

INAUGURAL-DISSERTATION
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlich - Mathematischen
Gesamtfakultät
der Ruprecht - Karls - Universität
Heidelberg

vorgelegt von
Dipl.-Phys. Marcus Christl
aus Lampertheim

Tag der mündl. Prüfung: 29.01.2003

Rekonstruktion der
Erdmagnetfeldstärke während der
letzten 200.000 Jahre basierend auf
Beryllium-10-Profilen von
Tiefseesedimenten

Gutachter: Prof. Dr. Augusto Mangini
Prof. Dr. Kurt Roth

Zusammenfassung: Diese Arbeit präsentiert einen neuen Ansatz zur Rekonstruktion der relativen Erdmagnetfeldstärke während der letzten 200.000 Jahre basierend auf ^{10}Be -Profilen von Tiefseesedimenten. Es wird gezeigt, dass es mit Hilfe einfacher Boxmodelle möglich ist, die Verteilung der Deposition von ^{10}Be im Ozean zu simulieren. Mit diesen Modellergebnissen werden die ozeanischen Transportprozesse quantifiziert und damit das Transportsignal vom atmosphärischen ^{10}Be -Produktionssignal getrennt. Die Transport-korrigierten ^{10}Be -Profile dienen als Grundlage zur Berechnung der relativen Variation des Erdmagnetfeldes während der vergangenen 200.000 Jahre. Zusätzlich können in einem inversen Ansatz, d.h. aus dem Vergleich von berechneten ^{10}Be -Produktionsschwankungen mit den Modell-korrigierten Profilen, Schlussfolgerungen über die glaziale Ozeanzirkulation im Südatlantik gezogen werden. Demnach war der Südatlantik während der letzten beiden Glaziale wahrscheinlich sowohl weniger ventiliert, als auch durch das Vordringen pazifischen Tiefenwassers charakterisiert und zeigte eine größere Bioproduktivität in den heutigen Hochproduktivitätsgebieten. Aufgrund der aktuellen Diskussion über einen möglichen Zusammenhang zwischen solar-magnetischer Aktivität und Erdklima werden abschließend verschiedene in der Literatur vorgeschlagene Kopplungsmechanismen zusammengestellt und diskutiert. Die „galactic cosmic ray Hypothese“, die einen Zusammenhang zwischen dem Fluss kosmischer Höhenstrahlung und dem Klima der Erde vermutet, wird anhand des Vergleichs der hier vorgestellten Erdmagnetfeldrekonstruktion mit Klimaaufzeichnungen von Stalagmiten qualitativ überprüft. Aufgrund von Unwägbarkeiten (Datierungsprobleme, Analytische Ungenauigkeiten und fehlender Kenntnis eines physikalischen Kopplungsmechanismus) ist eine eindeutige Bestätigung dieser Hypothese z. Zt. nicht möglich. Die Ergebnisse zeigen jedoch, dass ein Zusammenhang zwischen dem Fluss kosmischer Höhenstrahlung und dem Klima der Erde nicht auszuschließen ist.

