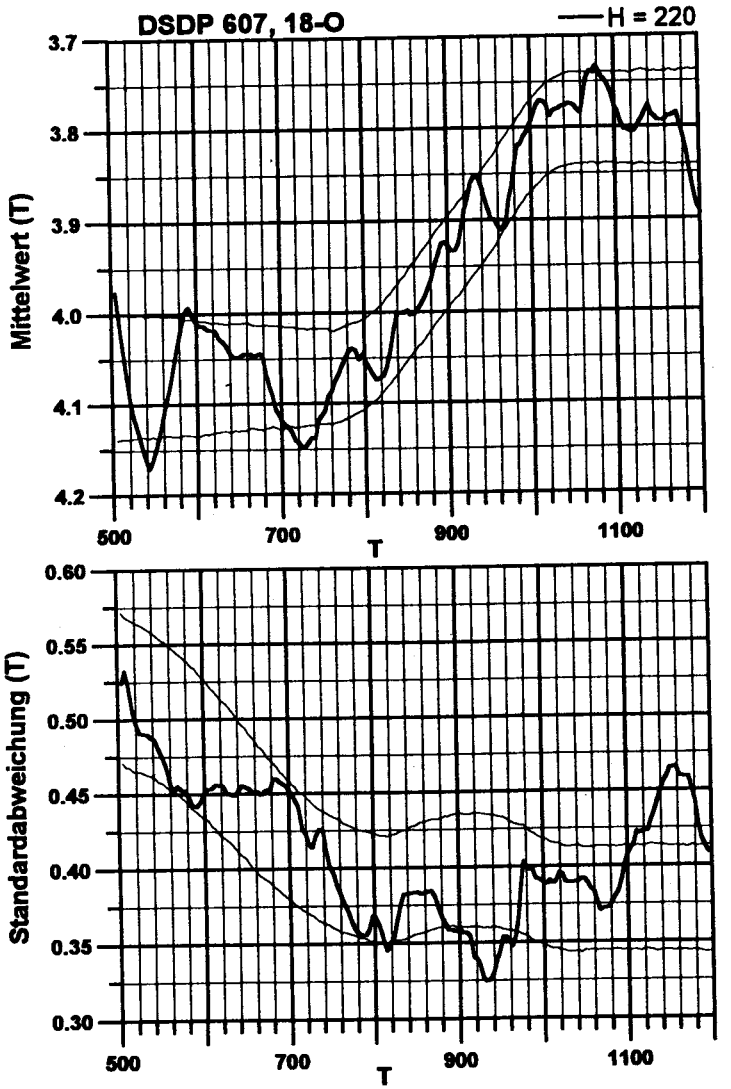


Abbildung A-12: DSDP 607, $\delta^{18}O$, getunte Zeitskala, Übergang A, optimale Hypothese; 68.3 %-Konfidenzintervall (2500 Simulationen), H = 220.

Übergang B (Abb. A-13):
$T1MW$=1588±67, $MW1$=3.83±0.01, $T2MW$=2172±67, $MW2$=3.61±0.01,
(T_M=1880±67, T_0=584±10),
$T1STD$=1300±50, $STD1$=0.40±0.05, $T2STD$=1700±50, $STD2$=0.27±0.01;
Übergang C (Abb. A-14):
$T1MW$=2601±25, $MW1$=3.61±0.01, (fest: $T2MW$=2900, $MW2$=3.01±0.01),
(T_M, T_0 nicht anzugeben),
$T1STD$=2625±25, $STD1$=0.34±0.01, $T2STD$=2775±25, $STD2$=0.18±0.01.

Der Standardabweichungsverlauf zeigt zwischen $T \approx$ 2400 ka und $T \approx$ 2750 ka eine deutliche Aufwölbung, die sehr wahrscheinlich nicht durch einen raschen Mittelwert-Übergang hervorgerufen wird, sondern ein eigenes Charakteristikum, erhöhte Schwankungen, darstellt (Abb. A-11, A-14). Eine ähnliche, wenngleich auch schwächere Aufwölbung tritt bei $T \approx$ 1200 ka auf (Abb. A-11). Diese stört aber nicht nennenswert die lineare Zunahme der Standardabweichung seit ca. 2000 ka bis 0 ka (Regression):

$$STD(T)\ [‰ \text{ vs. PDB}] = 0.53 \pm 0.01 - 0.135 \pm 0.005 \times T\ [\text{Ma}],$$

ein Parabel-Fit erbringt keine signifikante Verbesserung.

ODP 677, $\delta^{18}O$, getunte Zeitskala (Abbildungen A-15 bis A-18)

Der Mittelwertverlauf zeigt zwei Übergänge (A, B), jeweils Zunahmen des mittleren $\delta^{18}O$-Wertes. Für Übergang A werden zwei mögliche Interpretationen, lokale Minima in der Bewertungsfunktion B_{MW} (vgl. Anhang A.2), gefunden. In der ersten (Abb. A-16), "abrupten", würde sich der Übergang zwischen 934 ka und 916 ka ereignen, das zweite Plateau im Mittelwert(T) von ca. 1400 ka bis 1600 ka als unwesentlich gesehen werden im Vergleich zum ersten Plateau, ca. 1000 ka bis 1300 ka (Abb. A-16). Eine Aufwölbung des Standardabweichungsverlaufes, entsprechend dem abrupten Übergang, wird aber nicht eindeutig beobachtet. Die zweite Interpretation, "langsam", beinhaltet dagegen dieses zweite Plateau, verlangt auch eine größere optimale Fensterbreite (Abb. A-17). Von Übergang B ist lediglich der jüngere Teil aufgezeichnet; wegen der Bedeutung dieses Überganges (s. o.) wird er in die Untersuchung einbezogen, und zwar, indem der Anfangswert ($T2MW$, $MW2$) festgehalten wird und $T1MW$, $MW1$ optimiert werden.

Übergang A, Interpretation "abrupt" (Abb. A-16):
$T1MW$=916±17, $MW1$=4.35±0.01, $T2MW$=934±17, $MW2$=4.06±0.01,
(T_M=925±17, T_0=18±5),
$T1STD$=550±50, $STD1$=0.39±0.01, $T2STD$=1200±50, $STD2$=0.32±0.01;
Übergang A, Interpretation "langsam" (Abb. A-17):
$T1MW$=792±60, $MW1$=4.33±0.01, $T2MW$=1269±60, $MW2$=3.97±0.01,
(T_M=1030±60, T_0=477±30),
$T1STD$=550±50, $STD1$=0.39±0.01, $T2STD$=1200±50, $STD2$=0.32±0.01;
Übergang B (Abb. A-18):
$T1MW$=2423±26, $MW1$=3.88±0.01, (fest: $T2MW$=3200, $MW2$=2.84±0.02),
(T_M, T_0 nicht anzugeben),
$T1STD$=2600±50, $STD1$=0.37±0.01, $T2STD$=3000±50, $STD2$=0.09±0.01.

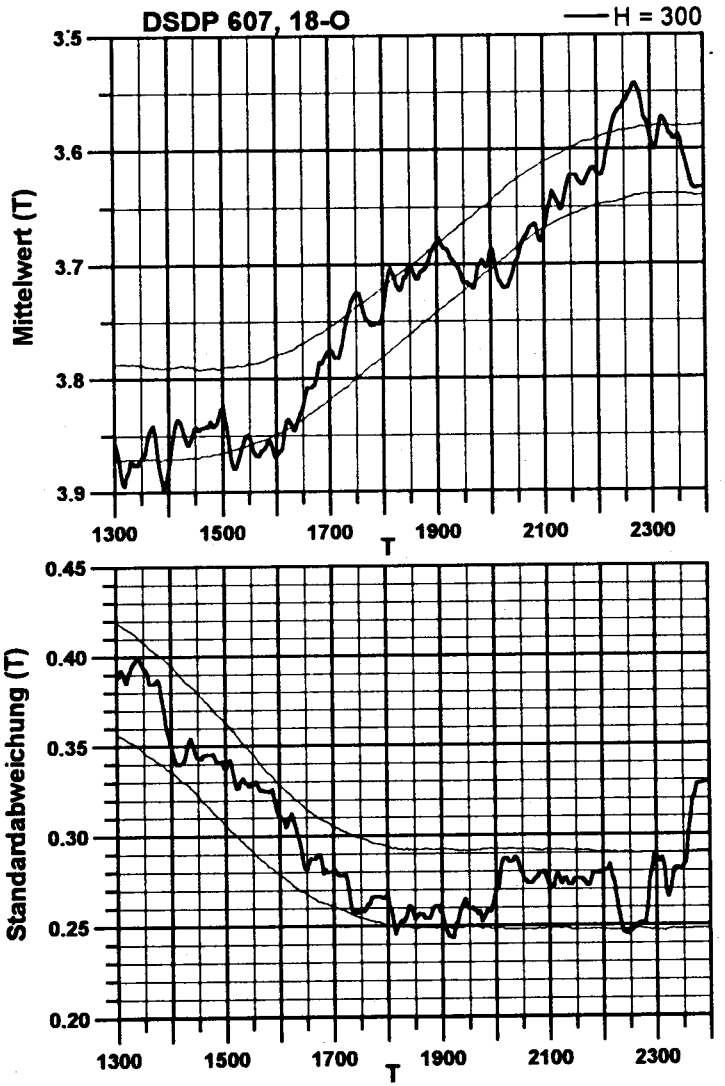


Abbildung A-13: DSDP 607, $\delta^{18}O$, getunte Zeitskala, Übergang B, optimale Hypothese; 68.3 %-Konfidenzintervall (2500 Simulationen), $H = 300$.

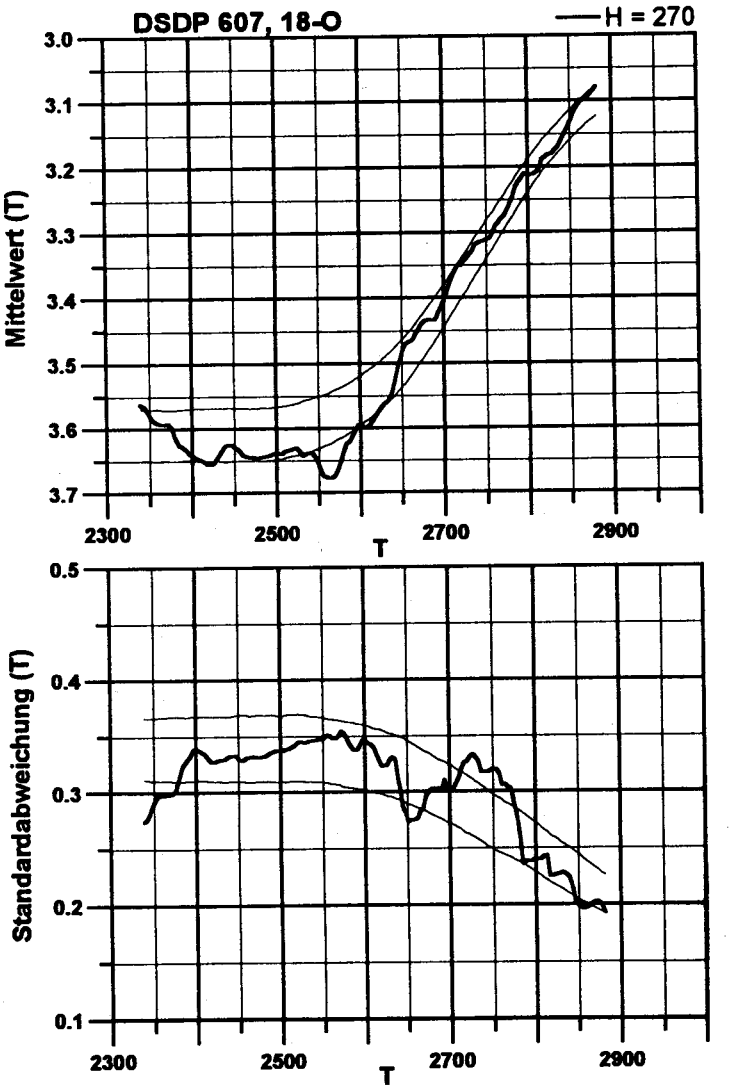


Abbildung A-14: DSDP 607, $\delta^{18}O$, getunte Zeitskala, Übergang C (jüngerer Teil), optimale Hypothese; 68.3 %-Konfidenzintervall (2500 Simulationen), $H = 270$.

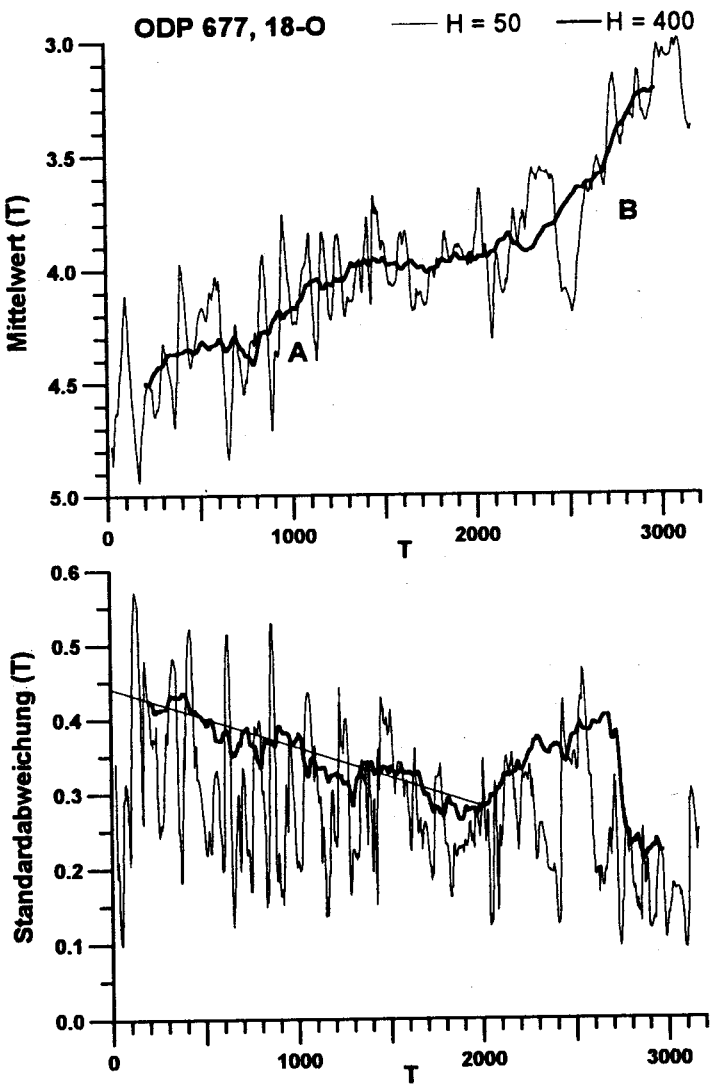


Abbildung A-15: ODP 677, $\delta^{18}O$, getunte Zeitskala, Mittelwert(T), Standardabweichung(T) für H = 50, 400; Übergänge A, B [jüngerer Teil] (Mittelwert); linearer Fit (Standardabweichung).

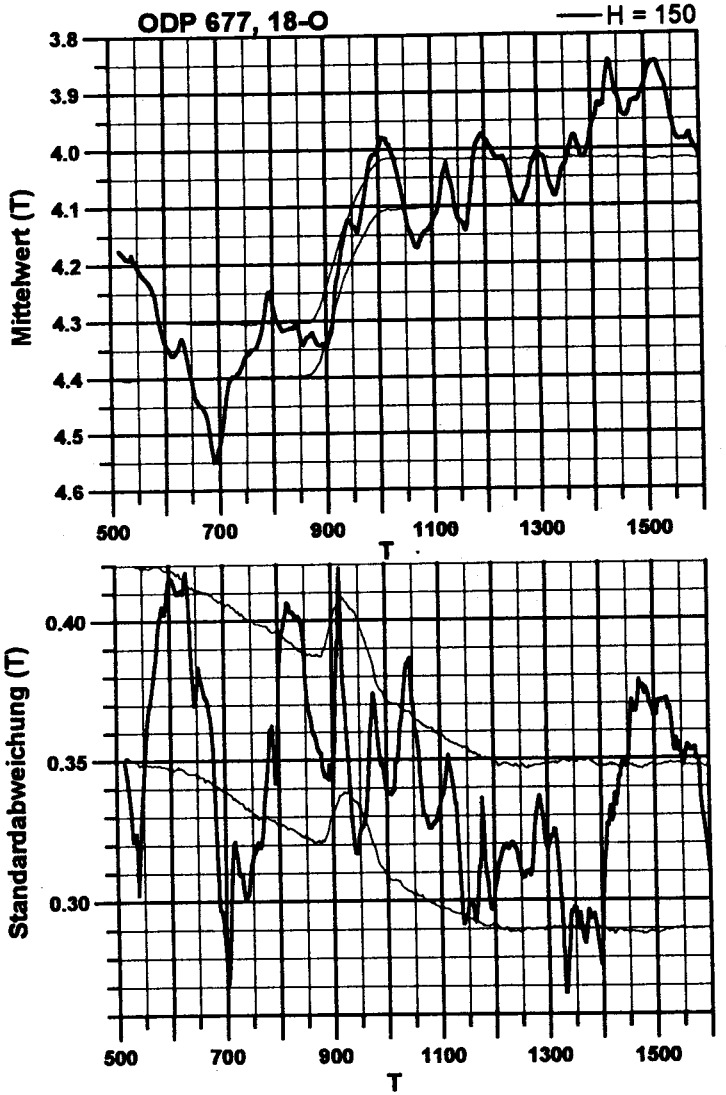


Abbildung A-16: ODP 677, $\delta^{18}O$, getunte Zeitskala, Übergang A, Interpretation "abrupt", optimale Hypothese; 68.3 %-Konfidenzintervall (2500 Simulationen), H = 150.

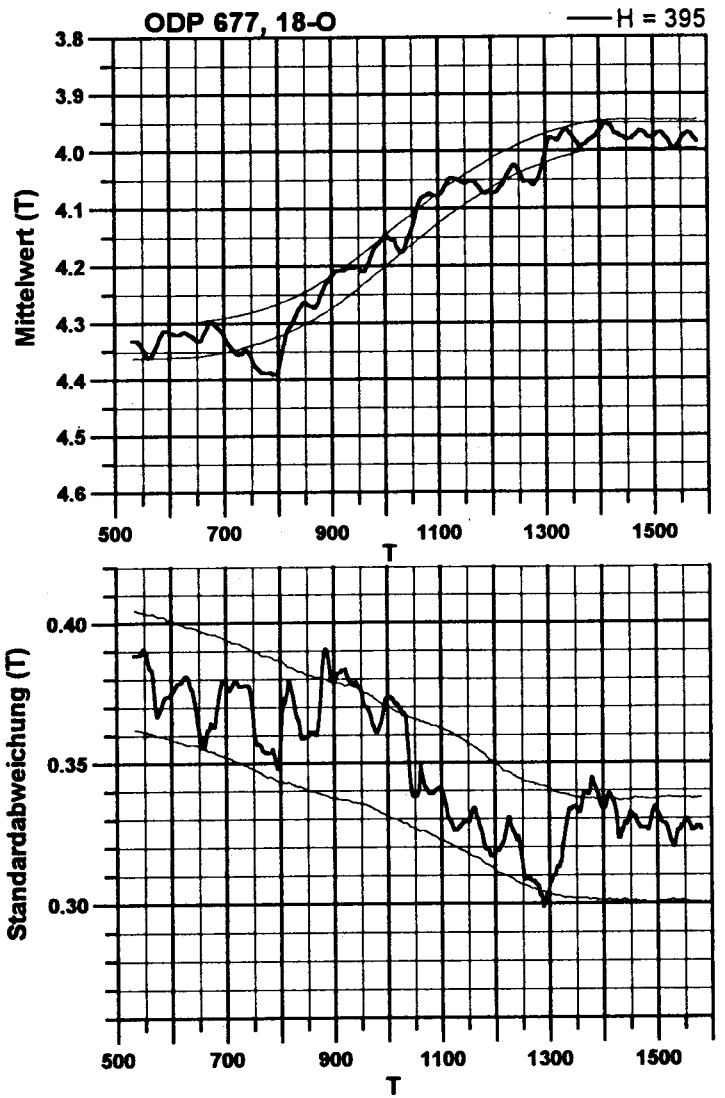


Abbildung A-17: ODP 677, $\delta^{18}O$, getunte Zeitskala, Übergang A, Interpretation "langsam", optimale Hypothese; 68.3 %-Konfidenzintervall (2500 Simulationen), $H = 395$.

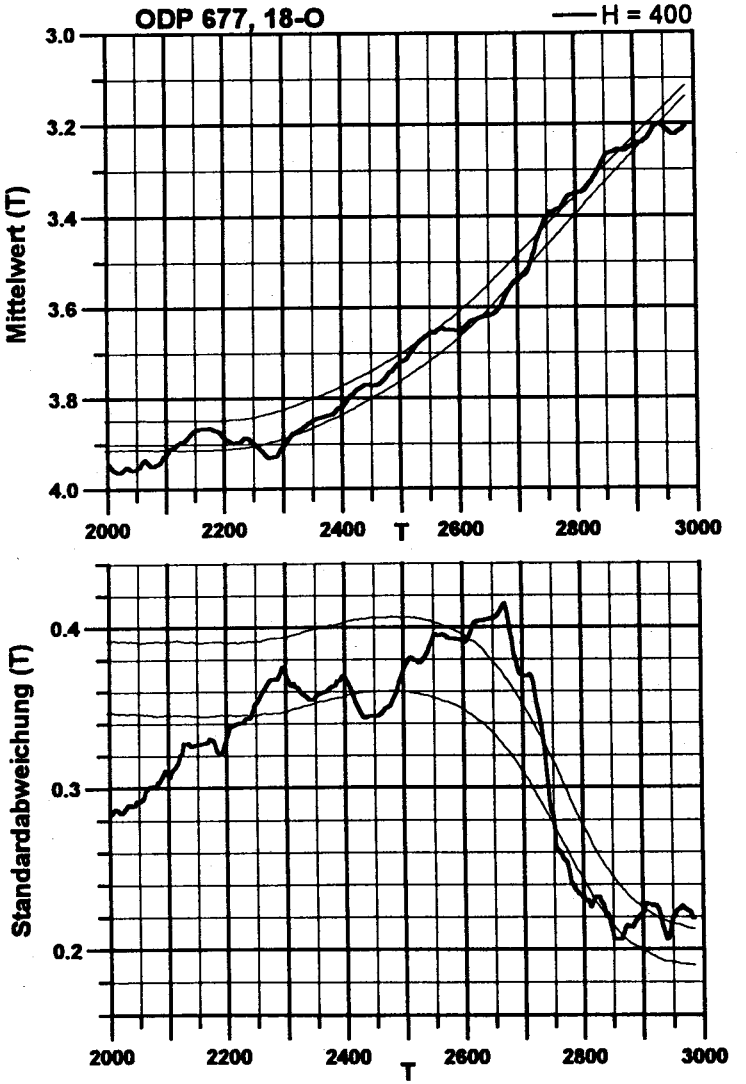


Abbildung A-18: ODP 677, $\delta^{18}O$, getunte Zeitskala, Übergang B (jüngerer Teil), optimale Hypothese; 68.3 %-Konfidenzintervall (2500 Simulationen), $H = 400$.

Der Standardabweichungsverlauf zeigt eine sehr markante Aufwölbung bei $T \approx$ 2500 bis 2600 ka (Abb. A-15, A-18), die als eigenes Charakteristikum gesehen wird. Ein weiteres Intervall erhöhter Schwankungen, weniger stark, liegt bei $T \approx$ 1500 ka (Abb. A-15, A-16). Die Aufwölbung bei ca. 1000 ka hängt eventuell mit einem abrupten Mittelwert-Übergang zusammen. Der Verlauf der Standardabweichung zeigt seit ca. 2000 ka eine generelle, durch lineare Regression zufriedenstellend beschriebene Zunahme:

$$STD(T)\ [‰ \text{ vs. PDB}] = 0.44 \pm 0.01 - 0.08 \pm 0.01 \times T\ [\text{Ma}].$$

ODP 806, $\delta^{18}O$ (Abbildungen A-19 bis A-22)

Der Mittelwertverlauf zeigt zwei Übergänge (A, B). Für Übergang A, eine Zunahme des mittleren $\delta^{18}O$-Wertes, werden zwei mögliche Interpretationen, lokale Minima in der Bewertungsfunktion, gefunden. In der ersten (Abb. A-20), "abrupten", würde sich der Übergang zwischen 949 ka und 901 ka ereignen, das zweite Plateau im Mittelwert(T) von ca. 1400 ka bis 1500 ka als unwesentlich gesehen werden im Vergleich zum ersten Plateau, ca. 1000 ka bis 1300 ka. Eine Aufwölbung des Standardabweichungsverlaufes, entsprechend dem abrupten Übergang, kann nicht beobachtet werden, da die Standardabweichung eine "eigene" Zunahme zeigt, die eine solche Aufwölbung wahrscheinlich überlagern würde. Die zweite Interpretation, "langsam", beinhaltet dagegen das zweite Plateau, verlangt auch eine größere optimale Fensterbreite (Abb. A-21). Übergang B zeigt — im Unterschied zu allen Übergängen der bearbeiteten Datensätze — eine Abnahme des $\delta^{18}O$-Wertes. Bei der Nachbildung des Standardabweichungsverlaufes von Übergang B (Abb. A-22) braucht nur der Bereich für $T >$ ≈ 1600 ka erfaßt werden, da der Übergang B sich erst darin vollzieht.

Übergang A, Interpretation "abrupt" (Abb. A-20):
$T1MW = 901 \pm 40$, $MW1 = -1.10 \pm 0.01$, $T2MW = 949 \pm 40$, $MW2 = -1.27 \pm 0.01$,
($T_M = 925 \pm 40$, $T_0 = 48 \pm 5$),
$T1STD = 500 \pm 50$, $STD1 = 0.34 \pm 0.02$, $T2STD = 1025 \pm 25$, $STD2 = 0.20 \pm 0.01$;
Übergang A, Interpretation "langsam" (Abb. A-21):
$T1MW = 843 \pm 70$, $MW1 = -1.16 \pm 0.01$, $T2MW = 1298 \pm 70$, $MW2 = -1.32 \pm 0.01$,
($T_M = 1070 \pm 70$, $T_0 = 455 \pm 20$),
$T1STD = 550 \pm 50$, $STD1 = 0.35 \pm 0.01$, $T2STD = 1000 \pm 25$, $STD2 = 0.21 \pm 0.01$;
Übergang B (Abb. A-22):
$T1MW = 1668 \pm 60$, $MW1 = -1.33 \pm 0.01$, $T2MW = 1872 \pm 60$, $MW2 = -1.11 \pm 0.01$,
($T_M = 1770 \pm 60$, $T_0 = 204 \pm 20$),
$T1STD = 1800 \pm 50$, $STD1 = 0.15 \pm 0.01$, $T2STD = 2000 \pm 50$, $STD2 = 0.13 \pm 0.01$.