Abstract: This work presents a new approach for the reconstruction of the Earth's magnetic field intensity during the last 200,000 years based on ^{10}Be -records derived from deep sea sediments. Simple box models are shown to be able to describe the distribution of the depositional flux of ^{10}Be in the ocean. The model results are used to quantify the transport of ^{10}Be and they allow to separate the ^{10}Be -production from transport signals. The transport-corrected records are used to calculate the relative variation of the Earth's magnetic field during the last 200,000 years. A comparison of calculated ^{10}Be -production changes with the model-corrected records -by using an inverse approach- shows evidence that the glacial South Atlantic Ocean probably was less ventilated, that there was more bi-productivity in recent high productivity areas, and that the South Atlantic deep waters were influenced by northward flowing pacific deep waters. Because of the ongoing discussion about a solar-magnetic influence on climate, some possible mechanisms are summarized and discussed. The galactic cosmic ray hypothesis, which links the flux of cosmic rays to Earth's climate, is tested by comparing the reconstruction of the Earth's magnetic field to mid- and low-latitude climate-records from stalagmites. The cosmic ray hypothesis can not be confirmed unambiguously by the results of this work (because of incorrect age models, analytical errors, and the absence of a physical mechanism that describes the assumed link between cosmic rays and climate). However, a correlation between the flux of galactic cosmic rays and Earth's climate can not be excluded.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
2	Grundlagen	9
2.1	Produktion von ^{10}Be	9
2.1.1	Modulation des GCR-Flusses durch Magnetfelder	10
2.1.2	Globale Produktionsrate von ^{10}Be	13
2.1.3	^{10}Be in der Atmosphäre	17
2.2	^{10}Be und ^{230}Th im Ozean	18
2.2.1	^{230}Th im Ozean	19
2.2.2	^{10}Be im Ozean	22
2.3	Transport- oder Produktion?	24
2.3.1	Langzeit-Variabilität der Sonne?	25
2.3.2	Heterogene Deposition von ^{10}Be	26
2.3.3	Transportprozesse im Ozean	27
3	Zweiboxmodell	29
3.1	Modellbeschreibung	29
3.2	Diskussion des Ansatzes und Fehlerbetrachtung	34
3.3	Modellergebnisse und Diskussion	36
3.3.1	Pazifischer Ozean	37
3.3.2	Südatlantischer Ozean	42
3.3.3	Folgerungen für ^{230}Th als constant flux Tracer	46
3.3.4	Glaziales Szenario	47
4	Multiboxmodell	53
4.1	Aufbau des Modells	54

4.1.1	Einteilung der Boxen	54
4.1.2	Eingabeparameter	59
4.1.3	Modellausgabe	60
4.1.4	Implementierung von Transport und scavenging	61
4.2	Modellergebnisse und Diskussion	66
4.2.1	F_a/F_p -Werte von ^{230}Th	66
4.2.2	^{10}Be -SCF	69
4.2.3	Fehlerabschätzung	70
4.2.4	Vergleich: Modelle und Daten	72
4.2.5	Glaziale Szenarien	77
5	Rekonstruktion des Erdmagnetfeldes	83
5.1	Boundary Scavenging Korrektur	83
5.2	Rekonstruktion des Erdmagnetfeldes	91
5.3	Inverser Ansatz	96
5.4	Zusammenfassung	99
6	Sonne, GCR und Klima?	101
6.1	Sonne und Klima	101
6.1.1	Schwankung der Solarkonstanten	104
6.1.2	Die UV-Hypothese	106
6.1.3	Die GCR-Hypothese	108
6.2	Test der GCR-Hypothese	112
7	Zusammenfassung und Ausblick	121
A	Messung von Beryllium-10	I
B	Datierung von Sedimentkernen	V
B.1	Sauerstoffisotopenstratigraphie	V
C	Anwendungen von $^{230}\text{Th}_{ex}$	XI
C.1	Berechnung und Messung von $^{230}\text{Th}_{ex}$	XI
C.2	Methode der $^{230}\text{Th}_{ex}$ -Normierung	XIII
C.3	Berechnung von Sedimentationsraten	XIV
C.3.1	Benutzung des radioaktiven Zerfalls	XV

C.3.2	$^{230}\text{Th}_{ex}$ -constant flux model	XVI
D	Multiboxmodell Anhänge	XIX
D.1	Mathematische Beschreibung	XIX
D.1.1	Eingabeparameter	XIX
D.1.2	Berechnungen	XX
D.2	Holozäner Parametersatz	XXIII
D.2.1	Verweilzeiten	XXIII
D.2.2	Zirkulation	XXIV
D.3	Glaziale Parametersätze	XXVII
D.3.1	Verweilzeiten	XXVII
D.3.2	Zirkulation	XXX
E	ODP-Daten	XXXIII
E.1	F_a/F_p - ^{230}Th , ^{10}Be -SCF	XXXIV

Kapitel 1

Einleitung

Die Variation der solaren Einstrahlung auf der Erde stellt die Hauptursache der natürlichen Klimavariabilität in der Vergangenheit dar [Milankovich, 1941]. Spektralanalysen von Klimaaufzeichnungen zeigen, dass das Klima der Erde periodischen Schwankungen unterliegt [Berger, 1984; Broecker, 1995], die mit einer zyklischen Variation der Erdbahnparameter zusammenhängen¹ [Milankovich, 1941]. Zumindest während der letzten 2,5 Millionen Jahre wird der Wechsel zwischen Kalt- und Warmzeiten von dem 100.000 a-Zyklus dominiert, der nach der Milankowich-Theorie jedoch nur von geringer Bedeutung für das Erdklima sein sollte. Um die Reaktion des Klimasystems der Erde auf diesen schwachen äußeren Antrieb zu erklären ist eine große Verstärkung der relativ kleinen Amplitude dieses Zyklusses nötig. Positive Rückkopplungen im Klimasystem sind durch eine Änderung der Ozeanzirkulation bzw. durch eine Veränderung des Strahlungshaushalts der Atmosphäre möglich [Aargaard und Carmack, 1994]. Der Ozean kann das Klimasystem nur auf längeren Zeitskalen (> etwa 1000 a) beeinflussen, da die Wassermassenzirkulation relativ träge auf einen externen Antrieb reagiert. Auf kurzen Zeitskalen spielt daher eine Änderung der Strahlungsbilanz der Atmosphäre die übergeordnete Rolle. Da die Sonne den Haupt-Energieeintrag in die Atmosphäre der Erde liefert, favorisieren aktuelle Studien die Schwankung der solaren Ak-

¹Die Frequenzen von etwa 21.000, 41.000 und 100.000 a werden mit der Präzession der Erdachse, der Neigung der Erdachse zur Ekliptik und der Exzentrizität der Erdbahn um die Sonne in Verbindung gebracht

tivität² als möglichen Auslöser natürlicher Klimaschwankungen [Neff et al., 2001; Bond et al., 2001; Labitzke und Loon, 1989]. Als potentielle Verstärkungsmechanismen werden beispielsweise die Beeinflussung der stratosphärischen Ozonschicht und damit der atmosphärischen Zirkulationsmuster durch die Änderung der solaren UV-Strahlung (z.B.: Shindell et al. [1999]), oder die direkte Beeinflussung der Wolkenbildung und damit der Strahlungsbilanz der Erde durch eine solar-magnetische Modulation der kosmischen Höhenstrahlung³ (Galactic Cosmic Rays, GCR) vorgeschlagen (z.B.: Svensmark [1998]; Tinsley [1996]).

Kosmogene Radionuklide wie z.B. ^{14}C und ^{10}Be werden durch GCR in der oberen Atmosphäre der Erde produziert, wobei ihre Produktion invers mit der Abschirmung durch die solaren- bzw. geomagnetischen Felder zusammenhängt. Sie können daher als Tracer für den GCR-Fluss auf der Erde bzw. für die magnetische Aktivität der Sonne und der Erde verwendet werden. Es wird davon ausgegangen, dass die Produktionsschwankungen der kosmogenen Radionuklide auf kurzen Zeitskalen (etwa < 1000 a) durch die magnetische Variabilität der Sonne verursacht werden, wohingegen die Schwankungen auf langen Zeitskalen auf die Variation des Erdmagnetfeldes zurückzuführen sind [Masarik und Beer, 1999]. Die Deposition von ^{10}Be in Tiefseesedimenten kann zur Rekonstruktion der relativen Erdmagnetfeldstärke verwendet werden [Frank, 2000], da diese aufgrund der großen Dämpfung durch den Ozean nur die Langzeit-Variationen aufzeichnen. Falls der oben angedeutete Zusammenhang zwischen dem Klima der Erde und dem GCR-Fluss auf der Erde existiert, könnte dieser anhand eines Vergleichs von Depositionsflüssen kosmogener Radionuklide (als Tracer für den GCR-Fluss) mit Klimaaufzeichnungen nachzuweisen sein. Die zum Vergleich verwendeten Aufzeichnungen der Deposition kosmogener Radionuklide dürfen allerdings nicht durch meist klimainduzierte Transportsignale beeinflusst sein. Die Variation des GCR-Flusses auf der Erde ist nicht der einzige Faktor, der die Deposition kosmogener Radio-