Der Standardabweichungsverlauf zeigt im gesamten Zeitbereich eine ungefähr lineare Zunahme. Bereiche erhöhter "eigener" Variabilität, die sich nicht auf Mittelwert-Übergänge zurückführen lassen, sind wenig deutlich ausgeprägt und liegen eventuell bei $T \approx$ 1400 - 1500 ka sowie $T \approx$ 500 - 600 ka. Regression über den gesamten Zeitbereich ergibt:

$$STD(T)\ [‰ \text{ vs. PDB}] = 0.36 \pm 0.01 - 0.11 \pm 0.01 \times T\ [\text{Ma}],$$

ohne nennenswerte Verbesserung im Falle eines Parabel-Fits.

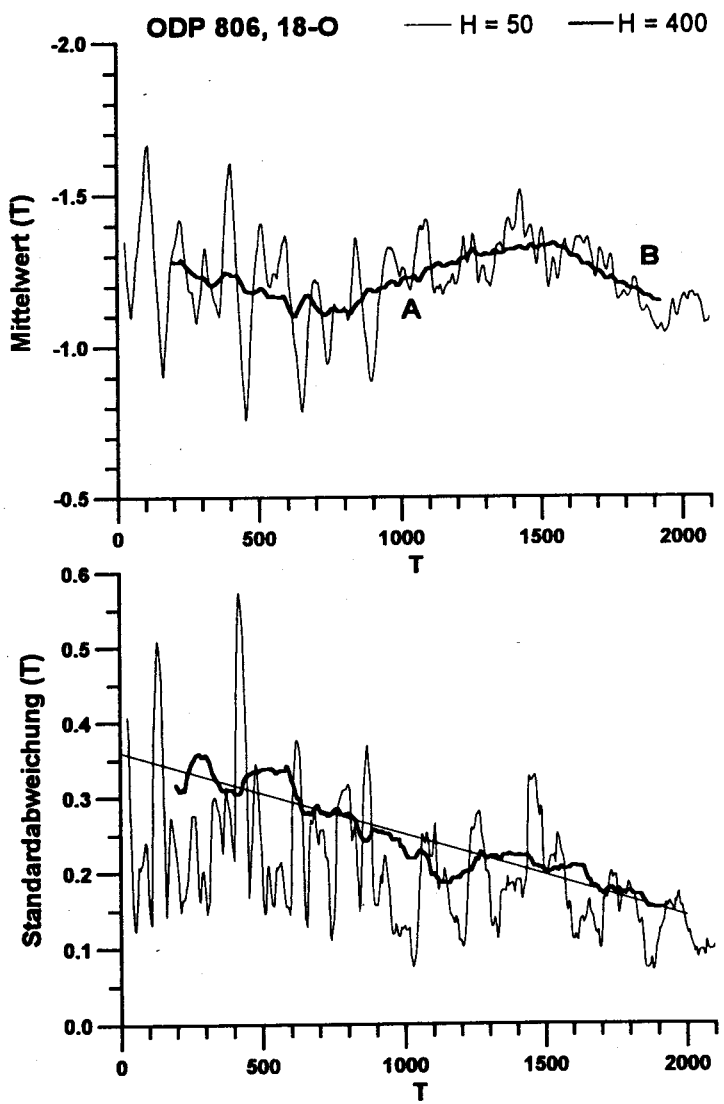


Abbildung A-19: ODP 806, $\delta^{18}O$, Mittelwert(T), Standardabweichung(T) für H = 50, 400; Übergänge A, B (Mittelwert); linearer Fit (Standardabweichung).

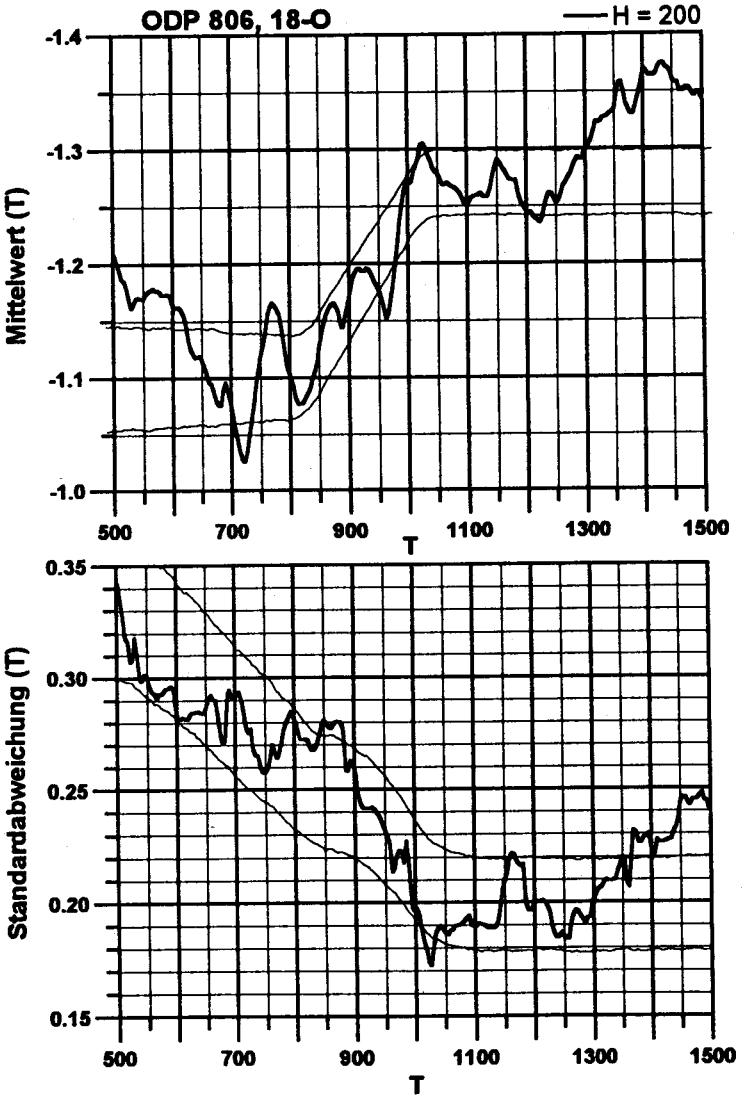


Abbildung A-20: ODP 806, $\delta^{18}O$, Übergang A, Interpretation "abrupt", optimale Hypothese; 68.3 %-Konfidenzintervall (2500 Simulationen), H = 200.

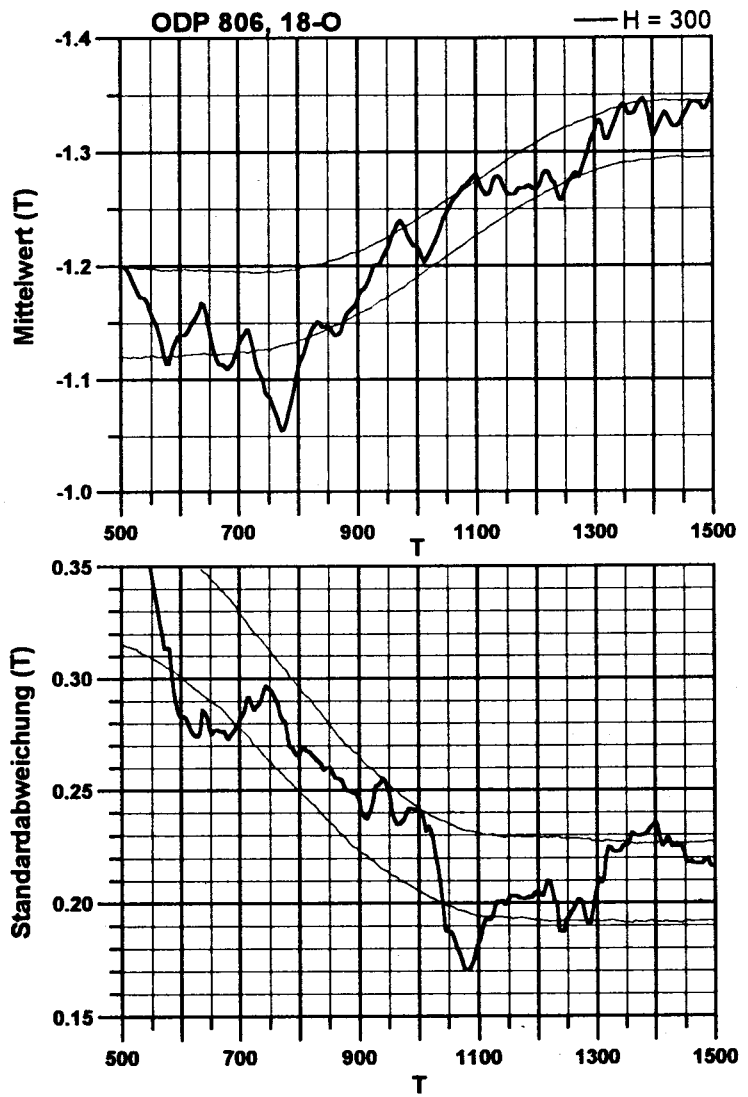


Abbildung A-21: ODP 806, $\delta^{18}O$, Übergang A, Interpretation "langsam", optimale Hypothese; 68.3 %-Konfidenzintervall (2500 Simulationen), H = 300.

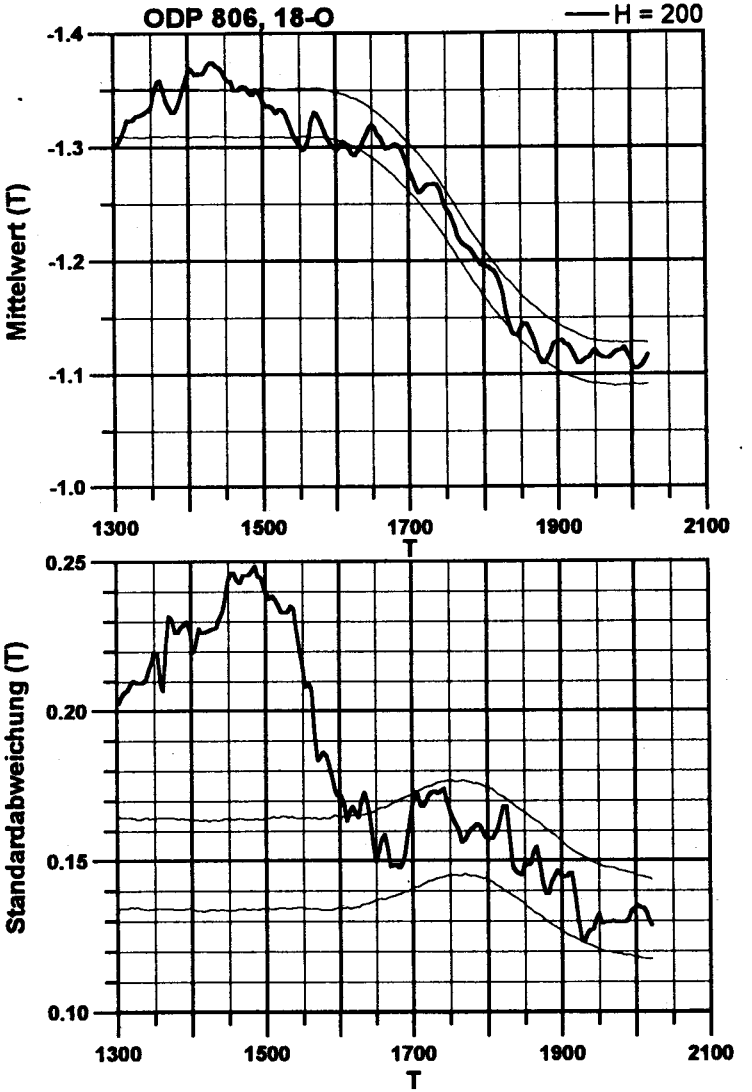


Abbildung A-22: ODP 806, $\delta^{18}O$, Übergang B, optimale Hypothese (bei STD für T > 1600 ka, vgl. Text); 68.3 %-Konfidenzintervall (2500 Simulationen), H = 200.

ODP 846, $\delta^{18}O$ (Abbildungen A-23, A-24)

Der Mittelwertverlauf zeigt einen markanten Übergang (A), eine Zunahme des mittleren $\delta^{18}O$-Wertes. Darüber hinaus treten $\delta^{18}O$-Ereignisse (kurzzeitige Abnahmen) bei $T \approx 5400$ ka, ≈ 4500 ka und ≈ 3700 ka auf, die jedoch nicht mit der Stufenfunktion-Approximation der Übergangshypothesen behandelt werden können. Ein weiteres Ereignis (Abnahme) im mittleren $\delta^{18}O$-Wert liegt bei $T \approx 3150$ ka. Es wird davon abgesehen, dieses als Teil eines eigenständigen Übergangs zu betrachten; es wird entsprechend in Übergang A inkorporiert.

Übergang A (Abb. A-24):
$T1MW = 2470 \pm 30$, $MW1 = 3.60 \pm 0.02$, $T2MW = 3620 \pm 30$, $MW2 = 3.01 \pm 0.02$,
($T_M = 3045 \pm 30$, $T_0 = 1150 \pm 20$),
$T1STD = 2550 \pm 50$, $STD1 = 0.24 \pm 0.01$, $T2STD = 3500 \pm 100$, $STD2 = 0.17 \pm 0.01$.

Der Standardabweichungsverlauf zeigt im gesamten Zeitbereich, zwischen ca. 6000 ka und 2000 ka, eine ungefähr lineare Zunahme hin zu jüngeren Altern. Diesem linearen Verlauf sind folgende Bereiche erhöhter "eigener" Variabilität, die sich nicht allein auf Mittelwert-Übergänge oder -Ereignisse zurückführen lassen, überlagert: $T \approx 2500$ ka (deutlich ausgeprägt), $T \approx 3400$ ka, $T \approx 4000$ ka, $T \approx 5000$ ka (weniger deutlich ausgeprägt) und $T \approx 5550$ ka. Regression über den gesamten Zeitbereich ergibt:

$$STD(T)\ [‰ \text{ vs. PDB}] = 0.31 \pm 0.01 - 0.029 \pm 0.005 \times T\ [\text{Ma}],$$

ohne nennenswerte Verbesserung im Falle eines Parabel-Fits.

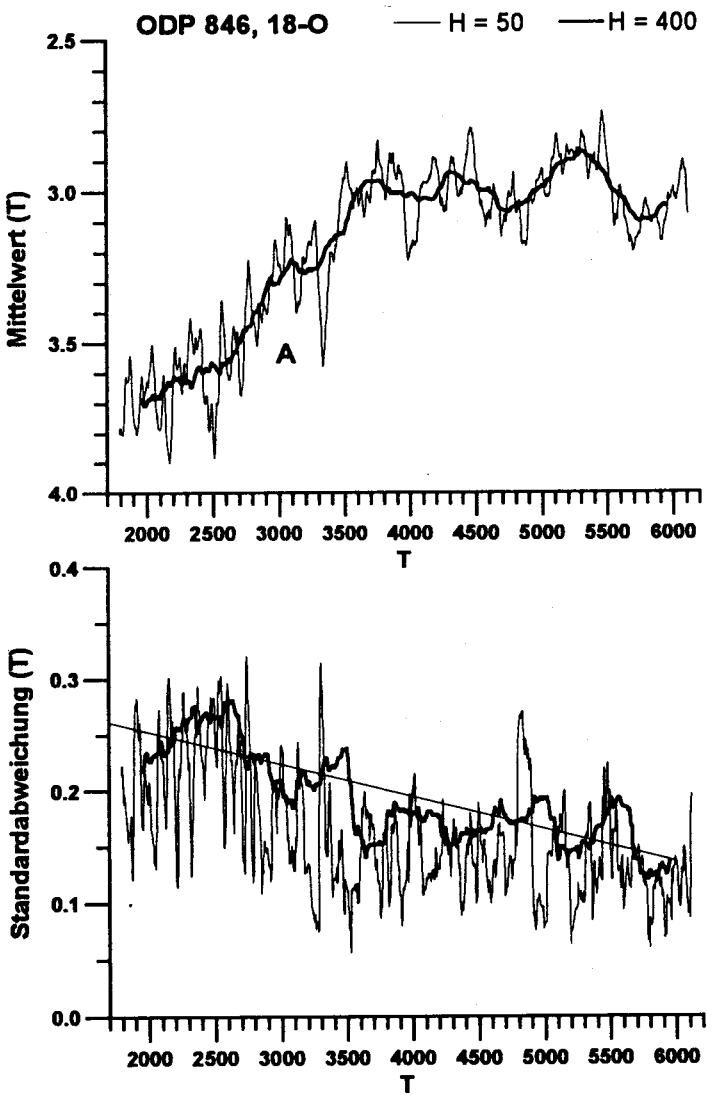


Abbildung A-23: ODP 846, $\delta^{18}O$, Mittelwert(T), Standardabweichung(T) für H = 50, 400; Übergang A (Mittelwert); linearer Fit (Standardabweichung).

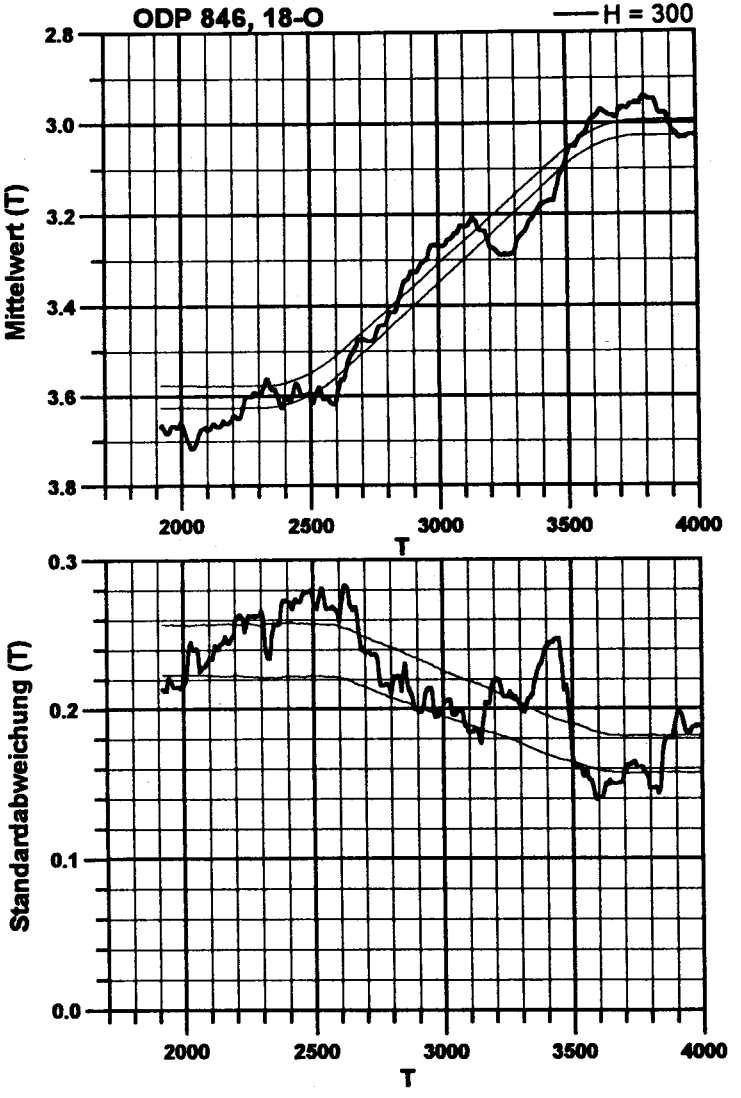


Abbildung A-24: ODP 846, $\delta^{18}O$, Übergang A, optimale Hypothese; 68.3 %-Konfidenzintervall (2500 Simulationen), H = 300.

DSDP 607, $\delta^{13}C$, getunte Zeitskala (Abbildungen A-25 bis A-30)

Der Mittelwertverlauf zeigt zwei Zunahmen des mittleren $\delta^{13}C$-Wertes (Übergänge A, C) sowie zwei Abnahmen (B, D). Für den markanten Übergang B werden zwei gleichwertige Interpretationen — einteiliger/zweiteiliger Übergang — gefunden (Abb. A-27, A-28). (Unter der Interpretation "zweiteilig" wird gefordert: *MW2* (1. Teil) = *MW1* (2. Teil).)

Übergang A (Abb. A-26):
T1MW=652±40, *MW1*=0.46±0.02, *T2MW*=733±40, *MW2*=0.09±0.02,
(T_M=693±40, T_0=81±10),
T1STD=600±50, *STD1*=0.49±0.02, *T2STD*=700±50, *STD2*=0.52±0.02;
Übergang B, Interpretation "einteilig" (Abb. A-27):
T1MW=775±60, *MW1*=0.28±0.01, *T2MW*=1575±60, *MW2*=0.89±0.01,
(T_M=1175±60, T_0=800±10),
T1STD=875±50, *STD1*=0.53±0.01, *T2STD*=1850±25, *STD2*=0.25±0.01;
Übergang B, Interpretation "zweiteilig" (Abb. A-28),
erster Teil:
T1MW=902±42, *MW1*=0.12±0.02, *T2MW*=968±42, *MW2*=0.63±0.01,
(T_M=935±42, T_0=66±10);
zweiter Teil:
T1MW=1350±60, *MW1*=0.63±0.01, *T2MW*=1524±60, *MW2*=0.90±0.01,
(T_M=1437±60, T_0=174±10);
T1STD=875±50, *STD1*=0.53±0.01, *T2STD*=1850±25, *STD2*=0.25±0.01;
Übergang C (Abb. A-29):
T1MW=1880±80, *MW1*=0.89±0.01, *T2MW*=2076±80, *MW2*=0.76±0.01,
(T_M=1978±80, T_0=196±15),
T1STD=1600±50, *STD1*=0.31±0.01, *T2STD*=1750±50, *STD2*=0.25±0.01;
Übergang D (Abb. A-30):
T1MW=2270±80, *MW1*=0.73±0.01, *T2MW*=2650±80, *MW2*=0.83±0.01,
(T_M=2460±80, T_0=380±45),
T1STD=2600±25, *STD1*=0.31±0.01, *T2STD*=2775±25, *STD2*=0.15±0.02.

Der Standardabweichungsverlauf zeigt ein Intervall erhöhter Schwankungen bei $T \approx 2500$ ka, das als eigenes Charakteristikum, nicht hervorgerufen durch den Mittelwert-Übergang D (Abb. A-30), betrachtet wird. Eventuell liegen bei $T \approx 700$ ka und $T \approx 1400$ ka ebenfalls derartige Bereiche vor. Insgesamt zeigt der Verlauf eine Zunahme der Standardabweichung seit $T \approx 2200$ ka (auch wenn für $T < \approx 400$ ka möglicherweise eine Abnahme einsetzt). Die lineare Regression über den Bereich [0; 2200 ka] ergibt:

$$STD(T)\ [‰ \text{ vs. PDB}] = 0.63 \pm 0.02 - 0.18 \pm 0.01 \times T\ [\text{Ma}],$$

ein Parabel-Fit würde eine leichte Verbesserung (wegen des Bereiches $T < \approx 400$ ka) ergeben.

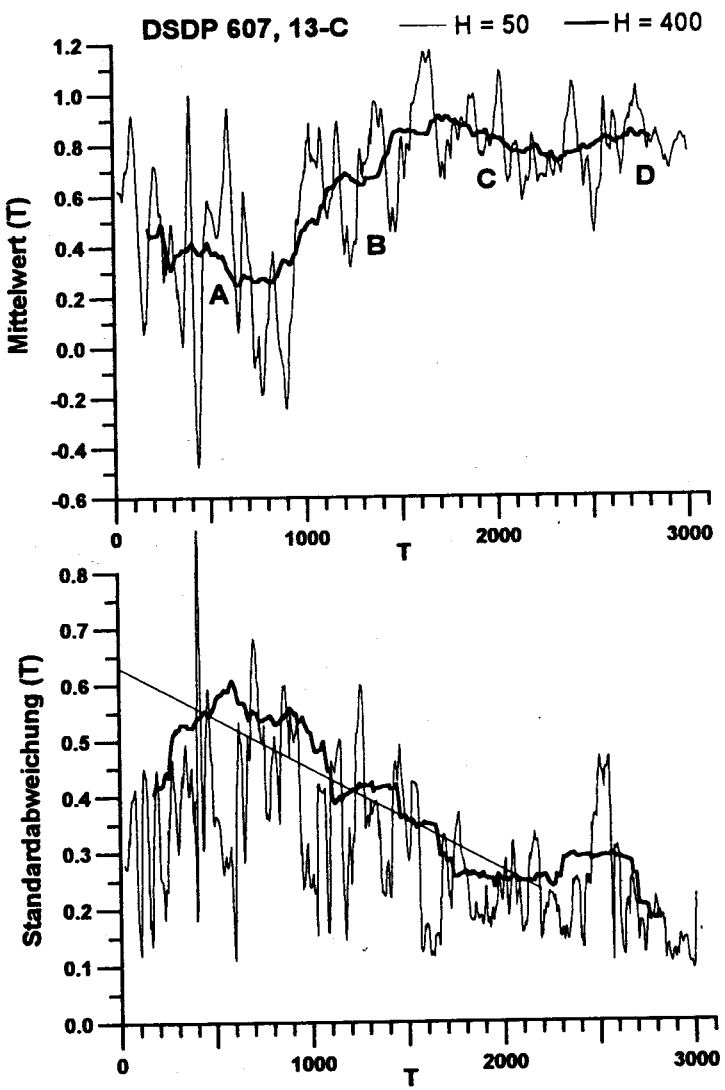


Abbildung A-25: DSDP 607, $\delta^{13}C$, getunte Zeitskala, Mittelwert(T), Standardabweichung(T) für H = 50, 400; Übergänge A, B, C, D (Mittelwert); linearer Fit (Standardabweichung).