²Dabei ist nicht die Variation der solaren Einstrahlung aufgrund veränderter Erdbahnparameter gemeint, sondern die Schwankung der sonneneigenen Aktivität

³Für den Begriff kosmische Höhenstrahlung wird im weiteren Verlauf dieser Arbeit die Abkürzung GCR (galactic cosmic rays) verwendet

nuklide bestimmt. Beispielsweise wird das atmosphärische ^{14}C , als Teil des globalen Kohlenstoff-Kreislaufs, auf glazialer-interglazialer Zeitskala stark von einem Wechsel der Ozeanzirkulation beeinflusst [Stuiver und Braziunas, 1993a]. Auch die Deposition von ^{10}Be kann klimainduzierten Transportprozessen unterliegen; ein möglicher Einfluss von Transportsignalen auf eine Erdmagnetfeldrekonstruktion basierend auf ^{10}Be -Daten von Tiefseesedimenten [Frank et al., 1997] wird in der Literatur daher kontrovers diskutiert [Kok, 1999].

Während ^{10}Be in der Paläoozeanographie einerseits als Tracer für ozeanische Transportprozesse Verwendung findet [Frank et al., 2000; Anderson et al., 1990; Lao et al., 1992; Strobl, 1998], wird es andererseits zur Rekonstruktion der ^{10}Be -Produktion und damit des Erdmagnetfeldes benutzt [Frank et al., 1997; Aldahan und Possnert, 1998; Wagner et al., 2000]. Da sich diese beiden Anwendungen prinzipiell ausschließen, müssen für die jeweilige Verwendung bestimmte Annahmen getroffen werden. Beispielsweise verlangt die Anwendung von ^{10}Be als Tracer in der Paläoozeanographie, dass der zeitliche Verlauf der ^{10}Be -Produktion und damit des Erdmagnetfeldes bekannt ist. Die Verwendung einer inkorrekten Magnetfeldrekonstruktion kann dabei zu Fehlinterpretationen paläoozeanographischer Fragestellungen (z.B. bei der Rekonstruktion von Bioproduktivitätsmustern und Ozeanzirkulation) führen. Um andererseits ^{10}Be in Tiefseesedimenten als Tracer für das Erdmagnetfeld zu benutzen, müssen alle ozeanischen Transportprozesse wie z.B. Sedimentumlagerungen oder der advective Transport von ^{10}Be quantifiziert werden.

Mit der Rekonstruktion des Erdmagnetfeldes, basierend auf direkten magnetischen (Remanenz-) Messungen an Sedimentkernen, haben sich bereits zahlreiche Studien befasst [Valet und Meynadier, 1993; Yamazaki und Ioka, 1994; Guyodo und Valet, 1999]. Neue Arbeiten von Laj et al. [2000] und Stoner et al. [2002], auf Grundlage von Remanenzmessungen an atlantischen Sedimentkernen mit besonders hohen Akkumulationsraten, präsentieren zeitlich hochaufgelöste Aufzeichnungen des Erdmagnetfeldes während der letzten etwa 80.000 a. Dennoch ist auch bei diesen Rekonstruktionen unklar, welches die geeignetste Me-

thode zur Korrektur von klimainduzierten Signalen ist (z.B. die Variation der lithologischen Parameter). Weiterhin muss bei den direkten magnetischen Messverfahren die sogenannte *Lock In Depth* bestimmt werden, also die Tiefe ab der das aktuelle magnetische Signal dauerhaft aufgezeichnet wird [Stoner et al., 2000]. Die Rekonstruktion der Erdmagnetfeldstärke aus der Deposition von ^{10}Be in Tiefseesedimenten ist nicht von diesen Problemen betroffen.