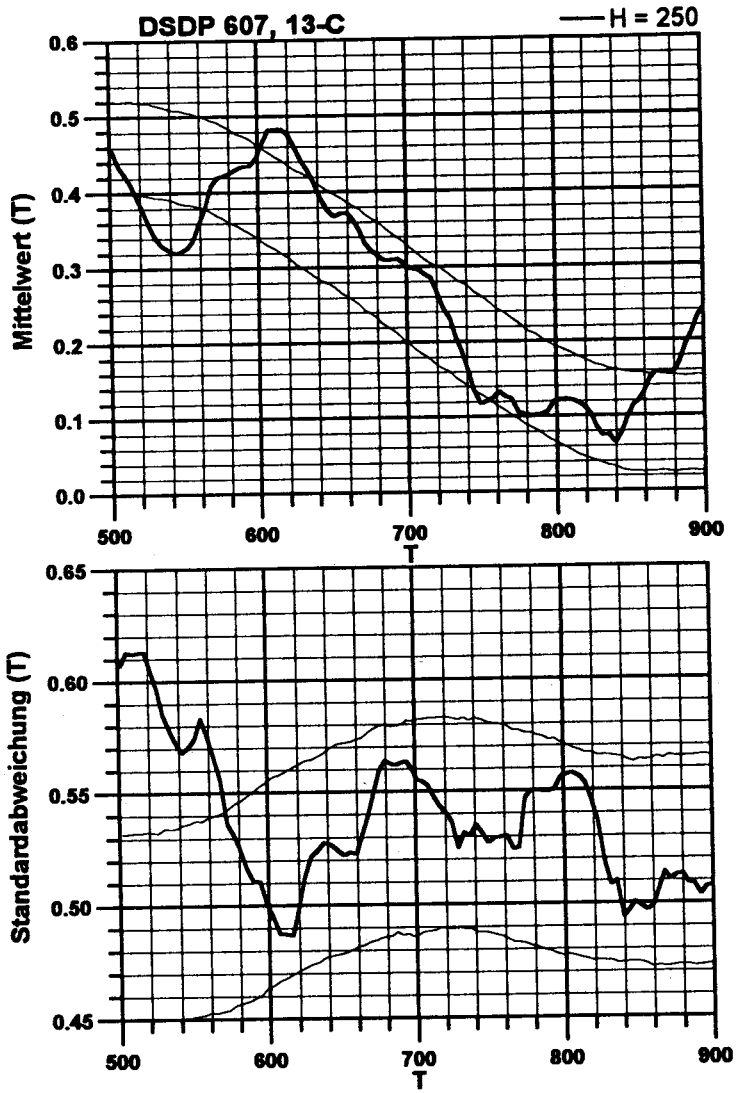


Abbildung A-26: DSDP 607, $\delta^{13}C$, getunte Zeitskala, Übergang A, optimale Hypothese; 68.3 %-Konfidenzintervall (2500 Simulationen), H = 250.

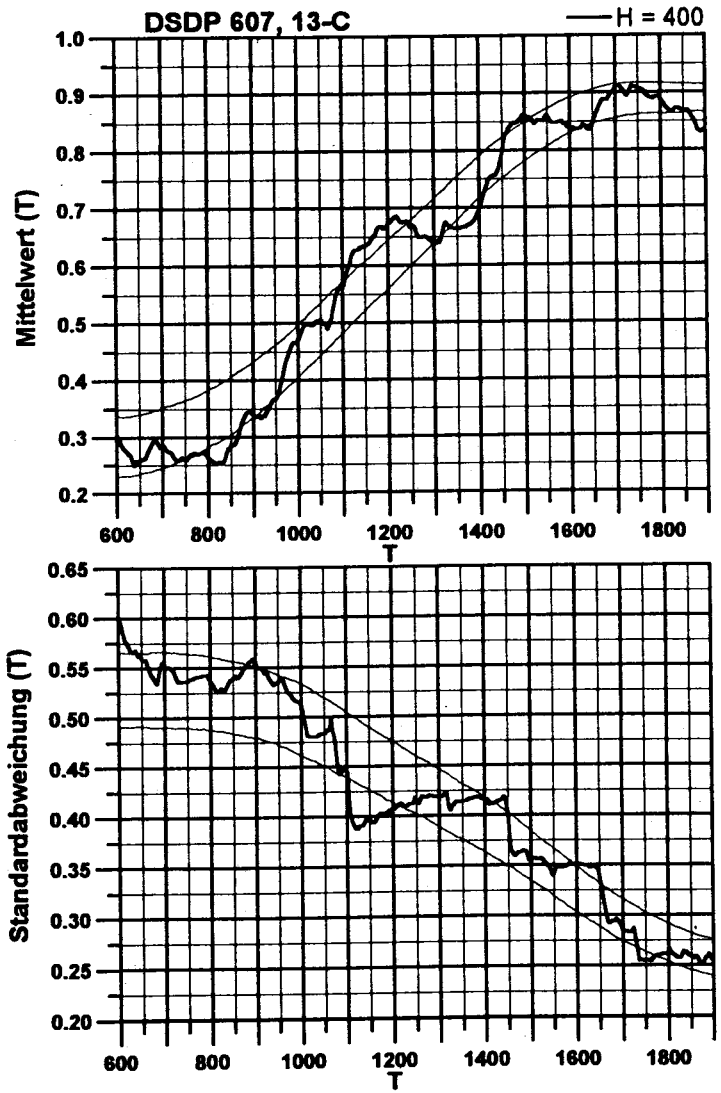


Abbildung A-27: DSDP 607, $\delta^{13}C$, getunte Zeitskala, Übergang B, Interpretation "einteilig", optimale Hypothese; 68.3 %-Konfidenzintervall (2500 Simulationen), $H = 400$.

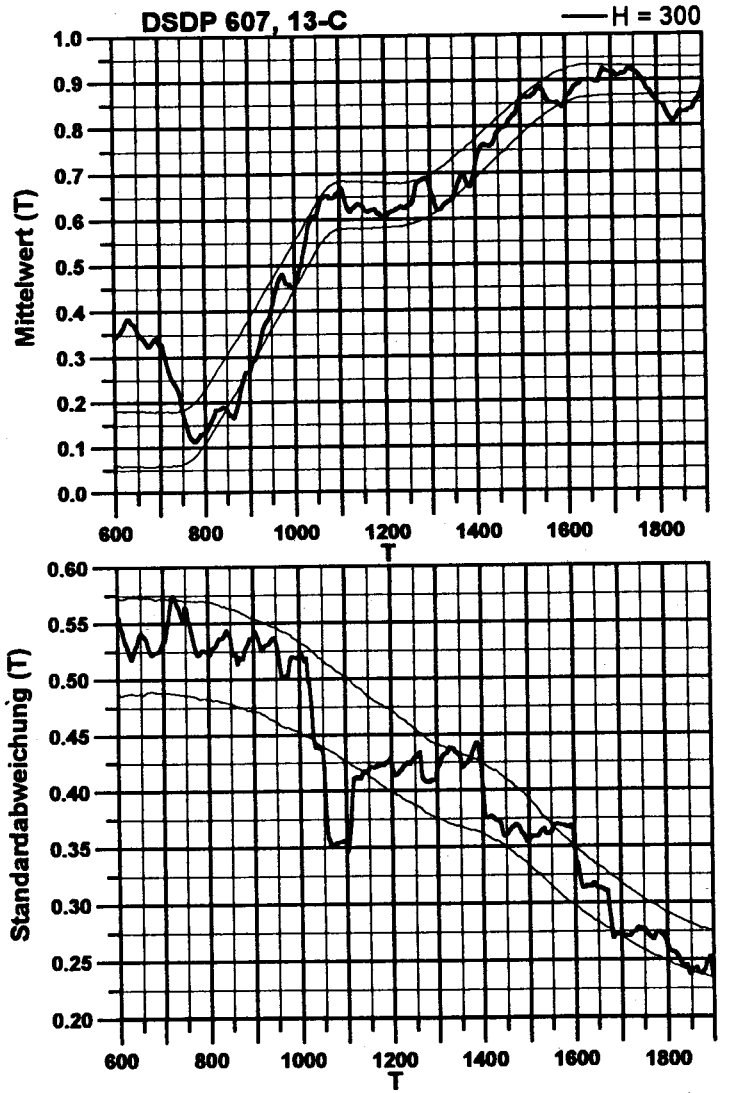


Abbildung A-28: DSDP 607, $\delta^{13}C$, getunte Zeitskala, Übergang B, Interpretation "zweiteilig", optimale Hypothese; 68.3 %-Konfidenzintervall (2500 Simulationen), $H = 300$.

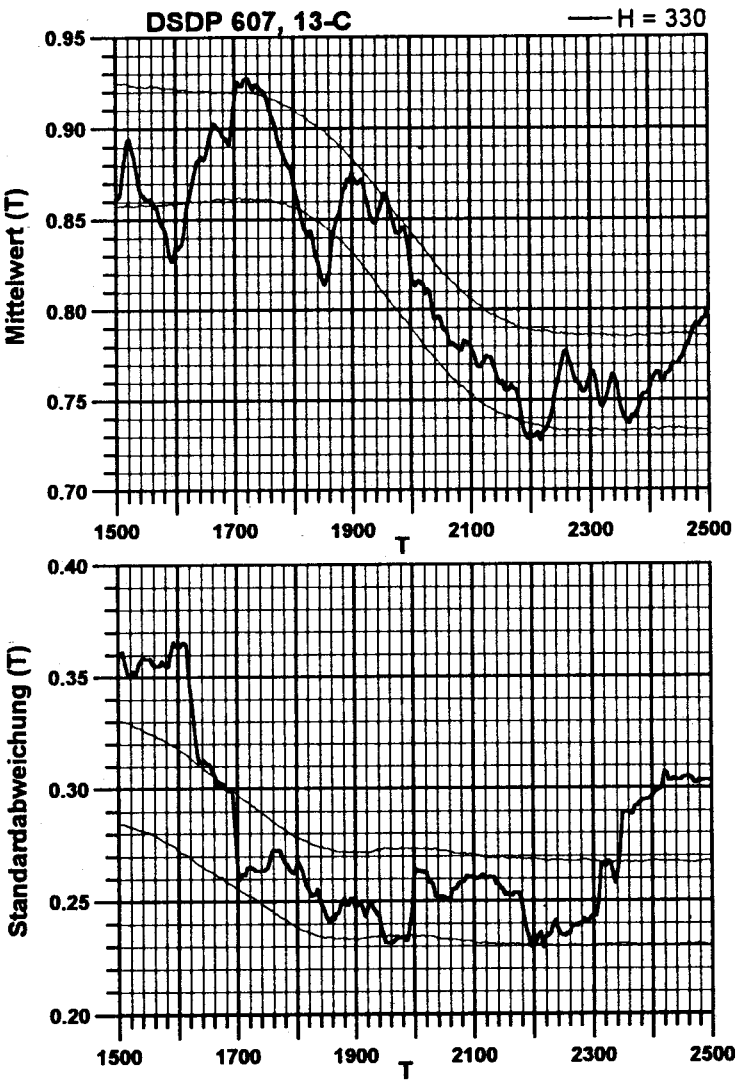


Abbildung A-29: DSDP 607, $\delta^{13}C$, getunte Zeitskala, Übergang C, optimale Hypothese; 68.3 %-Konfidenzintervall (2500 Simulationen), H = 330.

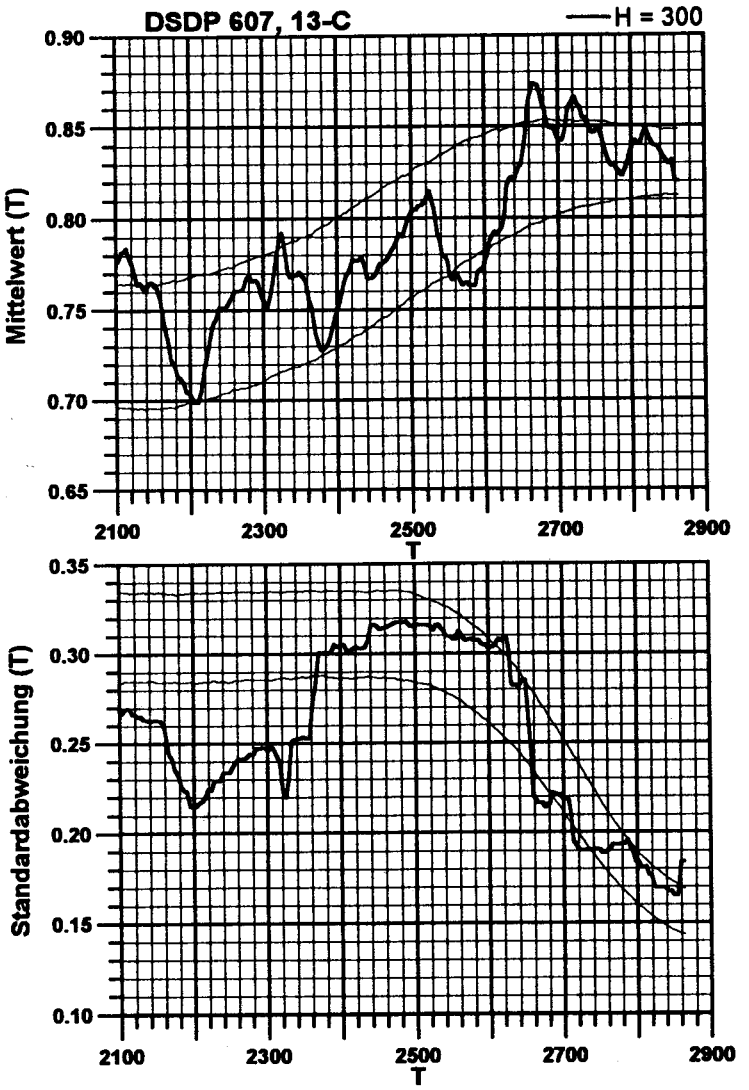


Abbildung A-30: DSDP 607, $\delta^{13}C$, getunte Zeitskala, Übergang D, optimale Hypothese; 68.3 %-Konfidenzintervall (2500 Simulationen), H = 300.

ODP 659, $\delta^{13}C$, getunte Zeitskala (Abbildungen A-31 bis A-37)

Der Mittelwertverlauf zeigt drei Zunahmen des mittleren $\delta^{13}C$-Wertes (Übergänge A, C, E) sowie zwei Abnahmen (B, D). Übergang A (Abb. A-32) läßt sich nur bedingt gut durch die Stufenfunktion approximieren; Übergang B (Abb. A-33) ist markant; für Übergang E werden zwei Interpretationen — langsamer/abrupter Übergang — gefunden (Abb. A-36, A-37).

Übergang A (Abb. A-32):
$T1MW=637\pm43$, $MW1=0.52\pm0.02$, $T2MW=713\pm43$, $MW2=0.20\pm0.02$,
($T_M=675\pm43$, $T_0=76\pm10$),
$T1STD=400\pm50$, $STD1=0.47\pm0.02$, $T2STD=600\pm50$, $STD2=0.35\pm0.01$;
Übergang B (Abb. A-33):
$T1MW=862\pm57$, $MW1=0.29\pm0.01$, $T2MW=1477\pm57$, $MW2=0.59\pm0.01$,
($T_M=1170\pm57$, $T_0=615\pm10$),
$T1STD=1100\pm50$, $STD1=0.33\pm0.01$, $T2STD=1675\pm50$, $STD2=0.27\pm0.01$;
Übergang C (Abb. A-34):
$T1MW=2032\pm20$, $MW1=0.59\pm0.01$, $T2MW=2058\pm20$, $MW2=0.41\pm0.01$,
($T_M=2045\pm20$, $T_0=26\pm10$),
$T1STD=1900\pm100$, $STD1=0.26\pm0.01$, $T2STD=2275\pm25$, $STD2=0.21\pm0.01$;
Übergang D (Abb. A-35):
$T1MW=3126\pm64$, $MW1=0.45\pm0.01$, $T2MW=3494\pm64$, $MW2=0.61\pm0.01$,
($T_M=3310\pm64$, $T_0=368\pm10$),
$STD1=STD2=0.19\pm0.01$ (konstant);
Übergang E, Interpretation "langsam" (Abb. A-36):
$T1MW=4020\pm100$, $MW1=0.59\pm0.01$, $T2MW=4320\pm100$, $MW2=0.48\pm0.01$,
($T_M=4170\pm100$, $T_0=300\pm20$),
$T1STD=4400\pm50$, $STD1=0.18\pm0.01$, $T2STD=4400\pm50$, $STD2=0.27\pm0.01$;
Übergang E, Interpretation "abrupt" (Abb. A-37):
$T1MW=4238\pm40$, $MW1=0.55\pm0.01$, $T2MW=4312\pm40$, $MW2=0.46\pm0.01$,
($T_M=4275\pm40$, $T_0=74\pm18$),
$T1STD=4400\pm50$, $STD1=0.18\pm0.01$, $T2STD=4400\pm50$, $STD2=0.27\pm0.01$.

Der Standardabweichungsverlauf zeigt für $T < \approx 4200$ ka eine generelle, ungefähr lineare Zunahme. Für $T \approx 4600$ ka befindet sich ein Bereich deutlich erhöhter Werte, die sich nicht durch einen Mittelwert-Übergang (Übergang E, Abb. A-36 und A-37) erklären lassen. Dem linearen Verlauf im Bereich $T < \approx 4200$ ka sind folgende Aufwölbungen in der Standardabweichung überlagert: bei $T \approx 2600$ ka ein Intervall eigener erhöhter Variabilität, bei $T \approx 2050$ ka eine Aufwölbung, die sich durch den Mittelwert-Übergang C (Abb. A-34) erklären läßt, bei $T \approx 1400$ ka eine schwächere Aufwölbung, nicht zu erklären durch einen Übergang im Mittelwert, und eventuell bei $T \approx 600$ ka, durch den Mittelwert-Übergang A allein nicht zu erklären. Für zuverlässige Aussagen über diese Aufwölbung sowie über die eventuelle Abnahme in der Standardabweichung für $T < \approx 400$ ka dürfte jedoch die Zeitauflösung zu schlecht sein (zeitliche Randlage bei endlicher Fensterbreite) . Die lineare Regression des Standardabweichungsverlaufes für den Bereich $T < 4200$ ka ergibt:

$$STD(T)\ [‰\ \text{vs. PDB}] = 0.395\pm0.007 - 0.06\pm0.01 \times T\ [\text{Ma}],$$

ein Parabel-Fit würde keine Verbesserung erbringen.

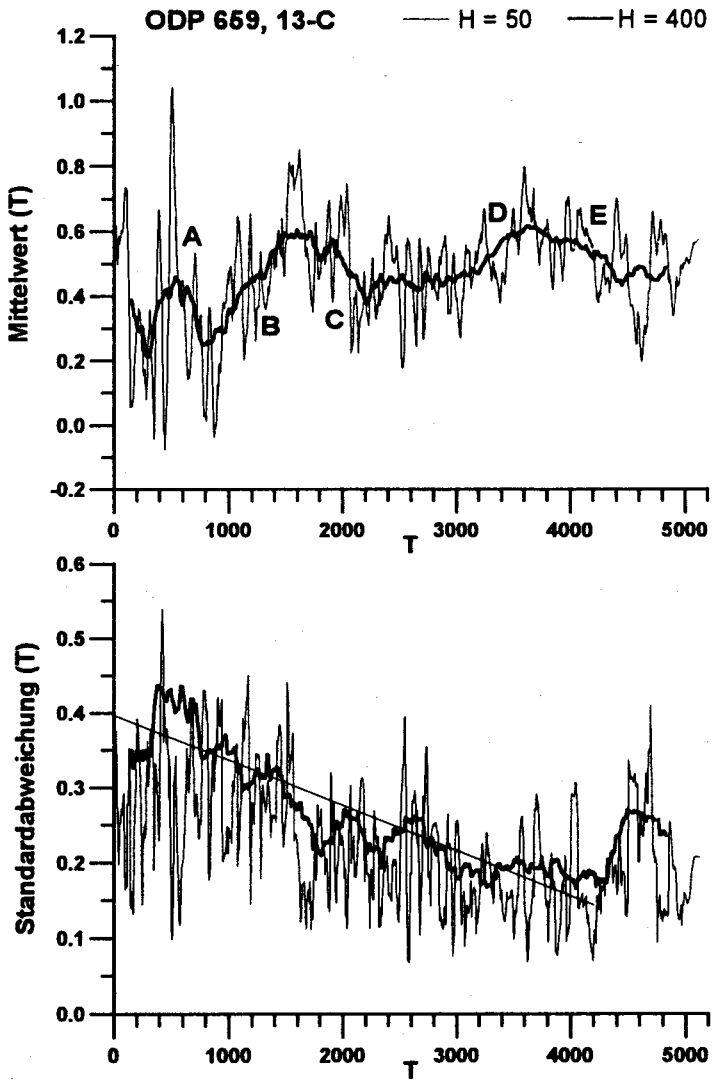


Abbildung A-31: ODP 659, $\delta^{13}C$, getunte Zeitskala, Mittelwert(T), Standardabweichung(T) für H = 50, 400; Übergänge A, B, C, D, E (Mittelwert); linearer Fit (Standardabweichung).

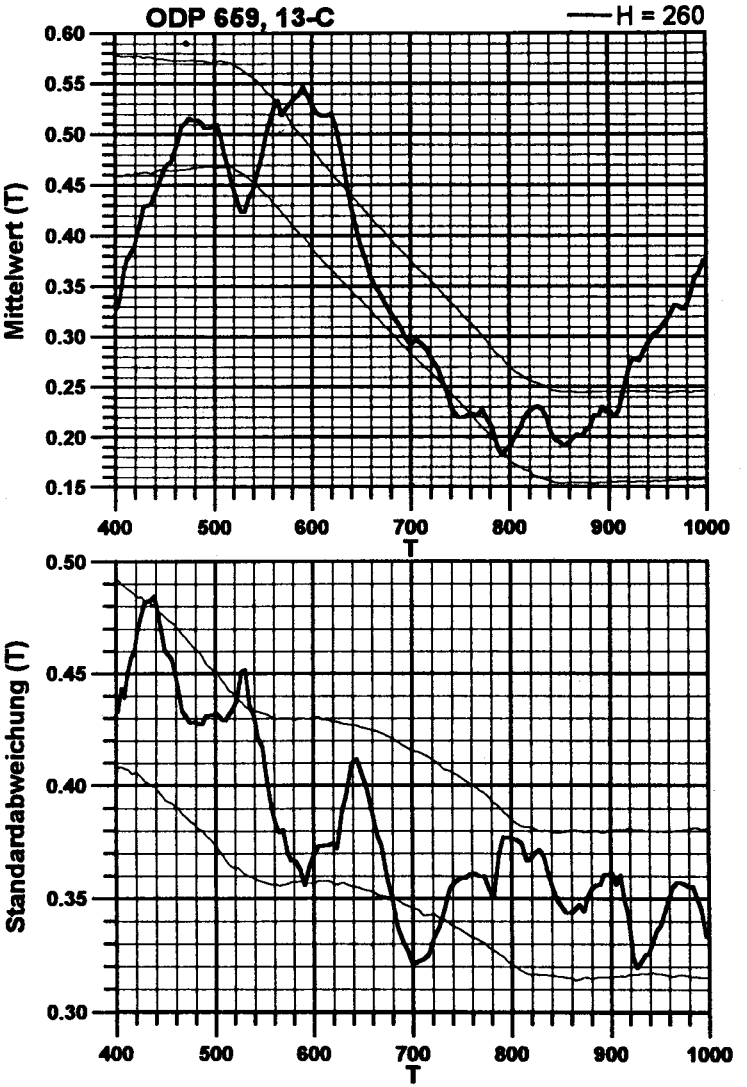


Abbildung A-32: ODP 659, $\delta^{13}C$, getunte Zeitskala, Übergang A, optimale Hypothese; 68.3 %-Konfidenzintervall (2500 Simulationen), H = 260.

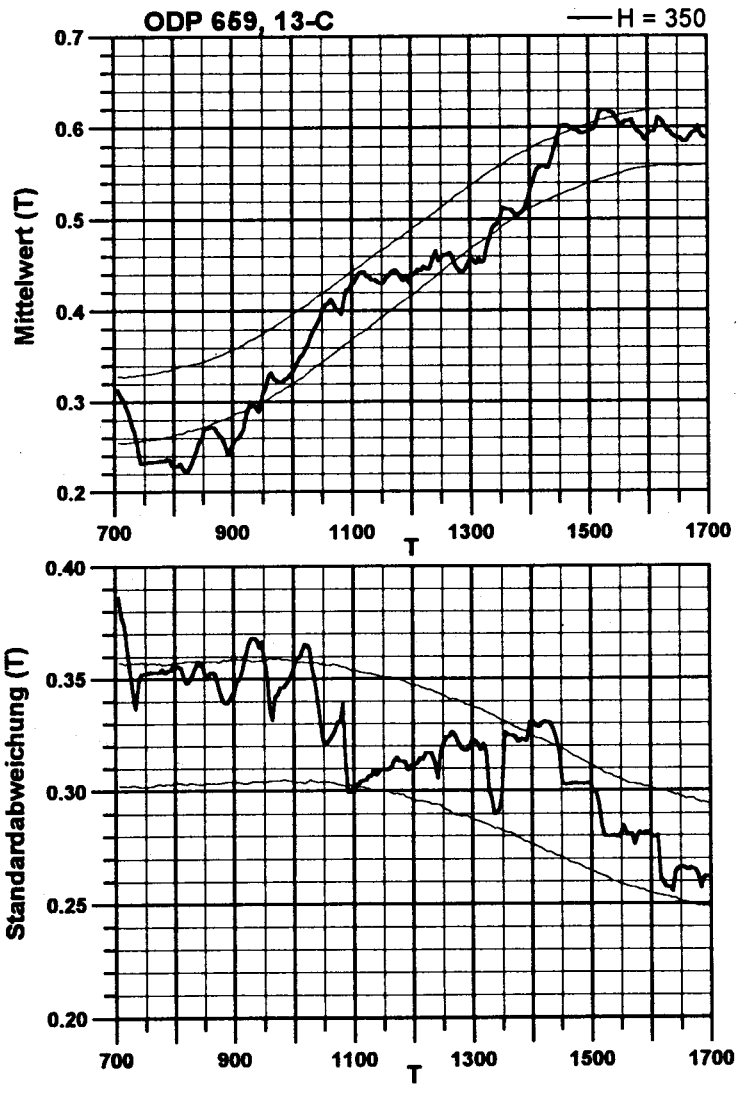


Abbildung A-33: ODP 659, $\delta^{13}C$, getunte Zeitskala, Übergang B, optimale Hypothese; 68.3 %-Konfidenzintervall (2500 Simulationen), $H = 350$.

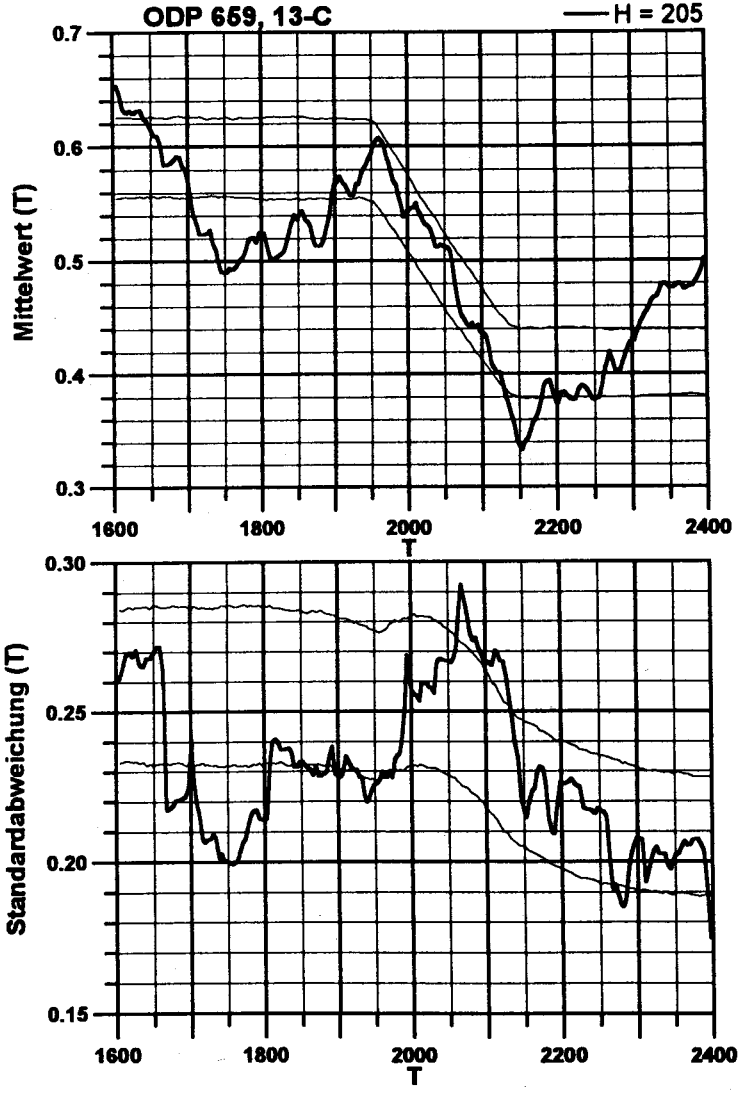


Abbildung A-34: ODP 659, $\delta^{13}C$, getunte Zeitskala, Übergang C, optimale Hypothese; 68.3 %-Konfidenzintervall (2500 Simulationen), $H = 205$.

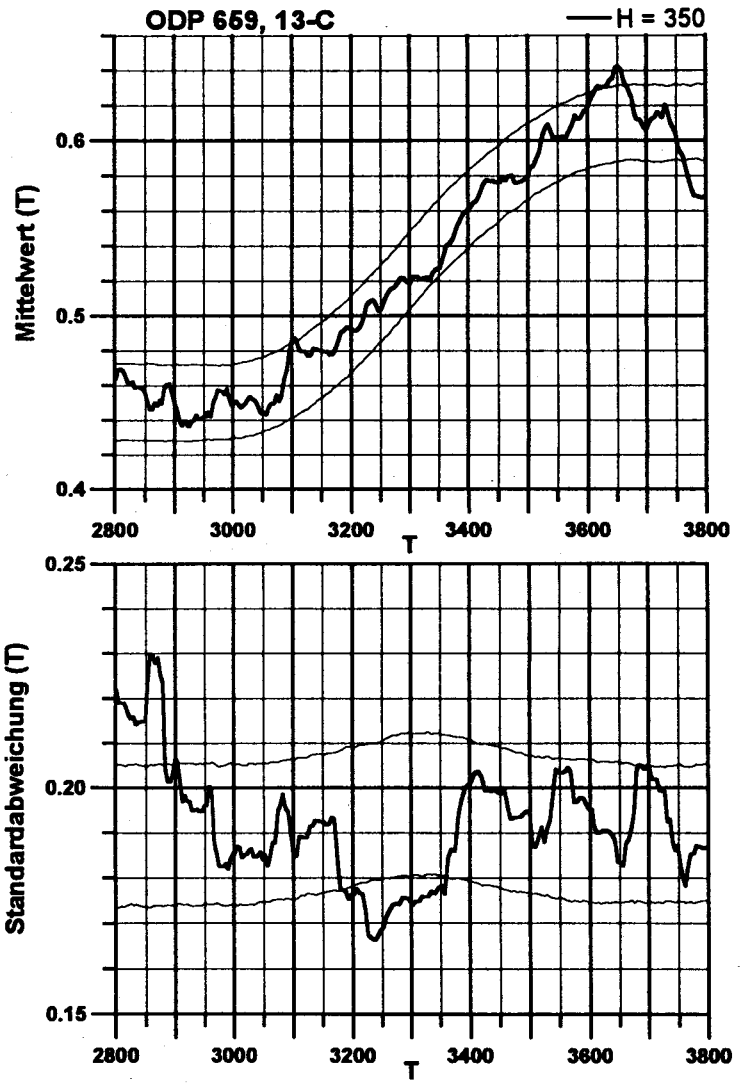


Abbildung A-35: ODP 659, $\delta^{13}C$, getunte Zeitskala, Übergang D, optimale Hypothese; 68.3 %-Konfidenzintervall (2500 Simulationen), H = 350.

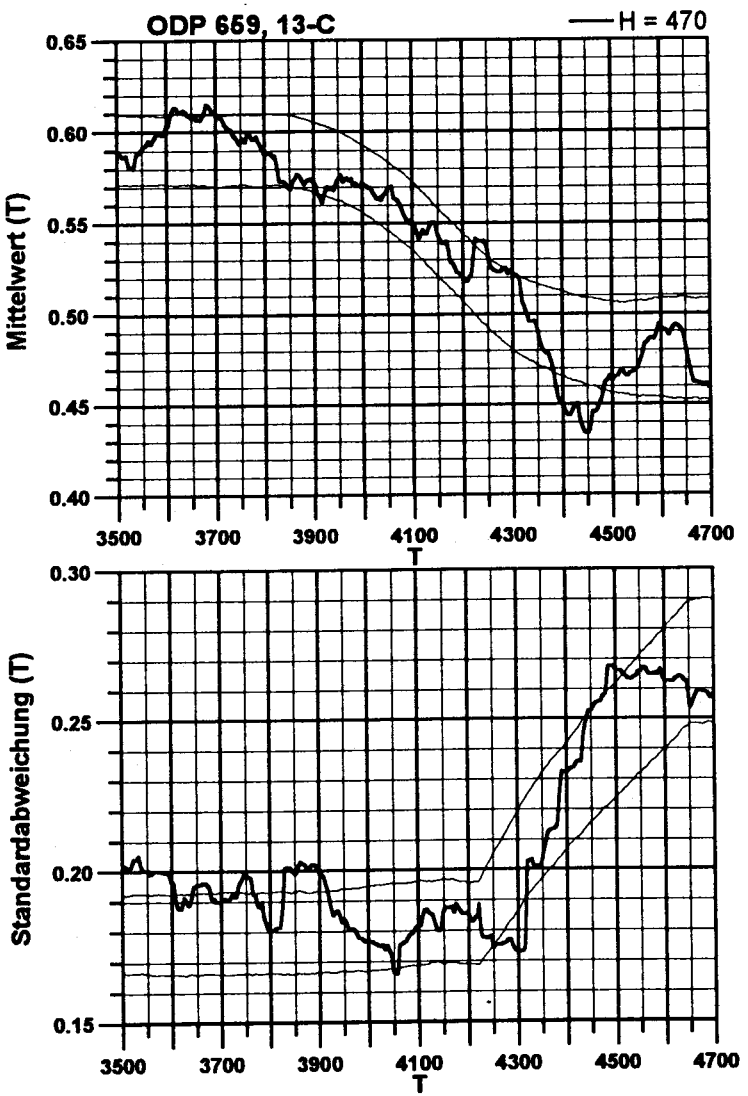


Abbildung A-36: ODP 659, $\delta^{13}C$, getunte Zeitskala, Übergang E, Interpretation "langsam", optimale Hypothese; 68.3 %-Konfidenzintervall (2500 Simulationen), H = 470.

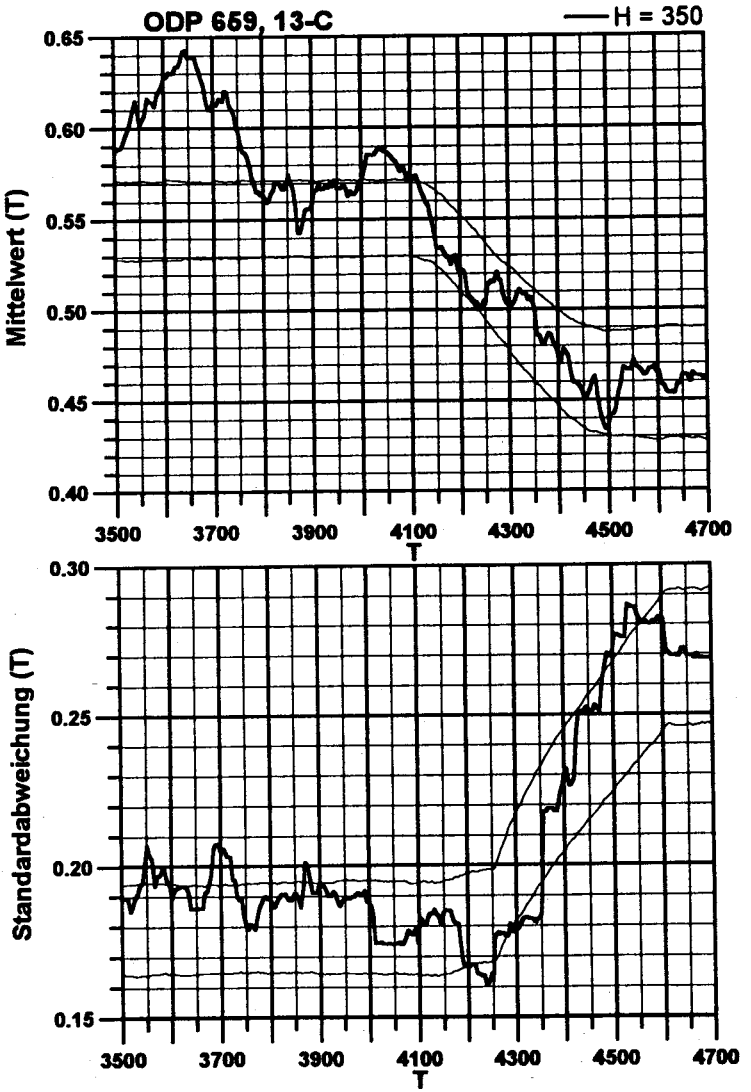


Abbildung A-37: ODP 659, $\delta^{13}C$, getunte Zeitskala, Übergang E, Interpretation "abrupt", optimale Hypothese; 68.3 %-Konfidenzintervall (2500 Simulationen), H = 350.

ODP 677, $\delta^{13}C$, getunte Zeitskala (Abbildungen A-38 bis A-42)

Der Mittelwertverlauf zeigt zwei Zunahmen des mittleren $\delta^{13}C$-Wertes (Übergänge A, C) sowie zwei Abnahmen (B, D). Es wird bei Übergang B ein mögliches Plateau bei $T \approx 1050$ ka festgestellt (Abb. A-40). Eine Einbeziehung desselben in die Interpretation ("zweiteiliger Übergang") wird jedoch abgelehnt; Übergang D ist sehr markant (Abb. A-42).

Übergang A (Abb. A-39):
$T1MW = 670 \pm 16$, $MW1 = -0.36 \pm 0.01$, $T2MW = 696 \pm 16$, $MW2 = -0.61 \pm 0.01$,
($T_M = 683 \pm 16$, $T_0 = 26 \pm 10$),
$T1STD = 640 \pm 20$, $STD1 = 0.24 \pm 0.01$, $T2STD = 640 \pm 20$, $STD2 = 0.18 \pm 0.01$;
Übergang B (Abb. A-40):
$T1MW = 947 \pm 35$, $MW1 = -0.66 \pm 0.01$, $T2MW = 1043 \pm 35$, $MW2 = -0.41 \pm 0.01$,
($T_M = 995 \pm 35$, $T_0 = 96 \pm 18$),
$T1STD = 1030 \pm 50$, $STD1 = 0.16 \pm 0.01$, $T2STD = 1200 \pm 50$, $STD2 = 0.24 \pm 0.01$;
Übergang C (Abb. A-41):
$T1MW = 2030 \pm 17$, $MW1 = -0.53 \pm 0.01$, $T2MW = 2070 \pm 17$, $MW2 = -0.67 \pm 0.01$,
($T_M = 2050 \pm 17$, $T_0 = 40 \pm 8$),
$T1STD = 2300 \pm 50$, $STD1 = 0.18 \pm 0.01$, $T2STD = 2500 \pm 50$, $STD2 = 0.26 \pm 0.01$;
Übergang D (Abb. A-42):
$T1MW = 2630 \pm 36$, $MW1 = -0.69 \pm 0.01$, $T2MW = 2730 \pm 36$, $MW2 = -0.31 \pm 0.01$,
($T_M = 2680 \pm 36$, $T_0 = 100 \pm 20$),
$STD1 = STD2 = 0.23 \pm 0.01$ (konstant).

Der Standardabweichungsverlauf zeigt für $T < \approx 2300$ ka eine generelle, schwache, ungefähr lineare Zunahme. Für $T \approx 2650$ ka befindet sich ein Bereich deutlich erhöhter Werte. Diese Aufwölbung wird zwar in der Zeit ausgezeichnet durch den abrupten Mittelwert-Übergang D nachgebildet, jedoch kann die volle Stärke nicht nachgebildet werden (Abb. A-42). Es wird deshalb geschlossen, daß dieser Bereich erhöhter Standardabweichung zum Teil auch ein eigenes Charakteristikum darstellt, ein Intervall erhöhter Schwankungen. Von dem ungefähr linearen Verlauf weicht nennenswert höchstens ein Bereich verminderter Variabilität bei $T \approx 870$ ka ab. Die lineare Regression über das Intervall $T < 2300$ ka ergibt:

$$STD(T)\ [‰ \text{ vs. PDB}] = 0.24 \pm 0.01 - 0.0215 \pm 0.0008 \times T\ [\text{Ma}],$$

ein Parabel-Fit würde keine Verbesserung erbringen.

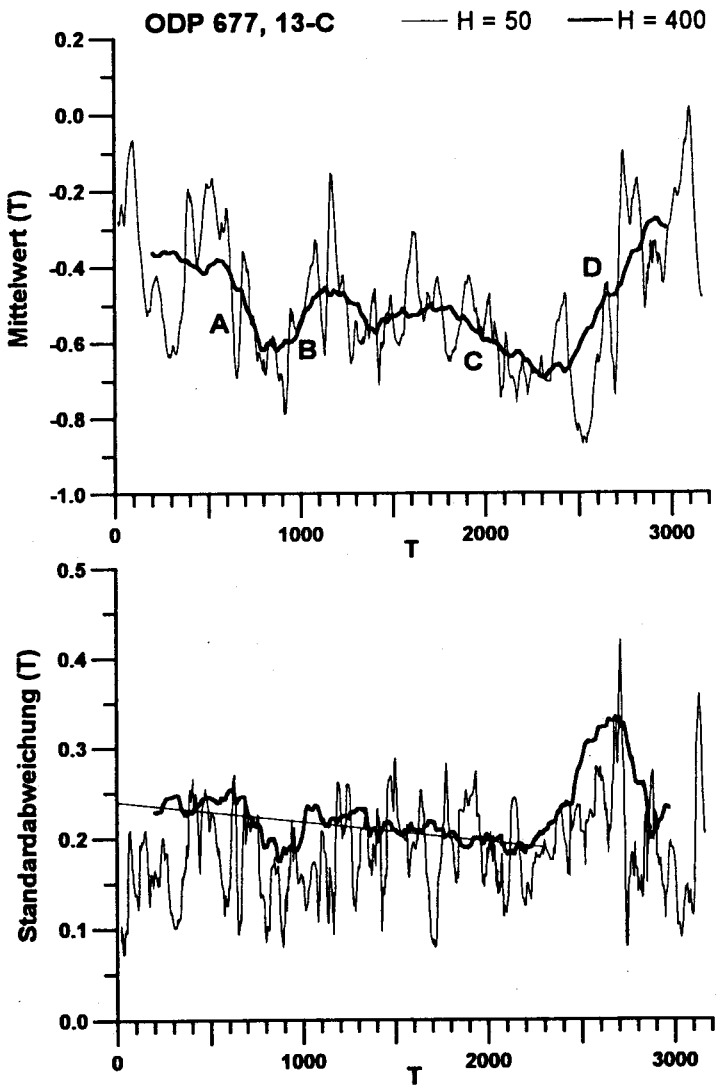


Abbildung A-38: ODP 677, $\delta^{13}C$, getunte Zeitskala, Mittelwert(T), Standardabweichung(T) für H = 50, 400; Übergänge A, B, C, D (Mittelwert); linearer Fit (Standardabweichung).

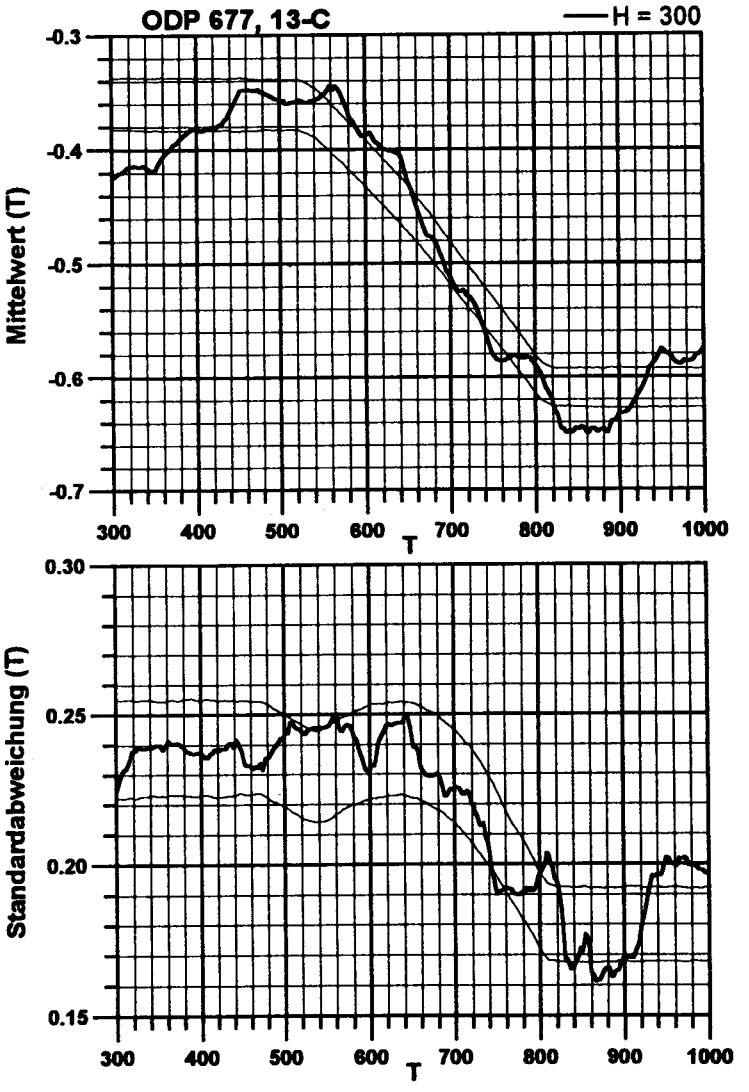


Abbildung A-39: ODP 677, $\delta^{13}C$, getunte Zeitskala, Übergang A, optimale Hypothese; 68.3 %-Konfidenzintervall (2500 Simulationen), H = 300.

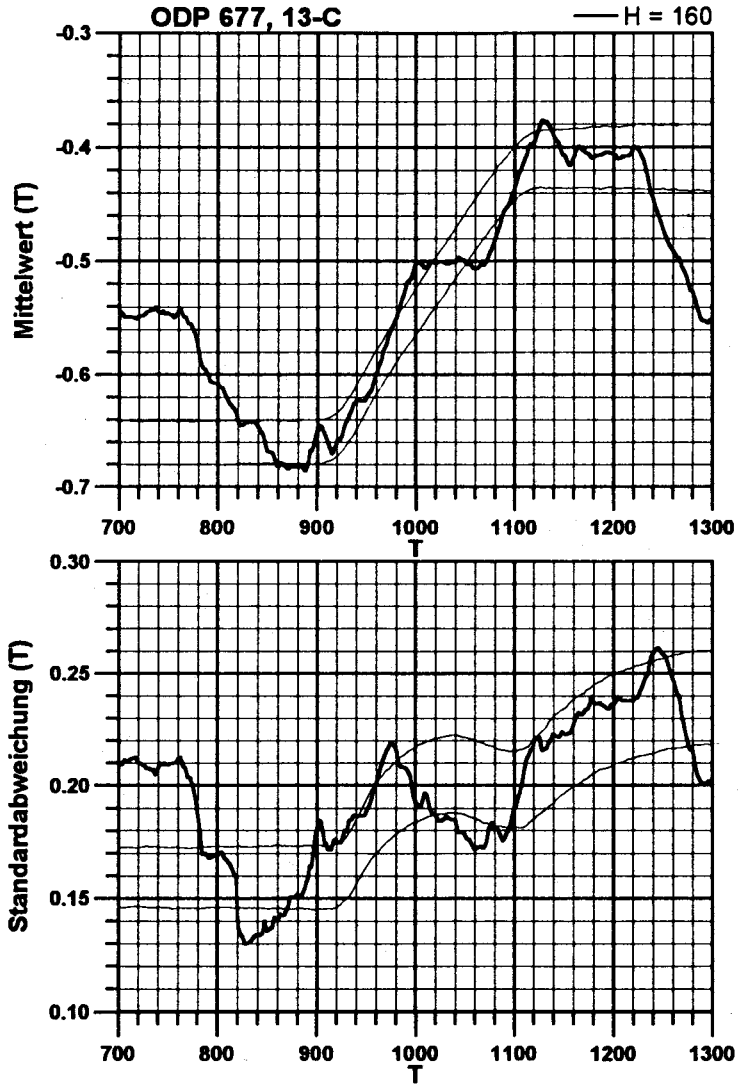


Abbildung A-40: ODP 677, $\delta^{13}C$, getunte Zeitskala, Übergang B, optimale Hypothese; 68.3 %-Konfidenzintervall (2500 Simulationen), H = 160.

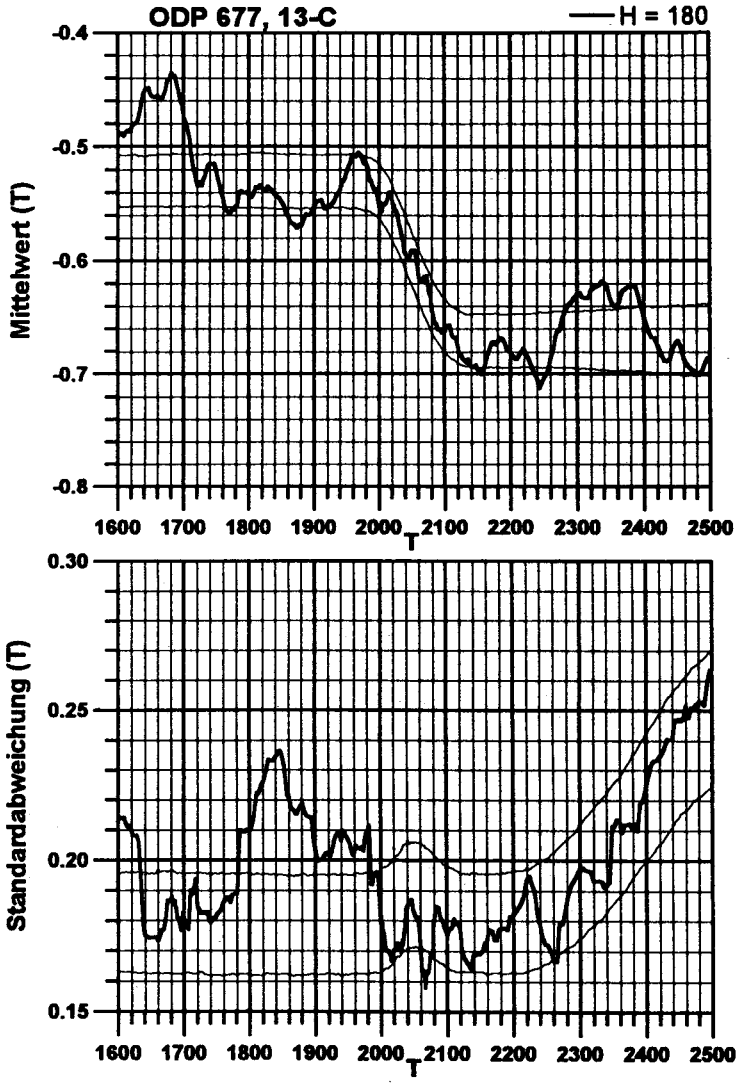


Abbildung A-41: ODP 677, $\delta^{13}C$, getunte Zeitskala, Übergang C, optimale Hypothese; 68.3 %-Konfidenzintervall (2500 Simulationen), H = 180.

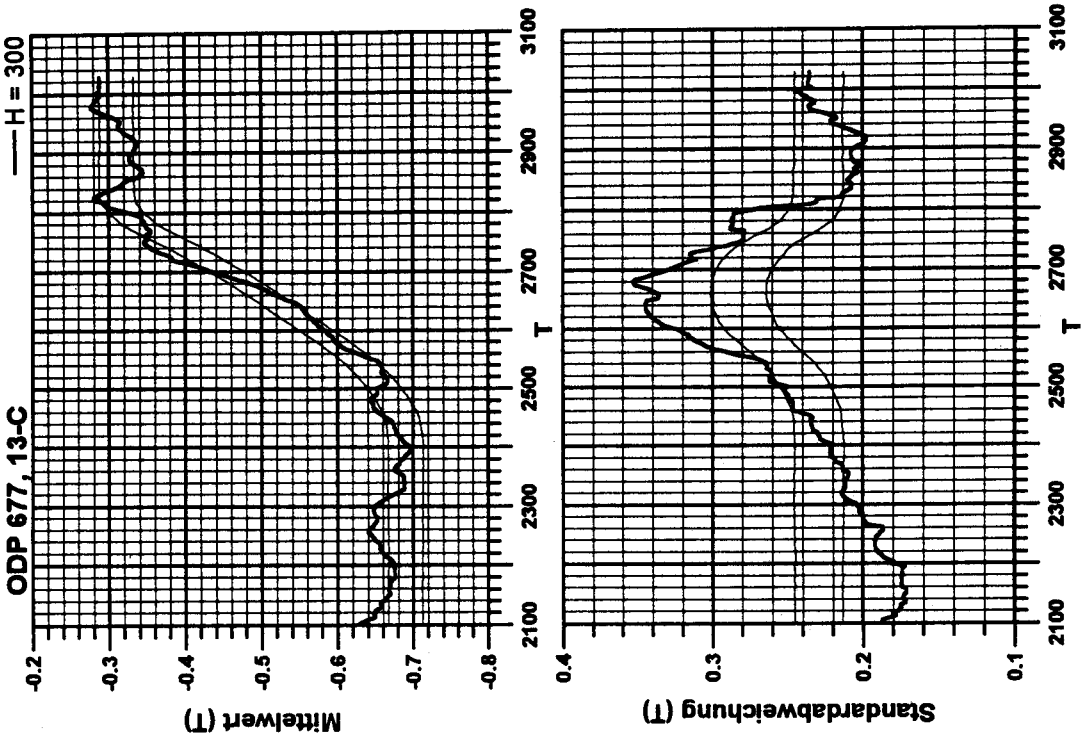


Abbildung A-42: ODP 677, $\delta^{13}C$, getunte Zeitskala, Übergang D, optimale Hypothese; 68.3 %-Konfidenzintervall (2500 Simulationen), H = 300.

ODP 659, Staub-Akkumulationsrate, getunte Zeitskala (Abbildungen A-43 bis A-47)

Der Mittelwertverlauf zeigt drei Zunahmen der mittleren Staub-AR (Übergänge A, B, D) sowie eine Abnahme (C). Darüber hinaus wird ein markanter Bereich erniedrigter Staubflüsse bei $T \approx 1750$ ka festgestellt (Abb. A-43), der sich jedoch nicht mit einer Stufenfunktion befriedigend beschreiben läßt. Bei Übergang B treten eventuell ein oder mehrere — je nach Fensterbreite — Zwischenplateaus auf (Abb. A-43, A-45), die jedoch nicht in eine Interpretation (als mehrteiliger Übergang) einbezogen werden.