In dieser Arbeit wird eine neue Methode zur Rekonstruktion des Erdmagnetfeldes basierend auf ^{10}Be -Daten von Tiefseesedimenten vorgestellt. Die entwickelte Korrektur-Methode erlaubt es, an einzelnen ^{10}Be -Profilen das Produktionssignal vom Transportsignal zu separieren. Während Sedimentumlagerungen durch die Normierung der ^{10}Be -Profile auf ^{230}Th -excess korrigiert werden [Frank et al., 1999], sind zur Quantifizierung des advektiven Transports von ^{10}Be im Ozean Modellrechnungen notwendig. Ein Schwerpunkt dieser Arbeit liegt daher in der Beschreibung der Verteilung der ^{10}Be - (und ^{230}Th -) Deposition im Ozean mit Hilfe von Boxmodellen. Es werden zwei Modelle unterschiedlicher Komplexität vorgestellt. Nach einer ausführlichen Beschreibung und Diskussion der Modellansätze sowie umfangreicher Sensitivitätsstudien zur Verteilung von ^{230}Th und ^{10}Be im Ozean wird die Anwendung der Modellergebnisse auf die Messdaten vorgestellt. Mit Hilfe der modellierten Korrekturfaktoren ist es möglich, den Anteil des Transportsignals in den gemessenen ^{10}Be -Profilen zu quantifizieren. Aus den Modell-korrigierten ^{10}Be -Profilen wird die Variation der globalen Produktion von ^{10}Be während der letzten 200.000 a berechnet, um daraus den Verlauf der relativen Erdmagnetfeldstärke zu rekonstruieren.

Aus dem Vergleich dieser Transportsignal-befreiten Magnetfeldrekonstruktion mit Klimaaufzeichnungen kann, wie oben angedeutet, überprüft werden, ob die solare und geomagnetische Aktivität über die Modulation des GCR-Flusses einen Einfluss auf das Erdklima hat. Dieser Vergleich wird abschließend durchgeführt und es werden mögliche Theorien über den Zusammenhang zwischen solarer Aktivität und Erdklima diskutiert.

Kapitel 2

Grundlagen

Da sich diese Arbeit mit der Rekonstruktion der globalen Beryllium-10-Produktion aus Messungen an Tiefseesedimenten beschäftigt, wird in diesem Kapitel zunächst ausführlich auf die Produktion von ^{10}Be eingegangen. Der Transport und die Deposition von ^{10}Be im Ozean wird genauer behandelt und prinzipielle Probleme bei der Rekonstruktion des Produktionssignals aufgrund des klimainduzierten Transports von ^{10}Be werden diskutiert.

2.1 Produktion von ^{10}Be Beryllium

Das kosmogene Radionuklid ^{10}Be ($T_{1/2} = 1,5 \cdot 10^6$ Jahre) [Hofmann et al., 1987] entsteht hauptsächlich aus der Wechselwirkung der sekundären Komponente der kosmischen Höhenstrahlung (GCR) mit Stickstoff- und Sauerstoff-Atomen der oberen Atmosphäre der Erde. Dabei handelt es sich bei den GCR um hochenergetische, geladene Partikel (ca. 90% Protonen, 7-10% He-Kerne und $\approx 1\%$ schwerere Kerne), deren Quellen weit außerhalb unserer Galaxis liegen (Sterne, Supernovas, Neutronensterne, Schwarze Löcher etc.) [Usoskin und Mursula, 2001]. Treffen diese hochenergetischen Partikel auf die Atmosphäre der Erde, so kommt es zu einer Vielzahl von Kernreaktionen und damit zur Produktion von sekundären Partikeln (Kernbruchteile, Neutronen, Myonen etc.) die wiederum weitere Kernreaktionen induzieren können. Die so entstandenen Teilchen verlieren beim Durchlaufen dieser Kaska-

de immer mehr Energie, so dass nur ein geringer Teil der hochenergetischen Partikel die Erdoberfläche erreicht. Die wesentlichen Reaktionen, die zur Entstehung von ^{10}Be führen, sind der Neutroneneinfang von Stickstoff- oder Sauerstoffatomen $\text{N}(\text{n}, \text{x})^{10}\text{Be}$ $\text{O}(\text{n}, \text{x})^{10}\text{Be}$ und bei höheren Energien die direkte Reaktion von Protonen mit Sauerstoffatomen $\text{O}(\text{p}, \text{x})^{10}\text{Be}$ [Masarik und Beer, 1999]. Die maximale Energiedeposition der GCR liegt oberhalb von etwa 15 km Höhe, so dass etwa $2/3$ des gesamten ^{10}Be in der Stratosphäre produziert wird und nur etwa $1/3$ in der Troposphäre [Lal und Peters, 1967; O'Brien, 1979]. Die in situ Produktion von ^{10}Be auf der Erdoberfläche und im Ozean ist dagegen vernachlässigbar gering¹.