Übergang A (Abb. A-44):
$T1MW = 685 \pm 27$, $MW1 = 12.10 \pm 0.10$, $T2MW = 735 \pm 27$, $MW2 = 10.25 \pm 0.05$,
($T_M = 710 \pm 27$, $T_0 = 50 \pm 15$),
$T1STD = 680 \pm 20$, $STD1 = 5.50 \pm 0.10$, $T2STD = 770 \pm 20$, $STD2 = 4.00 \pm 0.05$;
Übergang B (Abb. A-45):
$T1MW = 2157 \pm 47$, $MW1 = 10.05 \pm 0.05$, $T2MW = 3459 \pm 47$, $MW2 = 6.55 \pm 0.05$,
($T_M = 2808 \pm 47$, $T_0 = 1302 \pm 15$),
$T1STD = 2500 \pm 50$, $STD1 = 4.80 \pm 0.05$, $T2STD = 3500 \pm 50$, $STD2 = 3.10 \pm 0.05$;
Übergang C (Abb. A-46):
$T1MW = 3711 \pm 35$, $MW1 = 6.20 \pm 0.05$, $T2MW = 3829 \pm 35$, $MW2 = 10.05 \pm 0.05$,
($T_M = 3770 \pm 35$, $T_0 = 118 \pm 12$),
$T1STD = 3700 \pm 25$, $STD1 = 2.50 \pm 0.05$, $T2STD = 3800 \pm 25$, $STD2 = 5.65 \pm 0.05$;
Übergang D (Abb. A-47):
$T1MW = 4306 \pm 43$, $MW1 = 9.60 \pm 0.10$, $T2MW = 4404 \pm 43$, $MW2 = 6.00 \pm 0.05$,
($T_M = 4355 \pm 43$, $T_0 = 98 \pm 15$),
$T1STD = 4300 \pm 50$, $STD1 = 5.05 \pm 0.05$, $T2STD = 4350 \pm 50$, $STD2 = 3.40 \pm 0.05$.

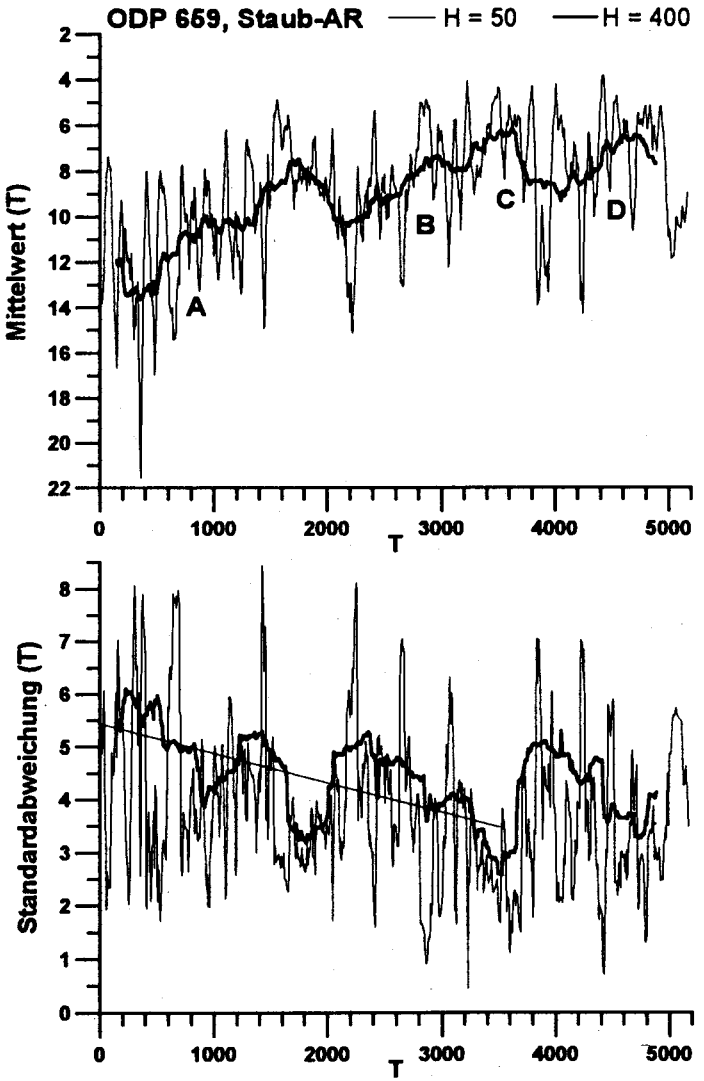


Abbildung A-43: ODP 659, Staub-AR, getunte Zeitskala, Mittelwert(T), Standardabweichung(T) für H = 50, 400; Übergänge A, B, C, D (Mittelwert); linearer Fit (Standardabweichung).

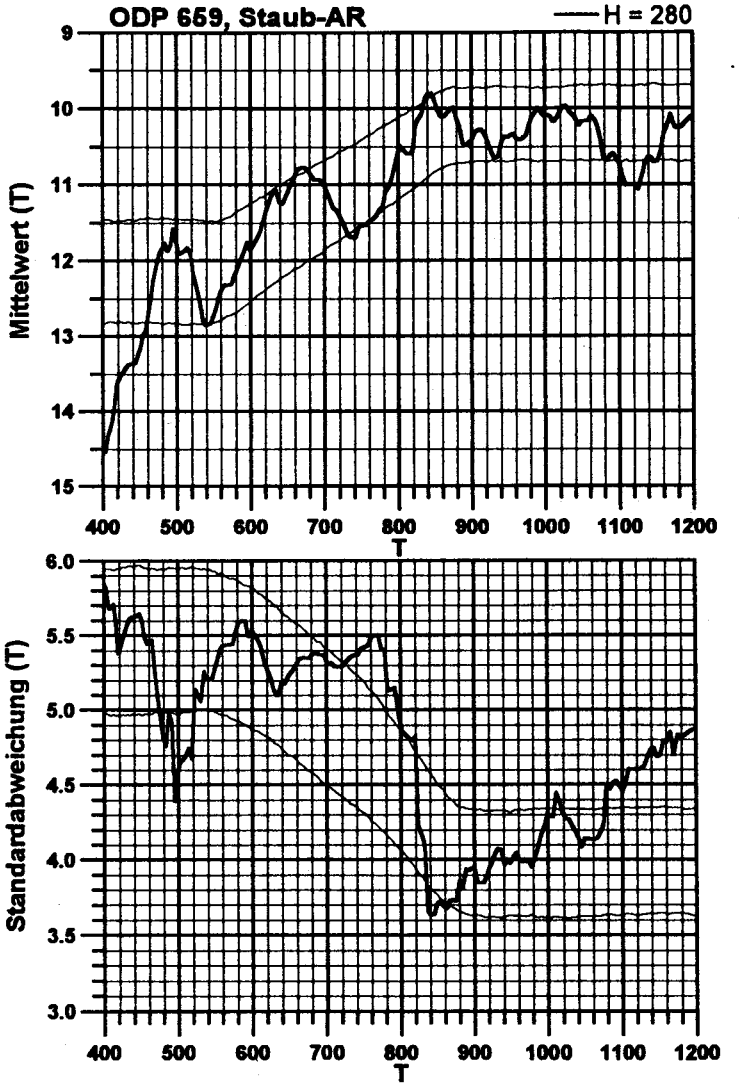


Abbildung A-44: ODP 659, Staub-AR, getunte Zeitskala, Übergang A, optimale Hypothese; 68.3 %-Konfidenzintervall (2500 Simulationen), H = 280.

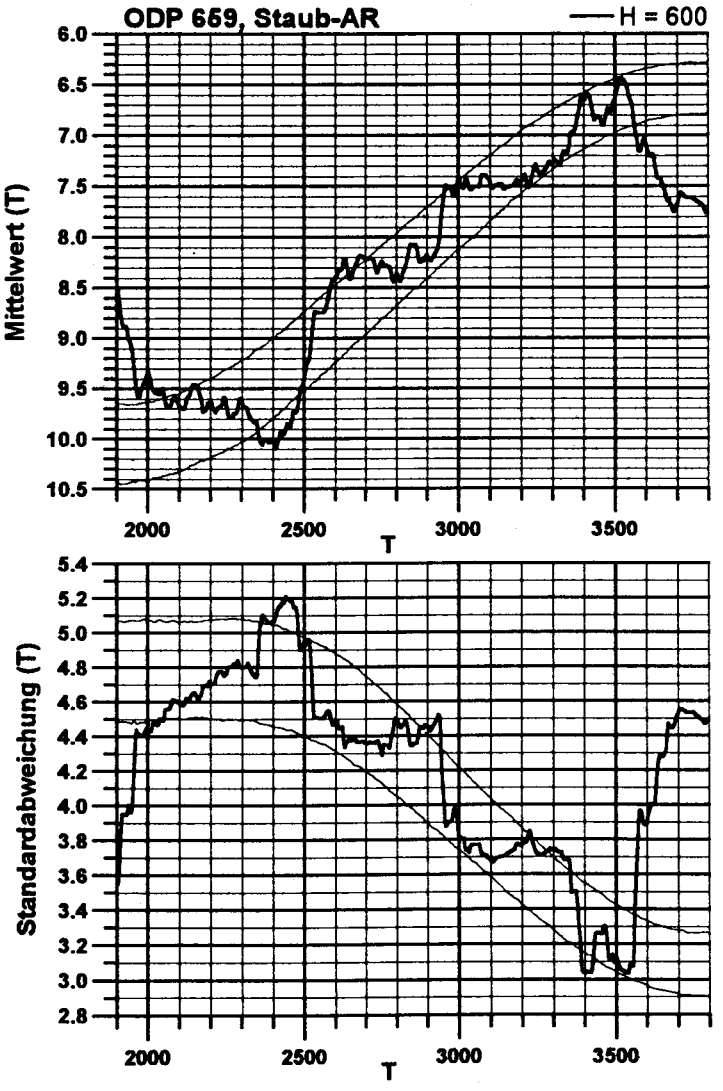


Abbildung A-45: ODP 659, Staub-AR, getunte Zeitskala, Übergang B, optimale Hypothese; 68.3 %-Konfidenzintervall (2500 Simulationen), $H = 600$.

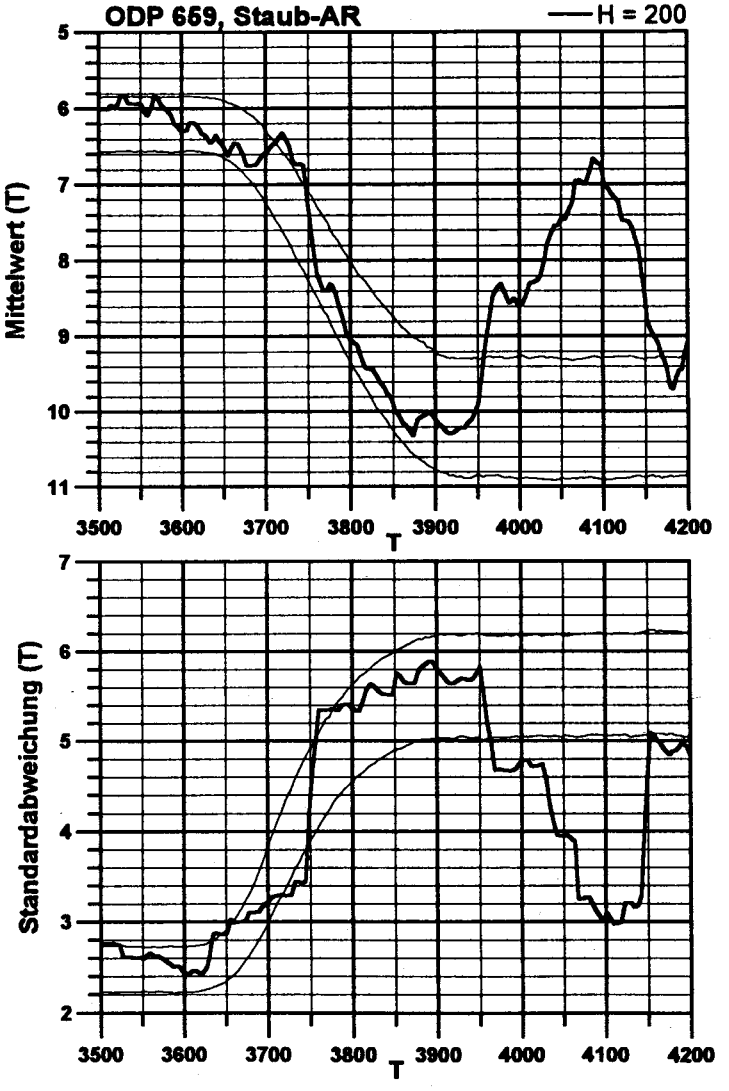


Abbildung A-46: ODP 659, Staub-AR, getunte Zeitskala, Übergang C, optimale Hypothese; 68.3 %-Konfidenzintervall (2500 Simulationen), $H = 200$.

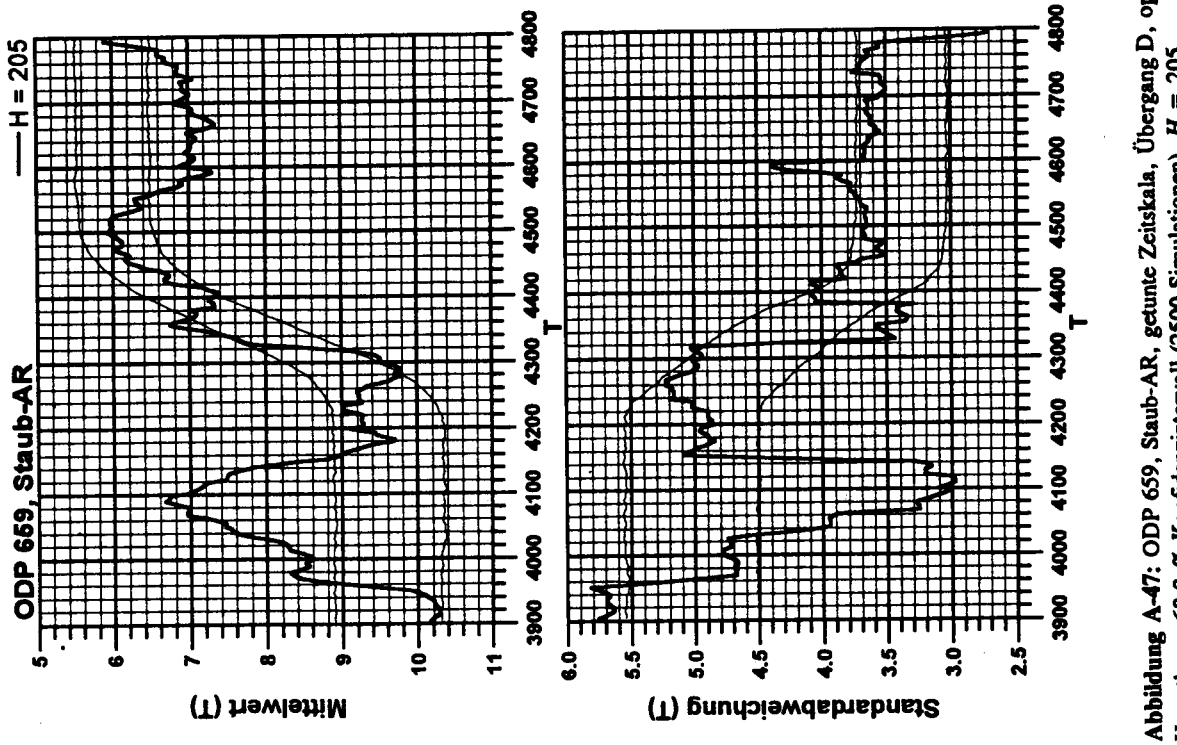


Abbildung A-47: ODP 659, Staub-AR, getunte Zeitskala, Übergang D, optimale Hypothese; 68.3 %-Konfidenzintervall (2500 Simulationen), H = 205.

Der Standardabweichungsverlauf zeigt, sehr grob betrachtet, eine generelle Zunahme der Variabilität, die seit $T \approx 3500$ ka etwas deutlicher wird. Es sind darüber hinaus 4 Bereiche ($T \approx 400$ ka, 1400 ka, 2500 ka und ca. 3900 - 4300 ka), jeder mit einer nicht unbeträchtlichen zeitlichen Spanne, mit deutlich erhöhter Schwankungsstärke vorhanden (Abb. A-43). Keiner dieser Bereiche wird durch einen entsprechenden Mittelwert-Übergang hervorgerufen (vgl. Abbildungen A-44 bis A-47). Die lineare Regression des Standardabweichungsverlaufes für den Bereich $T < 3500$ ka ergibt:

$$STD(T)\ [g/(m^2\ a)] = 5.44 \pm 0.05 - 0.57 \pm 0.03 \times T\ [Ma],$$

ein Parabel-Fit würde keine Verbesserung erbringen.

ODP 882, U_K^{37}-Temperaturindex (Abbildungen A-48 bis A-54)

Die U_K^{37}-Zeitreihe zeigt im Zeitintervall [3000 ka; 4700 ka] eine derart grobe Zeitauflösung (Tabelle 1b), daß kein Mittelwert- oder Standardabweichungsverlauf darin untersucht wird. Für den kurzen Zeitbereich [4700 ka; 5300 ka] ist es nicht sinnvoll, als breites Fenster den Wert $H = 400$ zu verwenden, es wird $H = 100$ genommen. Der Mittelwertverlauf zeigt drei Zunahmen des mittleren U_K^{37}-Wertes (Übergänge B, C, D) sowie eine sehr markante Abnahme (A). Für Übergang A (Abb. A-50, A-51) werden zwei Interpretationen (einteilig/zweiteilig), entsprechend lokalen Minima der Bewertungsfunktion (vgl. Anhang A.2), gefunden. (Unter der Interpretation "zweiteilig" wird gefordert: *MW2* (1. Teil) = *MW1* (2. Teil).) Für die Interpretation "zweiteilig" spricht, daß die Aufwölbung des Standardabweichungsverlaufs bei $T \approx 1700$ ka gut nachgebildet wird (Abb. A-51).

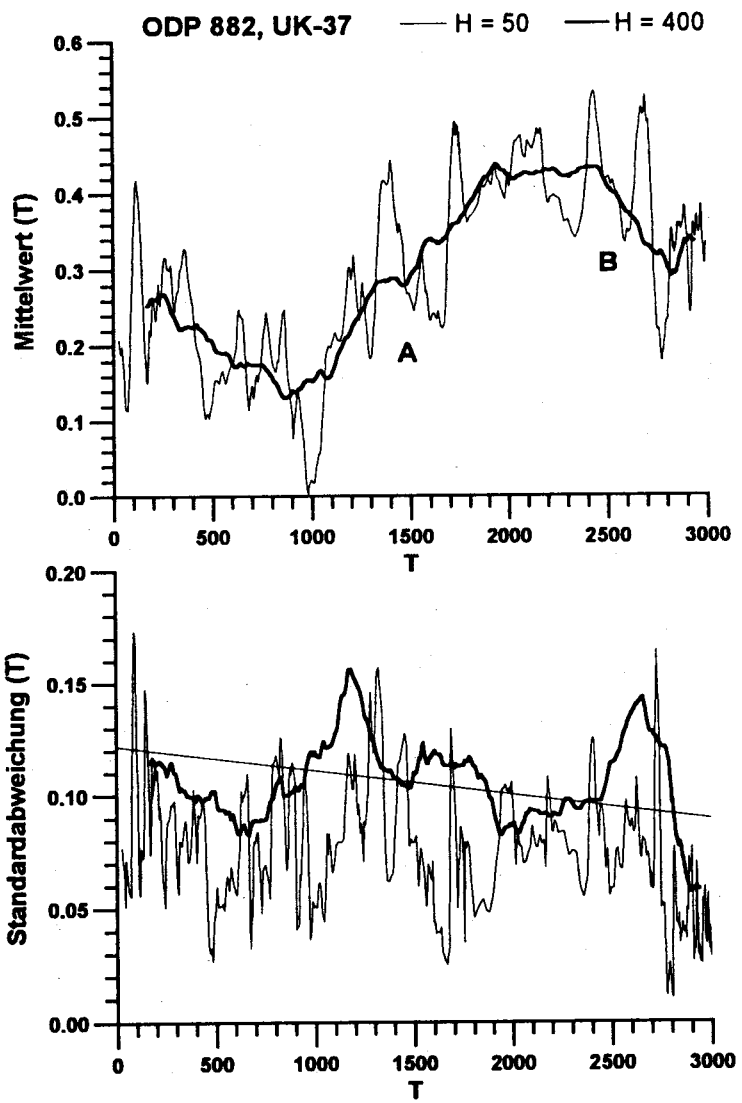


Abbildung A-48: ODP 882, U_K^{37}, [0; 3000 ka], Mittelwert(*T*), Standardabweichung(*T*) für H = 50, 400; Übergänge A, B, (Mittelwert); linearer Fit (Standardabweichung).

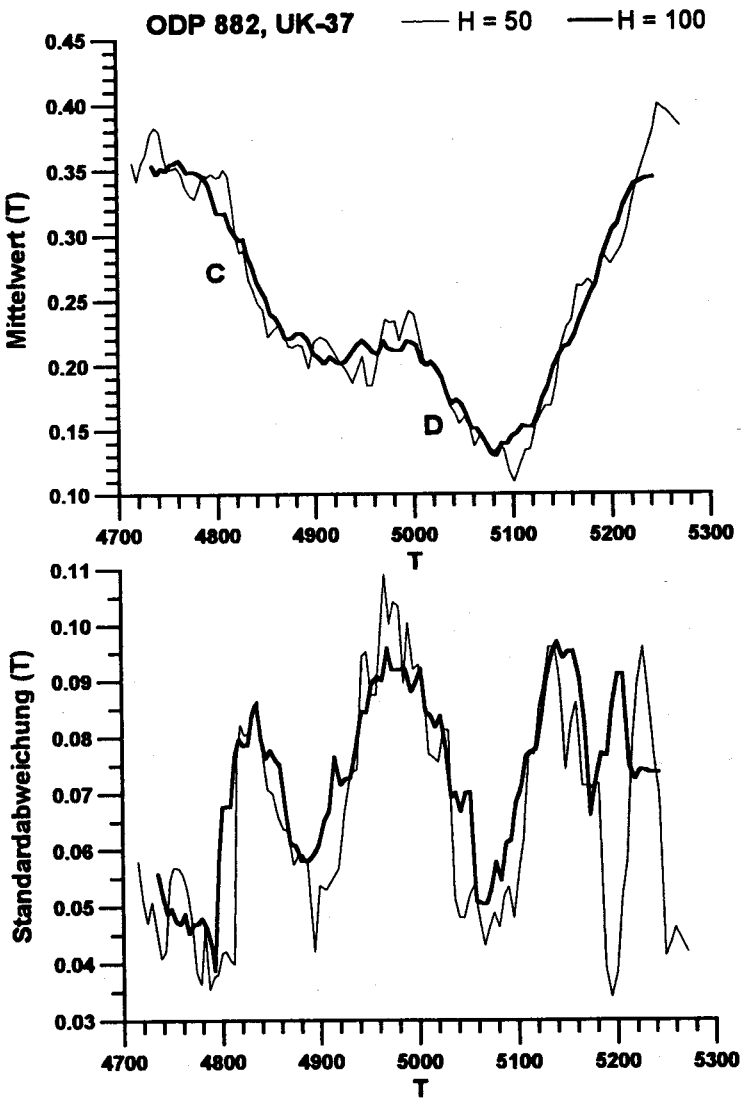


Abbildung A-49: ODP 882, U_K^{37}, [4700 ka; 5300 ka], Mittelwert(*T*), Standardabweichung(*T*) für H = 50, 100; Übergänge C, D (Mittelwert).

Übergang A, Interpretation "einteilig" (Abb. A-50):
$T1MW = 1030 \pm 35$, $MW1 = 0.15 \pm 0.01$, $T2MW = 1860 \pm 35$, $MW2 = 0.42 \pm 0.01$,
($T_M = 1445 \pm 35$, $T_0 = 830 \pm 20$),
$T1STD = 1800 \pm 50$, $STD1 = 0.11 \pm 0.01$, $T2STD = 1900 \pm 50$, $STD2 = 0.08 \pm 0.01$;
Übergang A, Interpretation "zweiteilig" (Abb. A-51),
erster Teil:
$T1MW = 1076 \pm 50$, $MW1 = 0.10 \pm 0.01$, $T2MW = 1198 \pm 50$, $MW2 = 0.30 \pm 0.01$,
($T_M = 1137 \pm 50$, $T_0 = 122 \pm 18$);
zweiter Teil:
$T1MW = 1690 \pm 13$, $MW1 = 0.30 \pm 0.01$, $T2MW = 1700 \pm 13$, $MW2 = 0.43 \pm 0.01$,
($T_M = 1695 \pm 13$, $T_0 = 10 \pm 4$);
$T1STD = 1800 \pm 50$, $STD1 = 0.11 \pm 0.01$, $T2STD = 1900 \pm 50$, $STD2 = 0.08 \pm 0.01$;
Übergang B (Abb. A-52):
$T1MW = 2710 \pm 20$, $MW1 = 0.43 \pm 0.01$, $T2MW = 2715 \pm 20$, $MW2 = 0.33 \pm 0.01$,
($T_M = 2713 \pm 20$, $T_0 = 5 \pm 3$),
$T1STD = 2750 \pm 50$, $STD1 = 0.115 \pm 0.005$, $T2STD = 2800 \pm 50$, $STD2 = 0.06 \pm 0.01$;
Übergang C (Abb. A-53):
$T1MW = 4792 \pm 25$, $MW1 = 0.35 \pm 0.01$, $T2MW = 4880 \pm 25$, $MW2 = 0.20 \pm 0.01$,
($T_M = 4836 \pm 25$, $T_0 = 88 \pm 15$),
$T1STD = 4790 \pm 50$, $STD1 = 0.045 \pm 0.005$, $T2STD = 4960 \pm 50$, $STD2 = 0.09 \pm 0.01$;
Übergang D (Abb. A-54):
$T1MW = 5009 \pm 20$, $MW1 = 0.215 \pm 0.005$, $T2MW = 5022 \pm 20$, $MW2 = 0.160 \pm 0.005$,
($T_M = 5015 \pm 20$, $T_0 = 13 \pm 7$),
$T1STD = 5000 \pm 50$, $STD1 = 0.085 \pm 0.010$, $T2STD = 5050 \pm 50$, $STD2 = 0.065 \pm 0.010$.