2.1.1 Modulation des GCR-Flusses durch Magnetfelder

Wie alle geladenen Teilchen werden die GCR von Magnetfeldern abgelenkt. Um die Erdatmosphäre zu erreichen, muss ein Partikel der kosmischen Strahlung zwei wesentliche magnetische Einflussbereiche durchqueren: Das interplanetare Magnetfeld (IMF) und das Magnetfeld der Erde.

Das Interplanetare Magnetfeld (IMF)

Das IMF entsteht in der Sonne und ist das koronale Magnetfeld der Sonne, das durch den hoch leitfähigen Plasmastrom (Sonnenwind) von der Sonne weg transportiert wird. Man spricht von einem im Sonnenwind *eingefrorenen* Magnetfeld. Die Ausdehnung des IMF entspricht damit dem magnetischen Einflussbereich der Sonne (Heliosphäre) von etwa 100-120 AU (1 AU = $150 \cdot 10^6$ km). Die Stärke des IMF bei 1 AU (am Ort der Erde) beträgt etwa 5 nT, es kann jedoch starken zeitlichen Schwankungen um bis zu zwei Größenordnungen unterliegen [Usoskin und Mursula, 2001]. Auf der rechten Seite der Abbildung 2.1 ist die Ausdehnung der Heliosphäre schematisch dargestellt. Zusätzlich ist der Einfluss der magnetischen Aktivität der Sonne auf das Energiespektrum und den Fluss der GCR am Ort der Erde gezeigt [Castagnoli

¹Es gibt jedoch Arbeiten, die sich gerade mit der in situ Produktion von ^{10}Be befassen, um sog. Expositionsalter von Gesteinsproben zu bestimmen (z.B.: Schaefer et al. [2002]).