Der Standardabweichungsverlauf zeigt im jüngeren der untersuchten Zeitintervalle, für $T < \approx 3000$ ka, eine generelle, ungefähr lineare Zunahme hin zu jungen Altern. Diesem Trend sitzen jedoch 3 Bereiche erhöhter Standardabweichung auf: (1) eine deutliche Erhöhung bei $T \approx 2700$ ka, die — allerdings nur zum Teil — durch den sehr abrupten festgestellten Übergang B im Mittelwert bewirkt wird (Abb. A-52), ein gewisser Beitrag "eigener" erhöhter Variabilität ist zusätzlich vorhanden; (2) die Aufwölbung im Standardabweichungsverlauf bei $T \approx 1700$ ka könnte ausschließlich auf einen abrupten Mittelwert-Übergang (Übergang A, Interpretation "zweiteilig", zweiter Teil) zurückzuführen sein (Abb. A-51); (3) die deutlich erhöhte Schwankungsstärke bei $T \approx 1350$ ka dagegen wird als ausschließlich eigenes Charakteristikum betrachtet, vgl. Abbildung A-51. Bereiche erhöhter "eigener" Variabilität liegen wahrscheinlich auch bei $T \approx 4840$ ka, 4980 ka und 5150 ka vor (Abb. A-49, A-53). Die lineare Regression über den Bereich $T < 3000$ ka ergibt:

$$STD(T) = 0.12 \pm 0.01 - 0.010 \pm 0.004 \times T\,[\mathrm{Ma}],$$

ein Parabel-Fit würde keine nennenswerte Verbesserung erbringen.

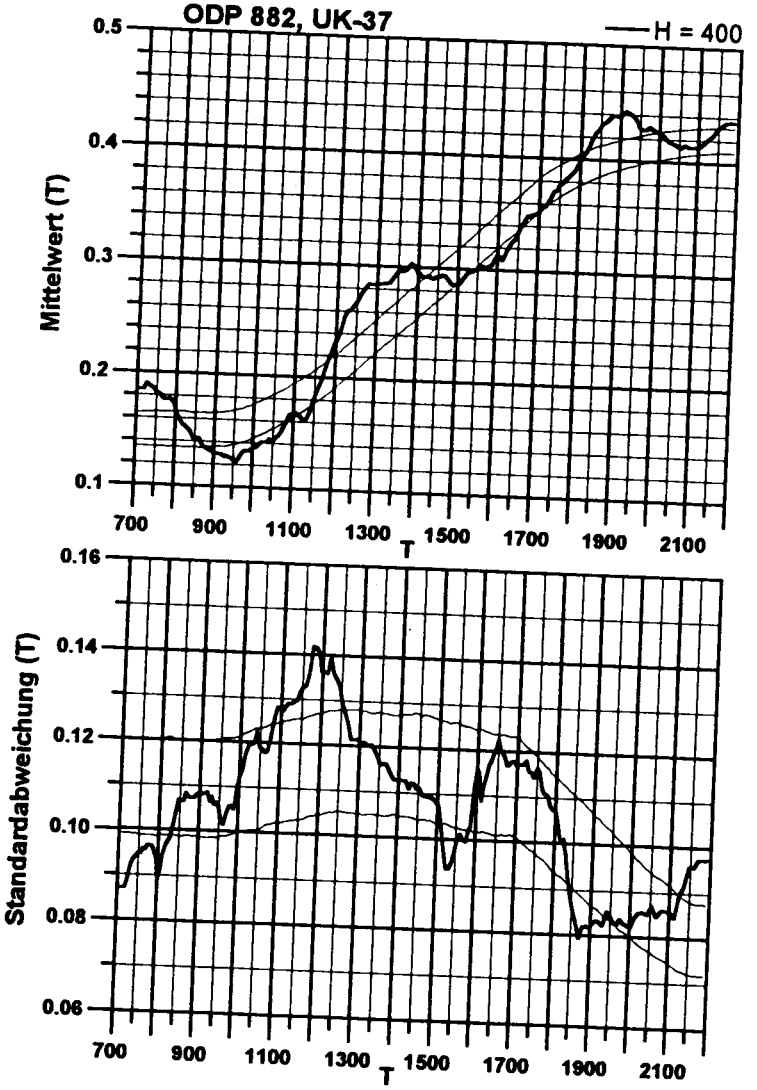


Abbildung A-50: ODP 882, U_K^{37}, Übergang A, Interpretation "einteilig", optimale Hypothese; 68.3 %-Konfidenzintervall (2500 Simulationen), H = 400.

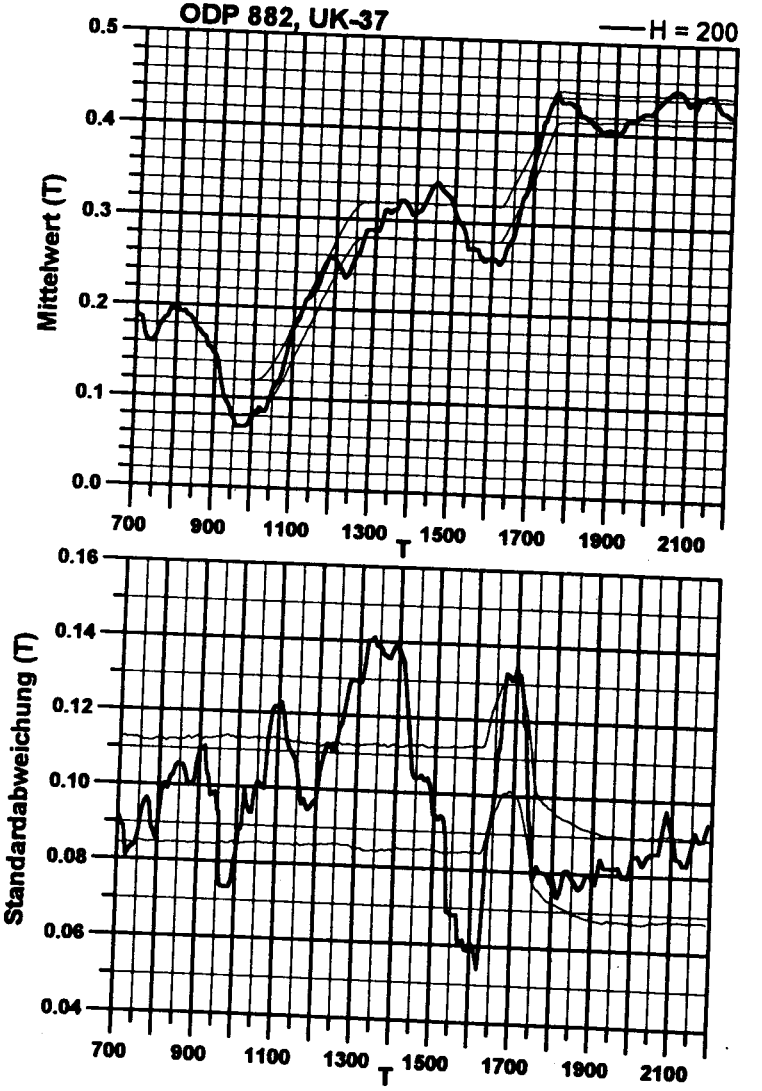


Abbildung A-51: ODP 882, U_K^{37}, Übergang A, Interpretation "zweiteilig", optimale Hypothese; 68.3 %-Konfidenzintervall (2500 Simulationen), H = 200.

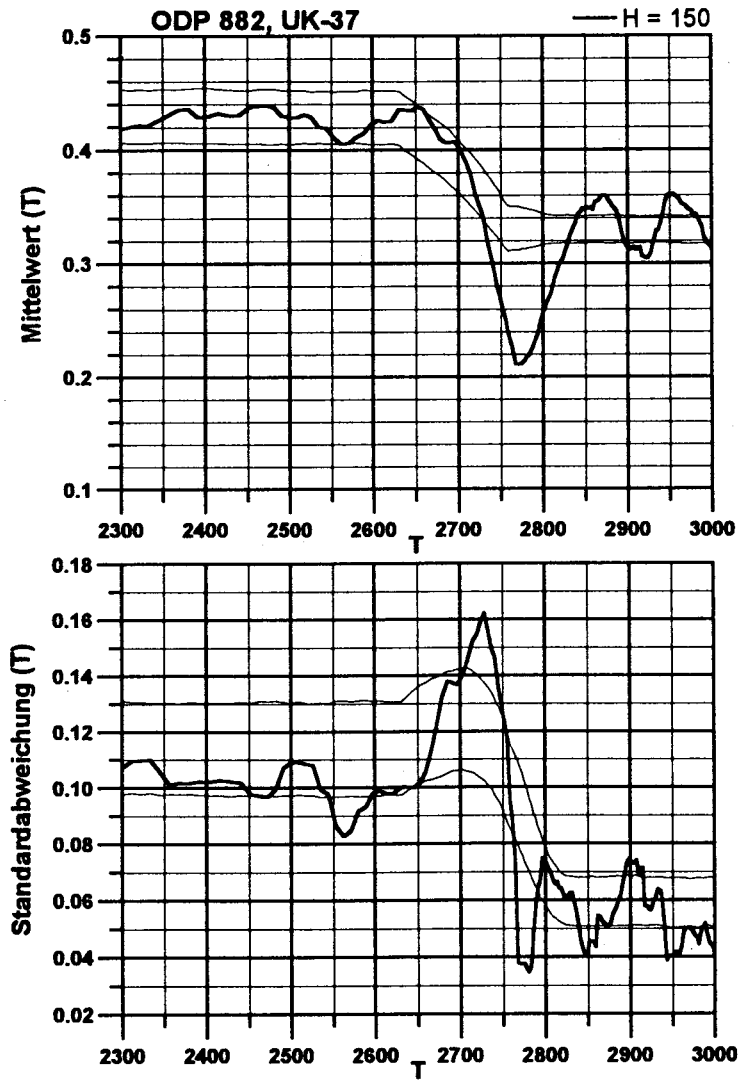


Abbildung A-52: ODP 882, U_K^{37}, Übergang B, optimale Hypothese; 68.3 %-Konfidenzintervall (2500 Simulationen), H = 150.

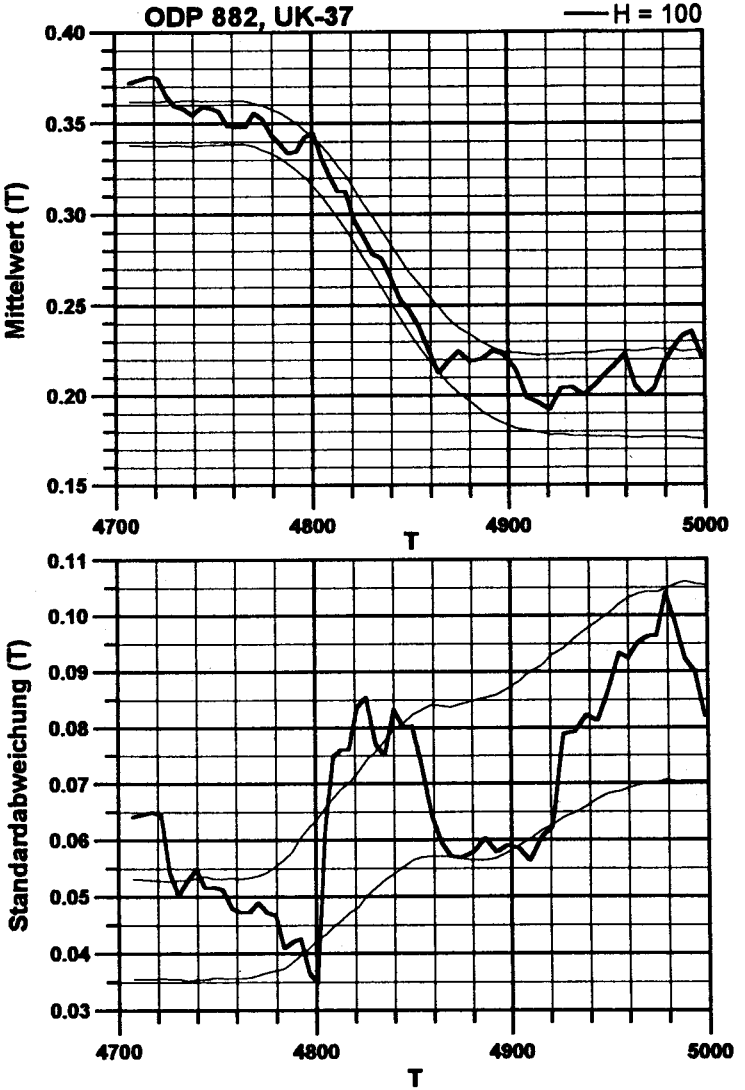


Abbildung A-53: ODP 882, U_K^{37}, Übergang C, optimale Hypothese; 68.3 %-Konfidenzintervall (2500 Simulationen), H = 100.

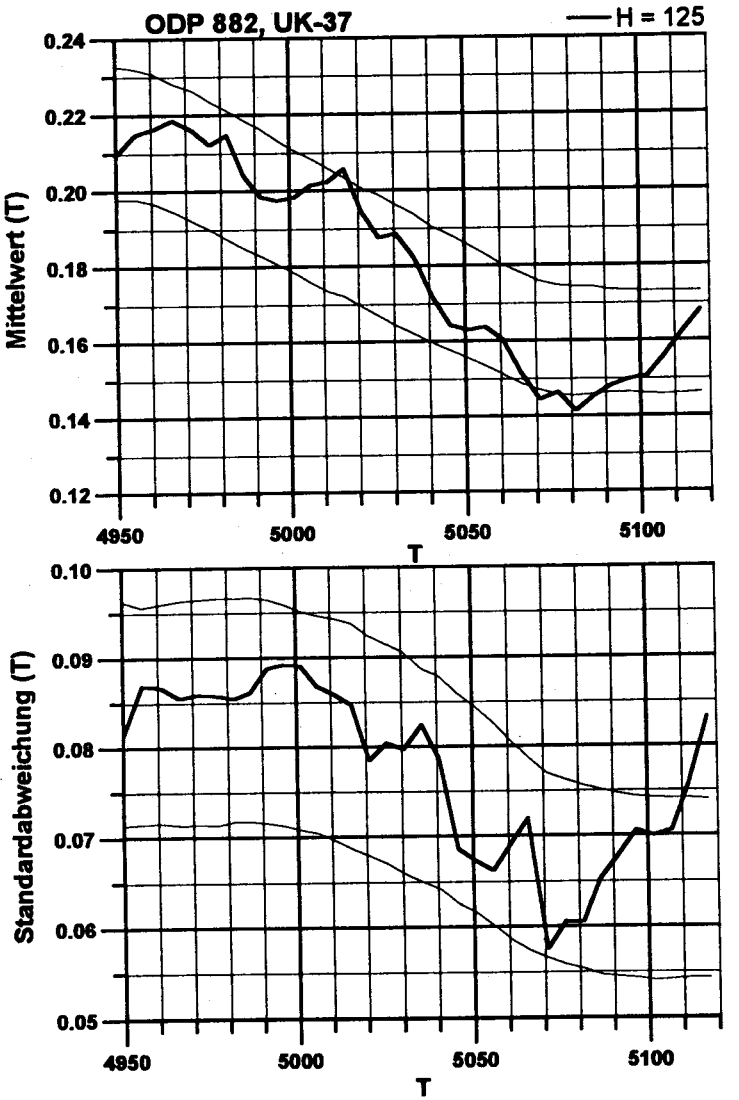


Abbildung A-54: ODP 882, U_K^{37}, Übergang D, optimale Hypothese; 68.3 %-Konfidenzintervall (2500 Simulationen), H = 125.

A. 4 Kernschätzung von Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen: Details zur Berechnung; Simulation der hypothetischen Dichten (zu Kapitel VI)

In Abschnitt VI.2 ist die Schätzung $\hat{f}(x)$ einer Wahrscheinlichkeitsdichte durch Normalverteilungskernfunktionen eingeführt worden. Die Berechnung von $\hat{f}(x)$ orientiert sich bis auf wenige Einzelheiten an Silverman (1986, Abschnitt 3.5), der die rechenökonomisch vorteilhafte Fast-Fourier-Transformation (FFT) verwendet:

$\hat{f}(x)$ wird im Intervall $[a, b]$ bestimmt. Es wird $a = X_{min} - \frac{1}{2}(X_{max} - X_{min})$, $b = X_{max} + \frac{1}{2}(X_{max} - X_{min})$ gewählt, was der Forderung nach ausreichender Intervallbreite (Silverman 1986, S. 63) genügen sollte. Die Anzahl n_t der Stellen x_k, an denen $\hat{f}(x)$ berechnet wird, muß wegen der FFT eine Potenz von 2 und außerdem groß genug sein, um die quasikontinuierliche Eigenschaft der geschätzten Dichtefunktion zu gewährleisten. Aufgrund eigener, nicht aufgeführter Vorexperimente wird im Gegensatz zu Silverman (1986, S. 63) empfohlen, n_t (statt fest = 128 oder 256) in der Größenordnung der Datenanzahl n zu wählen. Bei sehr weit auseinander liegenden Gipfeln einer Dichte sollte ein noch größeres n_t verwendet werden. Definiere $\delta = (b-a) / (n_t-1)$, $x_k = a + k\delta$ mit $k = 0, 1, \ldots, n_t-1$ und bestimme eine diskrete Gewichtssequenz ξ_k folgendermaßen: Ein Datenpunkt X_i, der in das Intervall $[x_k; x_{k+1}[$ fällt, erzeugt (vgl. Abb. A-55) an der Stelle x_k das Gewicht

$$\frac{1}{n}\frac{1}{\delta^2}(x_{k+1} - X_i), \quad \text{an der Stelle } x_{k+1} \text{ das Gewicht} \quad \frac{1}{n}\frac{1}{\delta^2}(X_i - x_k).$$

Die Summation über die Gewichtsbeiträge aus allen X_i ergibt die Gewichtssequenz ξ_k. Die Glättung der ξ_k, deren Stärke durch die Standardabweichung h der Normalverteilungskernfunktion bestimmt wird, geschieht im Fourierraum: Die ξ_k werden durch diskrete FFT in Y_l, $l = -n_t/2, \ldots, n_t/2$, transformiert, mit dem Dämpfungsfaktor $\mathrm{EXP}(-\frac{1}{2} h^2 [2\pi l / (b-a)]^2)$ multipliziert und anschließend rücktransformiert in die Schätzung $\hat{f}(x_k)$ der Dichte. Diese einfache und rechenökonomische (Geschwindigkeitszuwachs $\approx$ Faktor $n/\mathrm{LOG}_{10}(n)$ im Vergleich zur direkten Berechnung) Bestimmung von $\hat{f}(x)$ ist möglich, weil eine Normalverteilungskernfunktion angesetzt worden ist (Silverman, 1986).

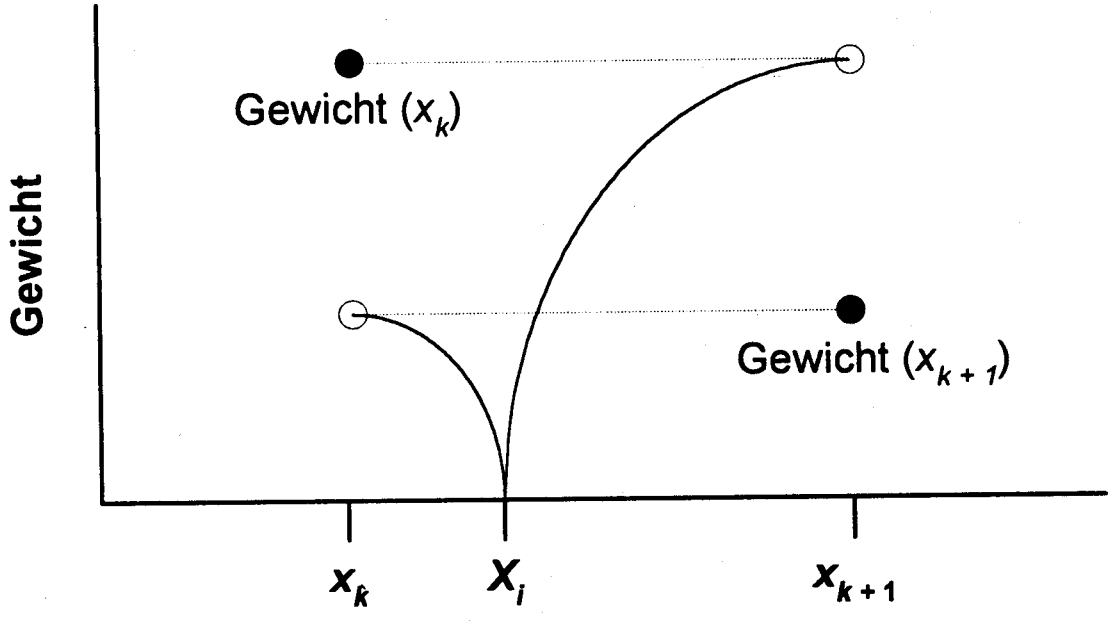


Abbildung A-55: Zur Konstruktion der Gewichtssequenz ξ_k.

Damit ist bei einem genügend großen Startwert von h (es wird 2 $(X_{max} - X_{min})$ verwendet), $\hat{f}(x)$ berechnet. Als nächstes werden die kritischen Fensterbreiten $h_1, h_2, \ldots$ bestimmt. Dabei kann die effiziente binäre Suchmethode verwendet werden, da, im Falle einer Normalverteilungskernfunktion, die Anzahl der Maxima von $\hat{f}(x)$ eine stetige, monoton fallende Funktion von h ist (Silverman 1981). Die Genauigkeit (numerische Konvergenz), mit der die kritischen Fensterbreiten bestimmt werden, sollte ausreichend hoch sein, um eventuell nahe beieinander liegende kritische Fensterbreiten auflösen zu können. Es hat sich (eigene Experimente, nicht aufgeführt) gezeigt, daß eine Genauigkeit von 10^{-7} bis 10^{-8} $(X_{max} - X_{min})$ ausreichend ist.

Die Teststatistik zur Bestimmung der signifikanten Anzahl von Gipfeln der Dichtefunktion ist in Kapitel VI eingeführt worden. Die dazu notwendigen Simulationen der hypothetischen Wahrscheinlichkeitsdichten stellen (Silverman 1981, 1986) eine besondere Form der "smoothed-Bootstrap"-Simulation (Efron 1979) dar:

$$X_{i,\,simul} = \langle X \rangle + \frac{1}{\sqrt{1 + (h/\sigma_x)^2}} \left(X_{i,\,Bootstrap} - \langle X \rangle + h\epsilon \right),$$

wobei $\langle X \rangle$ den Mittelwert und σ_x die Standardabweichung der originalen Werte X_i über den gesamten Wertebereich bezeichnen und $X_{i,\,Bootstrap}$ aus der Menge $\{X_1, \ldots, X_n\}$ mit Zurücklegen gezogen wird. Die Glättung dieser Bootstrap-Werte geschieht durch die standardnormalverteilte Zufallsvariable ϵ, multipliziert mit der jeweils hypothetisch angenommenen kritischen Fensterbreite h. (Es wird der Zufallsgenerator von Park und Miller (1988) und die Routine GASDEV aus Press *et al.* (1989) verwendet.)

Für die Anzahl von Simulationen ist ein Wert von $n_{Bootstrap} = 100$ in fast allen Fällen vollkommen ausreichend (eigene Testrechnungen, nicht aufgeführt); eine Erhöhung auf 400 oder 1000 ergibt keine bedeutende Verbesserung, in Übereinstimmung mit Efron (1982, S. 28).

Zusammengefaßt liegt die hier verwendete Methode der Kernschätzung einer Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion in einer rechenökonomisch vorteilhaften und effizienten Bestimmung der kritischen Fensterbreiten h_i und einer verbesserten Teststatistik (vgl. Abbildung 25), um die wahrscheinlichste Anzahl z von Gipfeln der zugrundeliegenden Dichte zu schätzen.

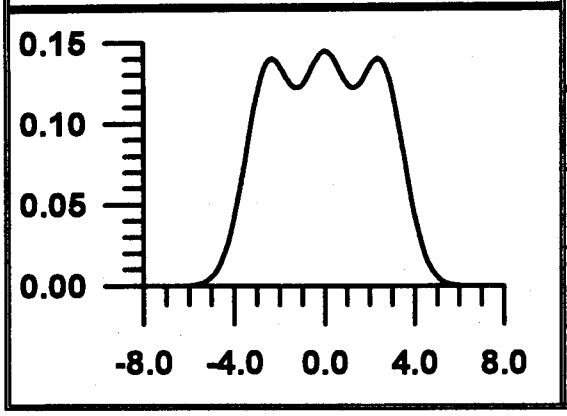
A. 5 Testrechnungen zur Kernschätzung an synthetischen Wahrscheinlichkeitsdichten (zu Kapitel VI)

Die Stärke des in Kapitel VI beschriebenen Tests, mit dem die Dichtefunktion einer Datenmenge auf die signifikante Anzahl von Gipfeln untersucht werden kann, soll anhand folgender Kriterien beurteilt werden: wie gut Gipfel bestimmter Form und Abstand voneinander, bei gegebener Datenanzahl, nachgewiesen werden können. Weiterhin interessiert das Ergebnis des Tests für eine in Wirklichkeit 1-modale Dichte, da nur auf $\geq$ 2 Gipfel getestet werden kann (vgl. Abschnitt VI.2). Dazu werden an synthetischen Datenmengen, bei denen die Form der vorgegebenen Dichten (Summen aus 2 bzw. 3 Standardnormalverteilungen, Abstand der Mittelwerte zwischen 2.5 und 3.5; Summe aus 2 Rechteckverteilungen (Breite = 1.0), Abstand = 1.1 und 1.25; 1 Standardnormalverteilung; 1 Rechteckverteilung (Breite = 1.0)) und die Datenanzahl (n = 100, 500, 1000) variiert werden, durch den Signifikanztest (Abschnitt VI.2) die Wahrscheinlichkeiten für das Vorliegen einer bestimmten Gipfelanzahl ermittelt. Um eine verläßliche Einschätzung zu erzielen, müssen allerdings für eine **identische** Konstellation (vorgegebene Dichte, Datenanzahl n) diese Wahrscheinlichkeiten **mehrfach** (n_{test} mal) bestimmt werden (d. h. mehrfache Stichproben à n Werte), da — bei endlicher Datenanzahl n — auch die Stichproben Schwankungen unterliegen (und es z. B. vorstellbar ist, daß eine in Wirklichkeit 3-modale Dichte eine 2-modale Stichprobe erzeugt).

Die einzelnen untersuchten Dichtefunktionen sowie die Nachweiswahrscheinlichkeiten (Anzahl der Gipfel) bei gegebener Datenanzahl n dafür sind in Abb. A-56 aufgeführt. Die Ergebnisse zusammengefaßt:

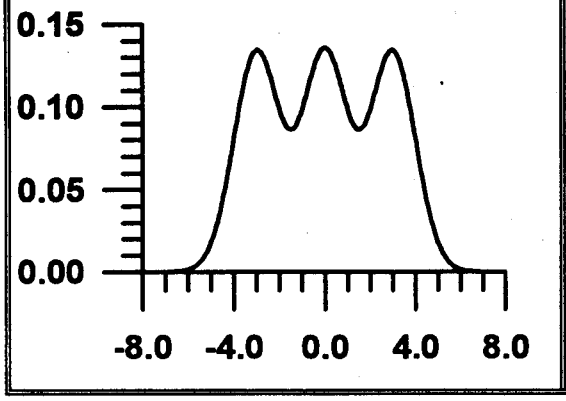
- Die Gipfel einer Dichtefunktion können durch die Kernschätzung umso besser differenziert werden, (1) je größer die Abstände zwischen diesen Gipfeln sind und (2) je größer die verwendete Stichprobe ist. Außerdem können zwei Normalverteilungen besser als drei Normalverteilungen (bei gleichen Abständen) getrennt werden. Qualitativ gesehen, lassen sich Rechteckverteilungen besser auflösen als Normalverteilungen.
- Mit n = 100 lassen sich mit > 90 % Wahrscheinlichkeit drei Normalverteilungen für Abstände > $\approx$ 3.5, zwei Normalverteilungen für Abstände > $\approx$ 3.0-3.5 und zwei Rechteckverteilungen für Abstände > $\approx$ 1.1-1.25 auflösen.
- Mit n = 500 lassen sich mit > 90 % Wahrscheinlichkeit drei Normalverteilungen für Abstände > $\approx$ 2.5-3.0, zwei Normalverteilungen für Abstände > $\approx$ 2.75 und zwei Rechteckverteilungen für Abstände > $\approx$ 1.1 auflösen.
- Mit n = 1000 lassen sich mit > 90 % Wahrscheinlichkeit drei Normalverteilungen für Abstände > $\approx$ 2.5-3.0, zwei Normalverteilungen für Abstände > $\approx$ 2.5-2.75 und zwei Rechteckverteilungen für Abstände > $\approx$ 1.1 auflösen.
- Wenn die zugrundeliegende Dichte eine einzelne Normalverteilung ist, so sind die Wahrscheinlichkeiten, daß (fehlerhaft) eine Anzahl Gipfel > 1 nachgewiesen wird, kleiner als $\approx$ 42 %. Wenn die zugrundeliegende Dichte eine einzelne Rechteckverteilung ist, so sind die Wahrscheinlichkeiten, daß (fehlerhaft) eine Anzahl Gipfel > 1 nachgewiesen wird, kleiner als $\approx$ 70 %. Dieses Teilergebnis gibt einen Hinweis darauf, wann eine untersuchte Verteilung eventuell unimodal ist.

3 NV, Abstand = 2.5



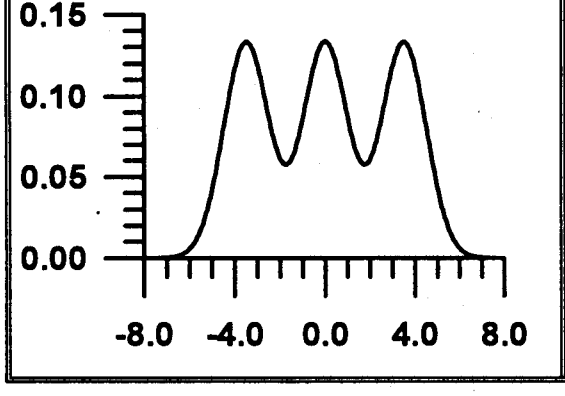
z	n = 100 (n_{test} = 100)	n = 500 (n_{test} = 50)	n = 1000 (n_{test} = 90)
2	0.64 ± 0.25	0.53 ± 0.25	0.57 ± 0.25
3	<u>0.54 ± 0.26</u>	<u>0.63 ± 0.27</u>	<u>0.62 ± 0.29</u>
4	0.37 ± 0.21	0.41 ± 0.20	0.42 ± 0.26
5	0.38 ± 0.20	0.38 ± 0.22	0.36 ± 0.20

3 NV, Abstand = 3.0



z	n = 100 (n_{test} = 100)	n = 500 (n_{test} = 50)	n = 1000 (n_{test} = 50)
2	0.59 ± 0.27	0.41 ± 0.26	0.24 ± 0.21
3	<u>0.64 ± 0.29</u>	<u>0.93 ± 0.11</u>	<u>0.97 ± 0.10</u>
4	0.37 ± 0.21	0.34 ± 0.23	0.33 ± 0.25
5	0.37 ± 0.19	0.30 ± 0.19	0.24 ± 0.16

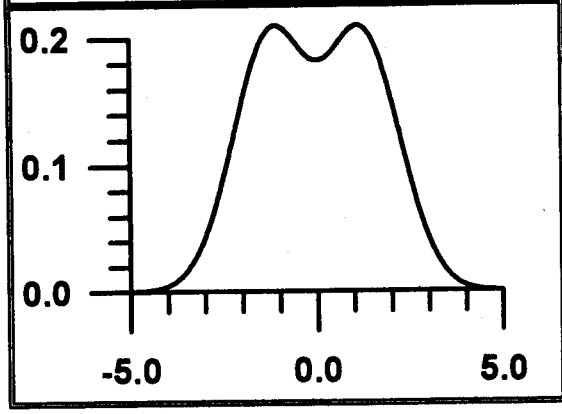
3 NV, Abstand = 3.5



z	n = 100 (n_{test} = 50)		
2	0.47 ± 0.24		
3	<u>0.88 ± 0.16</u>		
4	0.36 ± 0.21		
5	0.37 ± 0.19		

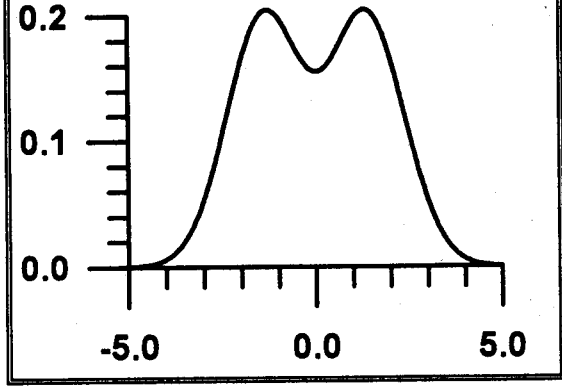
Abbildung A-56: Ergebnisse der Testrechnungen an synthetischen Wahrscheinlichkeitsdichten. Die untersuchten Dichten sind jeweils im linken Teil abgebildet; sie sind um den Wert 0.0 zentriert. Im rechten Teil sind die Nachweiswahrscheinlichkeiten (z Gipfel) in Abhängigkeit von der Datenanzahl n eingetragen, der Wert für die wahre Anzahl von Gipfeln dabei unterstrichen. Die Fehlerangaben der Wahrscheinlichkeiten ergeben sich aus den wiederholten (Anzahl = n_{test}) Untersuchungen jeweils identischer Konstellationen (Dichtefunktion, n). Die Berechnungsparameter (vgl. Anhang A.4) sind: n_t = 256 (n = 100), 512 (n = 500) bzw. 1024 (n = 1000); Genauigkeitsfaktor = 10^{-8}; $n_{Bootstrap}$ = 100.

2 NV, Abstand = 2.5



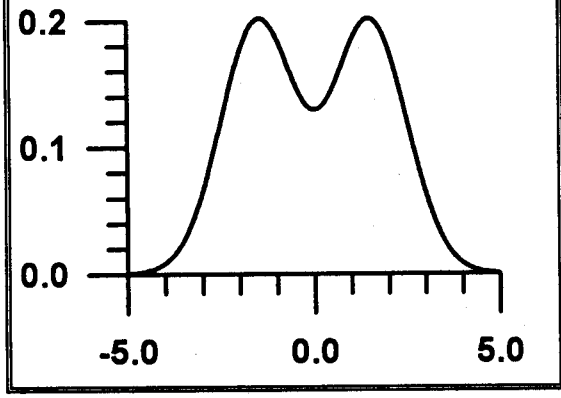
z	n = 100 (n_{test} = 100)	n = 500 (n_{test} = 50)	n = 1000 (n_{test} = 80)
2	0.58 ± 0.27	0.74 ± 0.26	0.83 ± 0.24
3	0.41 ± 0.23	0.40 ± 0.23	0.43 ± 0.22
4	0.36 ± 0.17	0.37 ± 0.22	0.36 ± 0.21
5			

2 NV, Abstand = 2.75



z	n = 100 (n_{test} = 800)	n = 500 (n_{test} = 250)	n = 1000 (n_{test} = 80)
2	0.70 ± 0.27	0.88 ± 0.19	0.97 ± 0.09
3	0.40 ± 0.23	0.38 ± 0.24	0.38 ± 0.21
4	0.37 ± 0.21	0.32 ± 0.19	0.38 ± 0.19
5			

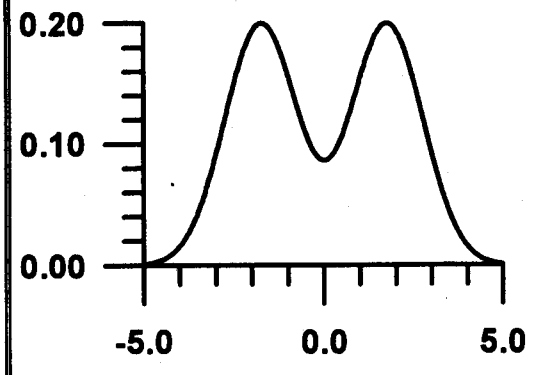
2 NV, Abstand = 3.0



z	n = 100 (n_{test} = 100)	n = 500 (n_{test} = 50)	n = 1000 (n_{test} = 60)
2	0.78 ± 0.27	0.98 ± 0.08	.997 ± .016
3	0.36 ± 0.19	0.31 ± 0.19	0.39 ± 0.19
4	0.42 ± 0.23	0.37 ± 0.21	0.33 ± 0.20
5			

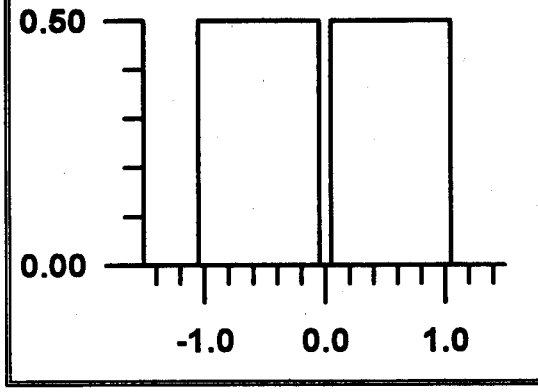
Abbildung A-56: (Fortsetzung)

2 NV, Abstand = 3.5



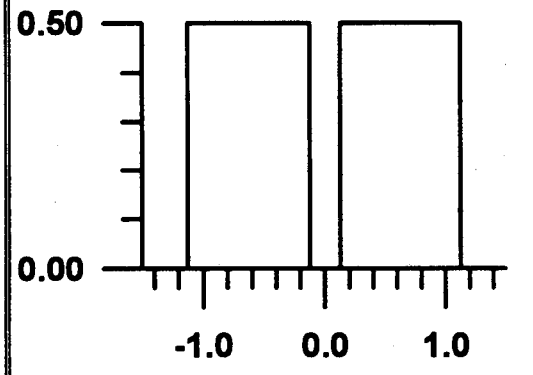
z	n = 100 (n_{test} = 170)		
2	0.94 ± 0.12		
3	0.36 ± 0.22		
4	0.35 ± 0.20		
5			

2 Rechtecke, Abstand = 1.1



z	n = 100 (n_{test} = 200)	n = 500 (n_{test} = 200)	n = 1000 (n_{test} = 50)
2	0.83 ± 0.22	.961 ± .096	.990 ± .058
3	0.51 ± 0.25	0.50 ± 0.24	0.48 ± 0.23
4	0.49 ± 0.25	0.48 ± 0.25	0.51 ± 0.26
5			

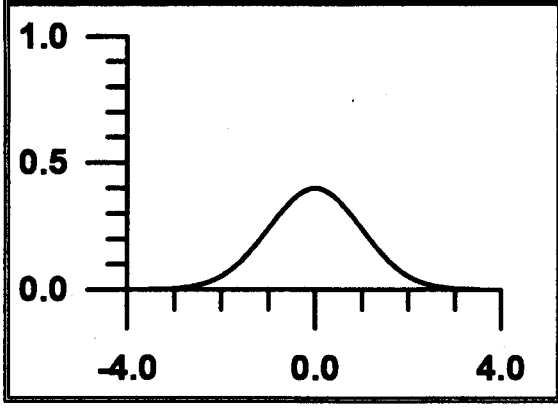
2 Rechtecke, Abstand = 1.25



z	n = 100 (n_{test} = 400)	n = 500 (n_{test} = 200)	n = 1000 (n_{test} = 10)
2	0.97 ± 0.06	1.000±.002	1.0 ± 0.0
3	0.50 ± 0.23	0.47 ± 0.23	0.45 ± 0.25
4	0.47 ± 0.25	0.49 ± 0.26	0.57 ± 0.23
5			

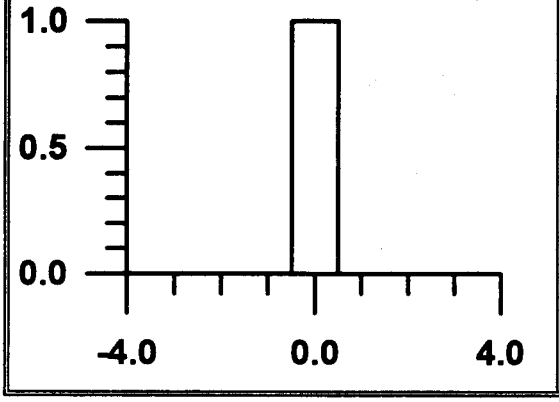
Abbildung A-56: (Forsetzung)

1 NV



z	n = 100 (n_{test} = 500)	n = 500 (n_{test} = 200)	n = 1000 (n_{test} = 80)
2	0.38 ± 0.24	0.41 ± 0.23	0.41 ± 0.22
3	0.35 ± 0.20	0.35 ± 0.22	0.34 ± 0.20
4	0.36 ± 0.19	0.31 ± 0.18	0.33 ± 0.19
5			

1 Rechteck



z	n = 100 (n_{test} = 1000)	n = 500 (n_{test} = 180)	n = 1000 (n_{test} = 80)
2	0.65 ± 0.26	0.68 ± 0.26	0.65 ± 0.28
3	0.53 ± 0.25	0.52 ± 0.25	0.50 ± 0.26
4	0.46 ± 0.24	0.45 ± 0.23	0.49 ± 0.26
5			

Abbildung A-56: (Fortsetzung)

Literatur

(Die Abkürzungen entsprechen im wesentlichen denen des Science Citation Index; im Falle mehrerer Verlage wird nur ein Verlagsname angegeben; es ist nur der jeweils erste Verlagsort aufgeführt.)

Aitchison J, Brown JAC (1957) The Lognormal Distribution. Cambridge University Press, Cambridge, 176 S.

Alder HL, Roessler EB (1964) Probability and Statistics. 3. Aufl., W.H. Freeman, San Francisco, 313 S.

Baksi AK (1994) Concordant sea-floor spreading rates obtained from geochronology, astrochronology and space geodesy. Geophys R L 21:133-136

Baksi AK, Hsu V, McWilliams MO, Farrar E (1992) $^{40}Ar/^{39}Ar$ Dating of the Brunhes-Matuyama geomagnetic field reversal. Science 256:356-357

Baksi AK, Hoffman KA, McWilliams MO (1993) Testing the accuracy of the geomagnetic polarity time scale (GPTS) at 2-5 Ma, utilizing $^{40}Ar/^{39}Ar$ incremental heating data on whole-rock basalts. Earth Plan 118:135-144

Bard E, Arnold M, Duprat J, Moyes J, Duplessy J-C (1987) Reconstruction of the last deglaciation: deconvolved records of $\delta^{18}O$ profiles, micropaleontological variations and accelerator mass spectrometric ^{14}C dating. Clim Dynam 1:101-112

Barrett PJ, Adams CJ, McIntosh WC, Swisher III CC, Wilson GS (1992) Geochronological evidence supporting Antarctic deglaciation three million years ago. Nature 359:816-818

Bassinot FC, Labeyrie LD, Vincent E, Quidelleur X, Shackleton NJ, Lancelot Y (1994) The astronomical theory of climate and the age of the Brunhes-Matuyama magnetic reversal. Earth Plan 126:91-108

Ben-Mizrachi A, Procaccia I, Grassberger P (1984) Characterization of experimental (noisy) strange attractors. Phys Rev A 29:975-977

Bennett CA, Franklin NL (1954) Statistical Analysis in Chemistry and the Chemical Industry. John Wiley & Sons, New York, 724 S.

Benzi R, Parisi G, Sutera A, Vulpiani A (1982) Stochastic resonance in climatic change. Tellus 34:10-16

Berger AL (1978) Long-term variations of daily insolation and Quaternary climatic changes. J Atmos Sci 35:2362-2367

Berger AL (1992) Astronomical theory of paleoclimates and the last glacial-interglacial cycle. Quat Sci R 11:571-581

Berger AL, Loutre MF (1991) Insolation values for the climate of the last 10 million years. Quat Sci R 10:297-317

Berger AL, Loutre MF (1992) Astronomical solutions for paleoclimate studies over the last 3 million years. Earth Plan 111:369-382

Berger AL, Melice JL, Hinnov L (1991) A strategy for frequency spectra of Quaternary climate records. Clim Dynam 5:227-240

Berger AL, Loutre MF, Laskar J (1992) Stability of the astronomical frequencies over the Earth's history for paleoclimate studies. Science 255:560-566

Berger WH, Gardner JV (1975) On the determination of Pleistocene temperatures from planktonic foraminifera. J Foramin Res 5:102-113

Berger WH, Heath GR (1968) Vertical mixing in pelagic sediments. J Marine Res 26:134-143

Berger WH, Jansen E (1994) Mid-Pleistocene climate shift - the Nansen connection. In: Johannessen OM, Muench RD, Overland JE (Hrsg.) The Polar Oceans and Their Role in Shaping the Global Environment, Geophysical Monograph, Vol. 85, AGU, Washington, 295-311

Berger WH, Wefer G (1992) Klimageschichte aus Tiefseesedimenten: Neues vom Ontong-Java-Plateau

(Westpazifik). Naturwiss 79:541-550

Berger WH, Bickert T, Schmidt H, Wefer G (1993) Quaternary oxygen isotope record of pelagic foraminifers: Site 806, Ontong Java Plateau. In: Berger WH, Kroenke LW, Mayer LA, *et al.* (Hrsg.) Proc. ODP, Sci. Results, Vol. 130, Ocean Drilling Program, College Station, TX, 381-395

Berger WH, Yasuda MK, Bickert T, Wefer G, Takayama T (1994) Quaternary time scale for the Ontong Java Plateau: Milankovitch template for Ocean Drilling Program site 806. Geology 22:463-467

Berggren WA, Haq BU (1976) The Andalusian stage (late Miocene): biostratigraphy, biochronology and paleoecology. Palaeogeo P 20:67-129

Berggren WA, Kent DV, Flynn JF, van Couvering JA (1985) Cenozoic geochronology. Geol Soc Am Bull 96:1407-1418

Berry DA, Lindgren BW (1990) Statistics: Theory and Methods. Brooks/Cole, Pacific Grove, California, 763 S.

Bills BG (1994) Obliquity-oblateness feedback: are climatically sensitive values of obliquity dynamically unstable? Geophys R L 21:177-180

Birchfield GE, Ghil M (1993) Climate evolution in the Pliocene and Pleistocene from marine-sediment records and simulations: internal variability versus orbital forcing. J Geophys Res D98:10385-10399

Brassell SC (1993) Applications of biomarkers for delineating marine paleoclimatic fluctuations during the Pleistocene. In: Engel MH, Macko SA (Hrsg.) Organic Geochemistry, Plenum, New York, 699-738

Brassell SC, Eglinton G, Marlowe IT, Pflaumann U, Sarnthein M (1986) Molecular stratigraphy: a new tool for climatic assessment. Nature 320:129-133

Broecker WS, Peteet DM, Rind D (1985) Does the ocean-atmosphere system have more than one stable mode of operation? Nature 315:21-26

Broecker WS, Andrée M, Bonani G, Wölfli W, Oeschger H, Klas M, Mix AC, Curry WB (1988) Preliminary estimates for the radiocarbon age of deep water in the glacial ocean. Paleoceanog 3:659-669

Bronstein IN, Semendjajew KA (1980) Taschenbuch der Mathematik. 19. Aufl., Harri Deutsch, Thun, 860 S.

Champion DE, Lanphere MA, Kuntz MA (1988) Evidence for a new geomagnetic reversal from lava flows in Idaho: discussion of short polarity reversals in the Brunhes and late Matuyama polarity chrons. J Geophys Res B93:11667-11680

Clarke GM, Cooke D (1978) A Basic Course in Statistics. Edward Arnold, London, 368 S.

Coleman M, Hodges K (1995) Evidence for Tibetan plateau uplift before 14 Myr ago from a new minimum age for east-west extension. Nature 374:49-52

Conte MH, Eglinton G (1993) Alkenone and alkenoate distributions within the euphotic zone of the eastern North Atlantic: correlation with production temperature. Deep-Sea Res I 40:1935-1961

Curry WB, Miller KG (1989) Oxygen and carbon isotopic variation in Pliocene benthic foraminifers of the equatorial Atlantic. In: Ruddiman WF, Sarnthein M, *et al.* (Hrsg.) Proc. ODP, Sci. Results, Vol. 108, Ocean Drilling Program, College Station, TX, 157-166

Curry WB, Duplessy J-C, Labeyrie LD, Shackleton NJ (1988) Changes in the distribution of $\delta^{13}C$ of deep water ΣCO_2 between the last glaciation and the Holocene. Paleoceanog 3:317-341

Dansgaard W, Tauber H (1969) Glacier oxygen-18 content and Pleistocene ocean temperatures. Science 166:499-502

DeBlonde G, Peltier WR (1991) A one-dimensional model of continental ice volume fluctuations through the Pleistocene: implications for the origin of the mid-Pleistocene climate transition. J Climate 4:318-344

Ding M, Grebogi C, Ott E, Sauer T, Yorke JA (1993) Estimating correlation dimension from a chaotic time series: when does plateau onset occur? Physica D 69:404-424

Dowsett H, Thompson R, Barron J, Cronin T, Fleming F, Ishman S, Poore R, Willard D, Holtz Jr. T (1994) Joint investigations of the middle Pliocene climate I: PRISM paleoenvironmental reconstructions. Global Planet Change 9:169-195

Duplessy J-C, Shackleton NJ, Fairbanks RG, Labeyrie LD, Oppo DW, Kallel N (1988) Deepwater source variations during the last climatic cycle and their impact on the global deepwater circulation. Paleoceanog 3:343-360

Duque-Caro H (1990) Neogene stratigraphy, paleoceanography and paleobiogeography in northwest South America and the evolution of the Panama Seaway. Palaeogeo P 77:203-234

Eckmann J-P, Ruelle D (1992) Fundamental limitations for estimating dimensions and Lyapunov exponents in dynamical systems. Physica D 56:185-187

Efron B (1979) Bootstrap methods: another look at the jacknife. Ann Statist 7:1-26

Efron B (1982) The Jacknife, the Bootstrap and Other Resampling Plans. SIAM, Philadelphia, Pennsylvania, 92 S.

Eglinton G, Bradshaw SA, Rosell A, Sarnthein M, Pflaumann U, Tiedemann R (1992) Molecular record of secular sea surface temperature changes on 100-year timescales for glacial terminations I, II and IV. Nature 356:423-426

Emiliani C (1955) Pleistocene temperatures. J Geology 63:538-578

Engeln-Müllges G, Reutter F (1993) Numerik-Algorithmen mit FORTRAN 77-Programmen. 7. Aufl., BI Wissenschaftsverlag, Mannheim, 1245 S.

Ferraz-Mello S (1981) Estimation of periods from unequally spaced observations. Astronom J 86:619-624

Fetzer V (1973) Einführung in die Grundlagen der mathematischen Statistik. Hüthig, Heidelberg, 155 S.

Ghil M (1994) Cryothermodynamics: the chaotic dynamics of paleoclimate. Physica D 77:130-159

Ghil M, Le Treut H (1981) A climate model with cryodynamics and geodynamics. J Geophys Res C86:5262-5270

Goossens C, Berger AL (1986) Annual and seasonal climatic variations over the northern hemisphere and Europe during the last century. Ann Geophys B4:385-400

Gränicher WHH (1994) Messung beendet - was nun? Teubner, Stuttgart

Graf, Henning, Stange, Wilrich (1987) Formeln und Tabellen der angewandten mathematischen Statistik. 3. Aufl., Springer, Berlin, 529 S.

Grassberger P (1986) Do climatic attractors exist? Nature 323:609-612

Grassberger P (1987) Grassberger replies. Nature 326:524

Grassberger P, Procaccia I (1983a) Characterization of strange attractors. Phys Rev L 50:346-349

Grassberger P, Procaccia I (1983b) Measuring the strangeness of strange attractors. Physica D 9:189-208

Grieger B (1992) Orbital tuning of marine sedimentary cores: an automatic procedure based on a general linear model. Max-Planck-Institut für Meteorologie, Report No. 79, Hamburg, 30 S.

Griffiths JC (1967) Scientific Method in Analysis of Sediments. McGraw-Hill, New York, 508 S.

Hagelberg T, Pisias NG, Elgar S (1991) Linear and nonlinear couplings between orbital forcing and the marine $\delta^{18}O$ record during the late Neogene. Paleoceanog 6:729-746

Haseloff OW, Hoffmann HJ (1965) Kleines Lehrbuch der Statistik. 2. Aufl., Walter de Gruyter, Berlin, 253 S.

Hasselmann K (1976) Stochastic climate models: Part I. Theory. Tellus 28:473-485

Haug G (1995) Zur Palāo-Ozeanographie und Sedimentationsgeschichte im Nordwest-Pazifik während der letzten 6 Millionen Jahre (ODP-Site 882). Dissertation, Universität Kiel, 98 S. [unveröffentlicht]

Hays JD, Imbrie J, Shackleton NJ (1976) Variations in the Earth's orbit: pacemaker of the Ice Ages. Science 194:1121-1132

Hénon M (1976) A two-dimensional mapping with a strange attractor. Comm Math P 50:69-77

Herterich K, Sarnthein M (1984) Brunhes time scale: tuning by rates of calcium-carbonate dissolution and cross spectral analyses with solar insolation. In: Berger AL, Imbrie J, Hays JD, Kukla GJ, Saltzman B (Hrsg.) Milankovitch and Climate, D. Reidel, Dordrecht, 447-466

Hilgen FJ (1991) Extension of the astronomically calibrated (polarity) time scale to the Miocene/Pliocene

boundary. Earth Plan 107:349-368

Hodell DA, Williams DF, Kennett JP (1985) Late Pliocene reorganization of deep vertical water-mass structure in the western South Atlantic: faunal and isotopic evidence. Geol Soc Am Bull 96:495-503

Hodell DA, Elmstrom KM, Kennett JP (1986) Latest Miocene benthic $\delta^{18}O$ changes, global ice volume, sea level, and the 'Messinian salinity crisis'. Nature 320:411-414

Hyde WT, Peltier WR (1985) Sensitivity experiments with a model of the ice age cycle: the response to harmonic forcing. J Atmos Sci 42:2170-2188

Imbrie J, Hays JD, Martinson DG, McIntyre A, Mix AC, Morley JJ, Pisias NG, Prell WL, Shackleton NJ (1984) The orbital theory of Pleistocene climate: support from a revised chronology of the marine $\delta^{18}O$ record. In: Berger AL, Imbrie J, Hays JD, Kukla GJ, Saltzman B (Hrsg.) Milankovitch and Climate, D. Reidel, Dordrecht, 269-305

Imbrie J, Berger AL, Boyle EA, Clemens SC, Duffy A, Howard WR, Kukla GJ, Kutzbach JE, Martinson DG, McIntyre A, Mix AC, Molfino B, Morley JJ, Peterson LC, Pisias NG, Prell WL, Raymo ME, Shackleton NJ, Toggweiler JR (1993) On the structure and origin of major glaciation cycles 2. The 100,000-year cycle. Paleoceanog 8:699-735

Izett GA, Obradovich JD (1991) Dating of the Matuyama-Brunhes boundary based on ^{40}Ar-^{39}Ar ages of the Bishop Tuff and Cerro San Luis Rhyolite. Geol Soc Am Abstr Programs 23:A106

Jansen E, Sjøholm J, Bleil U, Erichsen JA (1990) Neogene and Pleistocene glaciations in the northern hemisphere and late Miocene - Pliocene global ice volume fluctuations: evidence from the Norwegian Sea. In: Bleil U, Thiede J (Hrsg.) Geological History of the Polar Oceans: Arctic versus Antarctic, Kluwer, Dordrecht, 677-705

Jansen E, Mayer LA, Backman J, Leckie RM, Takayama T (1993) Evolution of Pliocene climate cyclicity at hole 806B (5-2 Ma): oxygen isotope record. In: Berger WH, Kroenke LW, Mayer LA, *et al.* (Hrsg.) Proc. ODP, Sci. Results, Vol. 130, Ocean Drilling Program, College Station, TX, 349-362

Jenkins GM, Watts DG (1968) Spectral Analysis and its Applications. Holden-Day, San Francisco, 525 S.

Källén E, Crafoord C, Ghil M (1979) Free oscillations in a climate model with ice-sheet dynamics. J Atmos Sci 36:2292-2303

Kastens KA (1992) Did glacio-eustatic sea level drop trigger the Messinian Salinity Crisis? New evidence from Ocean Drilling Program site 654 in the Tyrrhenian Sea. Paleoceanog 7:333-356

Keigwin LD (1982) Isotopic paleoceanography of the Caribbean and East Pacific: role of Panama uplift in late Neogene time. Science 217:350-353

Keigwin LD (1986) Pliocene stable-isotope record of Deep Sea Drilling Project site 606: sequential events of ^{18}O enrichment beginning at 3.1 Ma. In: Ruddiman WF, Kidd RB, Thomas E, *et al.* (Hrsg.) Init. Repts. DSDP, Vol. 94, U.S. Govt. Printing Office, Washington, 911-920

Keigwin LD (1987) Toward a high-resolution chronology for latest Miocene paleoceanographic events. Paleoceanog 2:639-660

Keller G, Zenker CE, Stone SM (1989) Late Neogene history of the Pacific-Caribbean gateway. J South Am Earth Sci 2:73-108

Kennett JP (1982) Marine Geology. Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N.J., 813 S.

Kominz MA, Pisias NG (1979) Pleistocene climate: deterministic or stochastic? Science 204:171-173

Kroopnick PM (1985) The distribution of ^{13}C of ΣCO_2 in the world oceans. Deep-Sea Res A 32:57-84

Krumbein WC, Graybill FA (1965) An Introduction to Statistical Models in Geology. McGraw-Hill, New York, 475 S.

Labeyrie LD, Duplessy J-C, Blanc PL (1987) Variations in mode of formation and temperature of oceanic deep waters over the past 125,000 years. Nature 327:477-482

Larsen HC, Saunders AD, Clift PD, Beget J, Wei W, Spezzaferri S, ODP Leg 152 Scientific Party (1994)

Seven million years of glaciation in Greenland. Science 264:952-955

Le Treut H, Ghil M (1983) Orbital forcing, climate interactions, and glaciation cycles. J Geophys Res C88:5167-5190

Lindzen RS (1986) A simple model for 100k-year oscillations in glaciation. J Atmos Sci 43:986-996

Linke P, Lutze GF (1993) Microhabitat preferences of benthic foraminifera—a static concept or a dynamic adaption to optimize food acquisition? Mar Micropa 20:215-234

Lomb NR (1976) Least-squares frequency analysis of unequally spaced data. Astro Sp Sc 39:447-462

Lorenz EN (1991) Dimension of weather and climate attractors. Nature 353:241-244

Maasch KA (1988) Statistical detection of the mid-Pleistocene transition. Clim Dynam 2:133-143

Maasch KA (1989a) Calculating climate attractor dimension from $\delta^{18}O$ records by the Grassberger-Procaccia algorithm. Clim Dynam 4:45-55

Maasch KA (1989b) Dynamics of the Pleistocene climate: observation and theory. Ph.D. Dissertation, Yale University, New Haven, 149 S.

Maasch KA, Saltzman B (1990) A low-order dynamical model of global climatic variability over the full Pleistocene. J Geophys Res D95:1955-1963

Mankinen EA, Dalrymple GB (1979) Revised geomagnetic polarity time scale for the interval 0-5 m.y. B.P. J Geophys Res B84:615-626

Marchant DR, Swisher III CC, Lux DR, West Jr. DP, Denton GH (1993) Pliocene paleoclimate and East Antarctic ice-sheet history from surficial ash deposits. Science 260:667-670

Marlowe IT, Brassell SC, Eglinton G, Green JC (1984) Long chain unsaturated ketones and esters in living algae and marine sediments. Org Geochem 6:135-141

Martinson DG, Pisias NG, Hays JD, Imbrie J, Moore Jr. TC, Shackleton NJ (1987) Age dating and the orbital theory of the ice ages: development of a high-resolution 0 to 300,000-year chronostratigraphy. Quatern Res 27:1-29

Matteucci G (1989) Orbital forcing in a stochastic resonance model of late-Pleistocene climatic variations. Clim Dynam 3:179-190

Matteucci G (1990) Analysis of the probability distribution of the late Pleistocene climatic record: implications for model validation. Clim Dynam 5:35-52

Matteucci G (1991) A study of the climatic regimes of the Pleistocene using a stochastic resonance model. Clim Dynam 6:67-81

Miller KG, Fairbanks RG, Mountain GS (1987) Tertiary oxygen isotope synthesis, sea level history, and continental margin erosion. Paleoceanog 2:1-19

Mitchell Jr. JM (1976) An overview of climatic variability and its causal mechanisms. Quatern Res 6:481-493

Mix AC (1987) The oxygen-isotope record of glaciation. In: Ruddiman WF, Wright Jr. HE (Hrsg.) The Geology of North America: North America and adjacent oceans during the last deglaciation, Vol. K-3, Geol Soc Am, Boulder, Colorado, 111-135

Mix AC (1992) The marine oxygen isotope record: constraints on timing and extent of ice-growth events (120-65 ka). In: Clark PU, Lea PD (Hrsg.) The Last Interglacial-Glacial Transition in North America, Geol Soc Am Spec Paper 270, Boulder, Colorado, 19-30

Mix AC, Ruddiman WF (1984) Oxygen-isotope analyses and Pleistocene ice volumes. Quatern Res 21:1-20

Molnar P, England P (1990) Late Cenozoic uplift of mountain ranges and global climate change: chicken or egg? Nature 346:29-34

Mudelsee M, Stattegger K (1994a) Application of the Grassberger-Procaccia algorithm to the $\delta^{18}O$ record from ODP Site 659: selected methodical aspects. In: Kruhl JH (Hrsg.) Fractals and Dynamic Systems in Geoscience, Springer, Berlin, 399-413

Mudelsee M, Stattegger K (1994b) Plio-/Pleistocene climate modeling based on oxygen isotope time series from

deep-sea sediment cores: the Grassberger-Procaccia algorithm and chaotic climate systems. Math Geol 26:799-815

Müller DW, Hsü KJ (1987) Event stratigraphy and paleoceanography in the Fortuna Basin (Southeast Spain): a scenario for the Messinian salinity crisis. Paleoceanog 2:679-696

Nerenberg MAH, Essex C (1990) Correlation dimension and systematic geometric effects. Phys Rev A 42:7065-7074

Newhouse S, Ruelle D, Takens F (1978) Occurence of strange axiom *A* attractors near quasi periodic flows on T^m, $m \geq 3$. Comm Math P 64:35-40

Nicolis C (1982) Stochastic aspects of climatic transitions—response to a periodic forcing. Tellus 34:1-9

Nicolis C, Nicolis G (1984) Is there a climatic attractor? Nature 311:529-532

Noack S (1980) Statistische Auswertung von Meß- und Versuchsdaten mit Taschenrechner und Tischcomputer. Walter de Gruyter, Berlin, 582 S.

Oppo DW, Raymo ME, Lohmann GP, Mix AC, Wright JD, Prell WL (1995) A $\delta^{13}C$ record of upper North Atlantic deep water during the past 2.6 million years. Paleoceanog 10:373-394

Osborne AR, Provenzale A (1989) Finite correlation dimension for stochastic systems with power-law spectra. Physica D 35:357-381

Packard NH, Crutchfield JP, Farmer JD, Shaw RS (1980) Geometry from a time series. Phys Rev L 45:712-716

Park J (1992) Envelope estimation for quasi-periodic geophysical signals in noise: a multitaper approach. In: Walden AT, Guttorp P (Hrsg.) Statistics in the environmental & earth sciences, Edward Arnold, London, 189-219

Park J, Maasch KA (1993) Plio-Pleistocene time evolution of the 100-kyr cycle in marine paleoclimate records. J Geophys Res B98:447-461

Park SK, Miller KW (1988) Random number generators: good ones are hard to find. Comm ACM 31:1192-1201

Pestiaux P, Berger AL (1984) An optimal approach to the spectral characteristics of deep-sea climatic records. In: Berger AL, Imbrie J, Hays JD, Kukla GJ, Saltzman B (Hrsg.) Milankovitch and Climate, D. Reidel, Dordrecht, 417-445

Pickens JC, Brown LL, Singer B (1993) The Brunhes-Matuyama transition recorded in lava of the Tatara-San Pedro volcanic complex. EOS Trans AGU 74:219

Pisias NG, Moore Jr. TC (1981) The evolution of Pleistocene climate: a time series approach. Earth Plan 52:450-458

Pollard D (1984) Some ice-age aspects of a calving ice-sheet model. In: Berger AL, Imbrie J, Hays JD, Kukla GJ, Saltzman B (Hrsg.) Milankovitch and Climate, D. Reidel, Dordrecht, 541-564

Prahl FG, Wakeham SG (1987) Calibration of unsaturation patterns in long-chain ketone compositions for paleotemperature assessment. Nature 330:367-369

Prahl FG, Collier RB, Dymond J, Lyle M, Sparrow MA (1993) A biomarker perspective on prymnesiophyte productivity in the northeast Pacific Ocean. Deep-Sea Res I 40:2061-2076

Prell WL (1982) Oxygen and carbon isotope stratigraphy for the Quaternary of hole 502B: evidence for two modes of isotopic variability. In: Prell WL, Gardner JV, *et al.* (Hrsg.) Init. Repts. DSDP, Vol. 68, U.S. Govt. Printing Office, Washington, 455-464

Prell WL (1984) Covariance patterns of foraminiferal $\delta^{18}O$: an evaluation of Pliocene ice volume changes near 3.2 million years ago. Science 226:692-694

Prell WL (1985) Pliocene stable isotope and carbonate stratigraphy (holes 572C and 573A): paleoceanographic data bearing on the question of Pliocene glaciation. In: Mayer L, Theyer F, *et al.* (Hrsg.) Init. Repts. DSDP, Vol. 85, U.S. Govt. Printing Office, Washington, 723-734

Prell WL, Imbrie J, Martinson DG, Morley JJ, Pisias NG, Shackleton NJ, Streeter HF (1986) Graphic correlation of oxygen isotope stratigraphy application to the late Quaternary. Paleoceanog 1:137-162

Press WH, Flannery BP, Teukolsky SA, Vetterling WT (1989) Numerical Recipes (FORTRAN Version). Cambridge University Press, Cambridge, 702 S.

Raymo ME (1992) Global climate change: a three million year perspective. In: Kukla GJ, Went E (Hrsg.) Start of a Glacial, Springer, Berlin, 207-223

Raymo ME, Ruddiman WF (1992) Tectonic forcing of late Cenozoic climate. Nature 359:117-122

Raymo ME, Ruddiman WF, Froelich PN (1988) Influence of late Cenozoic mountain building on ocean geochemical cycles. Geology 16:649-653

Raymo ME, Ruddiman WF, Backman J, Clement BM, Martinson DG (1989) Late Pliocene variation in northern hemisphere ice sheets and North Atlantic deep water circulation. Paleoceanog 4:413-446

Raymo ME, Ruddiman WF, Shackleton NJ, Oppo DW (1990) Evolution of Atlantic-Pacific $\delta^{13}C$ gradients over the last 2.5 m.y. Earth Plan 97:353-368

Raymo ME, Hodell DA, Jansen E (1992) Response of deep ocean circulation to initiation of northern hemisphere glaciation (3-2 Ma). Paleoceanog 7:645-672

Rea DK, Leinen M, Janecek TR (1985) Geologic approach to the long-term history of atmospheric circulation. Science 227:721-725

Ruddiman WF, Kutzbach JE (1989) Forcing of late Cenozoic northern hemisphere climate by plateau uplift in southern Asia and the American West. J Geophys Res D94:18409-18427

Ruddiman WF, Raymo ME (1988) Northern hemisphere climate régimes during the past 3 Ma: possible tectonic connections. Phil Trans R Soc Lond B 318:411-430

Ruddiman WF, Raymo ME, McIntyre A (1986) Matuyama 41,000-year cycles: North Atlantic Ocean and northern hemisphere ice sheets. Earth Plan 80:117-129

Ruddiman WF, Sarnthein M, Backman J, Baldauf JG, Curry WB, Dupont LM, Janecek T, Pokras EM, Raymo ME, Stabell B, Stein R, Tiedemann R (1989a) Late Miocene to Pleistocene evolution of climate in Africa and the low-latitude Atlantic: overview of leg 108 results. In: Ruddiman WF, Sarnthein M, *et al.* (Hrsg.) Proc. ODP, Sci. Results, Vol. 108, Ocean Drilling Program, College Station, TX, 463-484

Ruddiman WF, Raymo ME, Martinson DG, Clement BM, Backman J (1989b) Pleistocene evolution: northern hemisphere ice sheets and North Atlantic Ocean. Paleoceanog 4:353-412

Ruelle D (1981) Chemical kinetics and dynamical systems. In: Pacault A, Vidal C (Hrsg.) Nonlinear Phenomena in Chemical Dynamics, Springer, Berlin, 30-37

Ruelle D (1990) Deterministic chaos: the science and the fiction. Proc R Soc Lond A 427:241-248

Sachs L (1992) Angewandte Statistik. 7. Aufl., Springer, Berlin, 846 S.

Saltzman B (1990) Three basic problems of paleoclimatic modeling: a personal perspective and review. Clim Dynam 5:67-78

Saltzman B, Maasch KA (1991) A first-order global model of late Cenozoic climatic change. II. Further analysis based on a simplification of CO_2 dynamics. Clim Dynam 5:201-210

Saltzman B, Verbitsky MY (1993) Multiple instabilities and modes of glacial rythmicity in the Plio-Pleistocene: a general theory of late Cenozoic climatic change. Clim Dynam 9:1-15

Saltzman B, Verbitsky MY (1994) Late Pleistocene climatic trajectory in the phase space of global ice, ocean state, and CO_2: observations and theory. Paleoceanog 9:767-779

Sarnthein M, Tiedemann R (1990) Younger Dryas-style cooling events at glacial terminations I-VI at ODP site 658: associated benthic $\delta^{13}C$ anomalies constrain meltwater hypotheses. Paleoceanog 5:1041-1055

Sarnthein M, Tetzlaff G, Koopmann B, Wolter K, Pflaumann U (1981) Glacial and interglacial wind regimes over the eastern subtropical Atlantic and North-West Africa. Nature 293:193-196

Sarnthein M, Thiede J, Pflaumann U, Erlenkeuser H, Fütterer D, Koopmann B, Lange H, Seibold E (1982) Atmospheric and oceanic circulation patterns off Northwest Africa during the past 25 million years. In: von Rad U, Hinz K, Sarnthein M, Seibold E (Hrsg.) Geology of the Northwest African Continental Margin, Springer, Berlin, 545-604

Sarnthein M, Erlenkeuser H, von Grafenstein R, Schröder C (1984) Stable-isotope stratigraphy for the last 750,000 years: "Meteor" core 13519 from the eastern equatorial Atlantic. "Meteor" Forsch-Ergebn C38:9-24

Sarnthein M, Winn K, Jung SJA, Duplessy J-C, Labeyrie LD, Erlenkeuser H, Ganssen G (1994) Changes in east Atlantic deepwater circulation over the last 30,000 years: eight time slice reconstructions. Paleoceanog 9:209-267

Scargle JD (1982) Studies in astronomical time series analysis. II. Statistical aspects of spectral analysis of unevenly spaced data. Astrophys J 263:835-853

Scheinkman JA, LeBaron B (1989) Nonlinear dynamics and stock returns. J Business 62:311-337

Schiffelbein P (1984) Effect of benthic mixing on the information content of deep-sea stratigraphical signals. Nature 311:651-653

Schiffelbein P (1985) Extracting the benthic mixing impulse response function: a constrained deconvolution technique. Marine Geol 64:313-336

Schiffelbein P, Dorman L (1986) Spectral effects of time-depth nonlinearities in deep sea sediment records: a demodulation technique for realigning time and depth scales. J Geophys Res B91:3821-3835

Schulz M (1994) Spektralanalyse nicht äquidistanter paläoklimatischer Zeitreihen: SPECTRUM - ein Turbo Pascal Programm. Diplomarbeit, Universität Kiel, 182 S. [unveröffentlicht]

Schulz M, Mudelsee M, Wolf-Welling TCW (1994) Fractal analyses of Pleistocene marine oxygen isotope records. In: Kruhl JH (Hrsg.) Fractals and Dynamic Systems in Geoscience, Springer, Berlin, 377-387

Schuster HG (1989) Deterministic Chaos. 2. Aufl., VCH, Weinheim, 270 S.

Scott DW (1979) On optimal and data-based histograms. Biometrika 66:605-610

Seber GAF, Wild CJ (1989) Nonlinear Regression. John Wiley & Sons, New York, 768 S.

Seibold E (1991) Das Gedächtnis des Meeres. Piper, München, 447 S.

Seibold E, Berger WH (1993) The Sea Floor. 2. Aufl., Springer, Berlin, 356 S.

Sen A, Srivastava M (1990) Regression Analysis: Theory, Methods, and Applications. Springer, New York, 347 S.

Shackleton NJ (1967) Oxygen isotope analyses and Pleistocene temperatures re-assessed. Nature 215:15-17

Shackleton NJ (1977a) The oxygen isotope stratigraphic record of the late Pleistocene. Phil Trans R Soc Lond B 280:169-179

Shackleton NJ (1977b) Carbon-13 in Uvigerina: tropical rainforest history and the equatorial Pacific carbonate dissolution cycles. In: Andersen NR, Malahoff A (Hrsg.) The Fate of Fossil Fuel CO_2 in the Oceans, Plenum, New York, 401-427

Shackleton NJ (1987) Oxygen isotopes, ice volume and sea level. Quat Sci R 6:183-190

Shackleton NJ, Hall MA (1984) Oxygen and carbon isotope stratigraphy of Deep Sea Drilling Project hole 552A: Plio-Pleistocene glacial history. In: Roberts DG, Schnitker D, *et al.* (Hrsg.) Init. Repts. DSDP, Vol. 81, U.S. Govt. Printing Office, Washington, 599-609

Shackleton NJ, Hall MA (1989) Stable isotope history of the Pleistocene at ODP Site 677. In: Becker K, Sakai H, *et al.* (Hrsg.) Proc. ODP, Sci. Results, Vol. 111, Ocean Drilling Program, College Station, TX, 295-316

Shackleton NJ, Opdyke ND (1973) Oxygen isotope and palaeomagnetic stratigraphy of Equatorial Pacific core V28-238: oxygen isotope temperatures and ice volumes on a 10^5 year and 10^6 year scale. Quatern Res 3:39-55

Shackleton NJ, Opdyke ND (1976) Oxygen-isotope and paleomagnetic stratigraphy of Pacific core V28-239 late Pliocene to latest Pleistocene. In: Cline RM, Hays JD (Hrsg.) Investigation of late Quaternary paleoceanography and paleoclimatology, Geol Soc Am Mem 145:449-464

Shackleton NJ, Opdyke ND (1977) Oxygen isotope and palaeomagnetic evidence for early northern hemisphere glaciation. Nature 270:216-219

Shackleton NJ, Backman J, Zimmerman H, Kent DV, Hall MA, Roberts DG, Schnitker D, Baldauf JG, Desprairies A, Homrighausen R, Huddlestun P, Keene JB, Kaltenback AJ, Krumsiek KAO, Morton AC, Murray JW, Westberg-Smith J (1984) Oxygen isotope calibration of the onset of ice-rafting and history of glaciation in the North Atlantic region. Nature 307:620-623

Shackleton NJ, Imbrie J, Pisias NG (1988) The evolution of oceanic oxygen-isotope variability in the North Atlantic over the past three million years. Phil Trans R Soc Lond B 318:679-686

Shackleton NJ, Berger AL, Peltier WR (1990) An alternative astronomical calibration of the lower Pleistocene timescale based on ODP Site 677. Trans R Soc Edinb Earth Sci 81:251-261

Shackleton NJ, Hall MA, Pate D (im Druck-a) Pliocene stable isotope stratigraphy of site 846. In: Pisias NG, Mayer LA, Janecek TR, *et al.* (Hrsg.) Proc. ODP, Sci. Results, Vol. 138, Ocean Drilling Program, College Station, TX.

Shackleton NJ, Crowhurst S, Hagelberg T, Pisias NG, Schneider DA (im Druck-b) A new late Neogene time scale: application to leg 138 sites. In: Pisias NG, Mayer LA, Janecek TR, *et al.* (Hrsg.) Proc. ODP, Sci. Results, Vol. 138, Ocean Drilling Program, College Station, TX.

Siegel AF (1980) Testing for periodicity in a time series. J Am Stat A 75:345-348

Sikes EL, Farrington JW, Keigwin LD (1991) Use of the alkenone unsaturation ratio U_{37}^{k} to determine past sea surface temperatures: core-top SST calibrations and methodology considerations. Earth Plan 104:36-47

Silverman BW (1981) Using kernel density estimates to investigate multimodality. J Roy Sta B 43:97-99

Silverman BW (1986) Density Estimation for Statistics and Data Analysis. Chapman and Hall, London, 175 S.

Spell TL, McDougall I (1992) Revisions to the age of the Brunhes-Matuyama boundary and the Pleistocene geomagnetic polarity timescale. Geophys R L 19:1181-1184

Stattegger K (1986) Die Beziehungen zwischen Sediment und Hinterland: Mathematisch-statistische Modelle aus Schwermineraldaten rezenter fluviatiler und fossiler Sedimente. Jb Geol B-A 128:449-512

Sturges HA (1926) The choice of a class interval. J Am Stat A 21:65-66

Tauxe L, Deino AD, Behrensmeyer AK, Potts R (1992) Pinning down the Brunhes/Matuyama and upper Jaramillo boundaries: a reconciliation of orbital and isotopic time scales. Earth Plan 109:561-572

Theiler J (1986) Spurious dimension from correlation algorithms applied to limited time-series data. Phys Rev A 34:2427-2432

Thomson DJ (1982) Spectrum estimation and harmonic analysis. Proc IEEE 70:1055-1096

Thomson DJ (1990) Time series analysis of Holocene climate data. Phil Trans R Soc Lond A 330:601-616

Tiedemann R (1991) Acht Millionen Jahre Klimageschichte von Nordwest Afrika und Palão-Ozeanographie des angrenzenden Atlantiks: Hochauflösende Zeitreihen von ODP-Sites 658-661. Berichte - Reports, Geol.-Paläont. Inst. Univ. Kiel, 46, 190 S.

Tiedemann R, Sarnthein M, Stein R (1989) Climatic changes in the western Sahara: aeolo-marine sediment record of the last 8 million years (sites 657-661). In: Ruddiman WF, Sarnthein M, *et al.* (Hrsg.) Proc. ODP, Sci. Results, Ocean Drilling Program, College Station, TX, 241-261

Tiedemann R, Sarnthein M, Shackleton NJ (1994) Astronomic timescale for the Pliocene Atlantic $\delta^{18}O$ and dust flux records of Ocean Drilling Program site 659. Paleoceanog 9:619-638

Trauth MH (1995) Bioturbate Signalverzerrung hochauflösender paläoozeanographischer Zeitreihen. Berichte - Reports, Geol.-Paläont. Inst. Univ. Kiel, 74, 167 S.

Tsonis AA, Elsner JB, Georgakakos KP (1993) Estimating the dimension of weather and climate attractors:

important issues about the procedure and interpretation. J Atmos Sci 50:2549-2555

Turrin BD, Donnelly-Nolan JM, Hearn Jr. BC (1994) $^{40}Ar/^{39}Ar$ ages from the rhyolite of Alder Creek, California: age of the Cobb Mountain normal-polarity subchron revisited. Geology 22:251-254

Volkman JK, Barrett SM, Blackburn SI, Sikes EL (1995) Alkenones in *Gephyrocapsa oceanica:* implications for studies of paleoclimate. Geoch Cos A 59:513-520

Walter RC, Manega PC, Hay RL, Drake RE, Curtis GH (1991) Laser-fusion $^{40}Ar/^{39}Ar$ dating of Bed I, Olduvai Gorge, Tanzania. Nature 354:145-149

Webb P-N, Harwood DM (1991) Late Cenozoic glacial history of the Ross Embayment, Antarctica. Quat Sci R 10:215-223

Williams DF, Lerche I, Full WE (1988) Isotope Chronostratigraphy. Academic Press, San Diego, 345 S.

Wilson DS (1993) Confirmation of the astronomical calibration of the magnetic polarity timescale from sea-floor spreading rates. Nature 364:788-790

Wine RL (1964) Statistics for Scientists and Engineers. Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N.J., 671 S.

Winkler W (1983) Vorlesungen zur Mathematischen Statistik. Teubner, Leipzig, 276 S.

Yamamoto R, Iwashima T, Sanga NK, Hoshiai M (1986) Analysis of climatic jump. J Meteorol Soc Jap 64:273-281

Zahn R, Winn K, Sarnthein M (1986) Benthic foraminiferal $\delta^{13}C$ and accumulation rates of organic carbon: *Uvigerina Peregrina* group and *Cibicidoides wuellerstorfi*. Paleoceanog 1:27-42