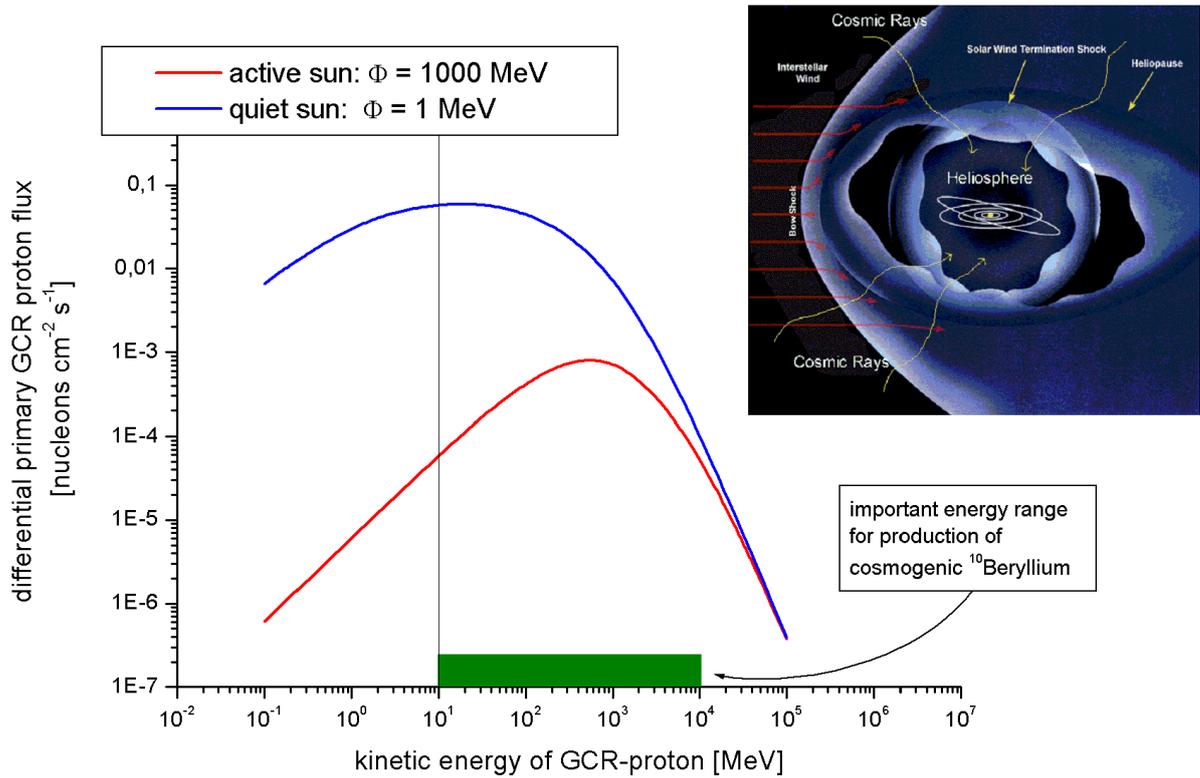


Abbildung 2.1: Rechts oben: Form und Ausdehnung der Heliosphäre (schematisch). Links: Modulation des differentiellen Flusses und des Energiespektrums der GCR am Ort der Erde (bei 1 AU) durch die magnetische Aktivität der Sonne. Im für die ^{10}Be -Produktion relevanten Energiebereich [Masarik und Beer, 1999] kann der GCR-Fluss über zwei Größenordnungen variieren.

und Lal, 1980]. Dabei wird die magnetische Aktivität der Sonne ausgedrückt durch den solaren Modulationsparameter Φ [MeV], wobei ein hohes Potential Φ für eine gesteigerte magnetische Aktivität der Sonne steht und umgekehrt [Castagnoli und Lal, 1980]. Masarik und Beer [1999] berechneten auf Grundlage von Neutronenmonitor-Messungen (der sekundären Komponente der GCR) im Zeitraum von 1955 - 1995 eine maximale Variation von Φ zwischen 380 und 1200 MeV; als Langzeitmittel werden 550 MeV angegeben. Es ist jedoch nicht ausgeschlossen, dass die magnetische Aktivität der Sonne über wesentlich längere Zeiträume stärker variiert hat. So gibt Sharma [2002] eine Variation von Φ zwischen 0 und etwa 1500 MeV während der letzten 200.000 Jahre an. In Abbildung 2.1 ist zu erkennen, dass für einen solaren Modulationsparameter zwischen 1 MeV und 1000 MeV der GCR-Fluss im für die ^{10}Be -Produktion relevanten Energiebereich [Masarik und Beer, 1999] um bis zu zwei Größenordnungen schwankt.

Das Erdmagnetfeld

Um die Atmosphäre der Erde zu erreichen, müssen die energiereichen Partikel der GCR zusätzlich das Magnetfeld der Erde (rezente Feldstärke ≈ 40.000 nT) durchqueren. Der abschirmende Effekt des Erdmagnetfeldes gegenüber der kosmischen Strahlung ist sehr breitenabhängig. Da die Feldlinien an den Polen nahezu parallel zur Einfallrichtung der GCR verlaufen, ist die Abschirmung hier nur gering (und damit die ^{10}Be -Produktion groß). Ausgedrückt wird die variable Schirmung durch die sog. *cut off rigidity* [GeV]. Geladene Teilchen mit einer kinetischen Energie oberhalb der cut off rigidity können das Erdmagnetfeld passieren, die energieärmeren werden abgelenkt. In Abbildung 2.2 ist die schematische Form des Erdmagnetfeldes und seine Verformung durch den Sonnenwind dargestellt, daneben ist der für Modellrechnungen angenommene Verlauf der cut off rigidity als Funktion der geomagnetischen Breite gezeigt [Masarik und Beer, 1999].

Auch das Erdmagnetfeld unterliegt zeitlichen Schwankungen. Diese Änderungen vollziehen sich, im Vergleich zu den schnellen Variatio-

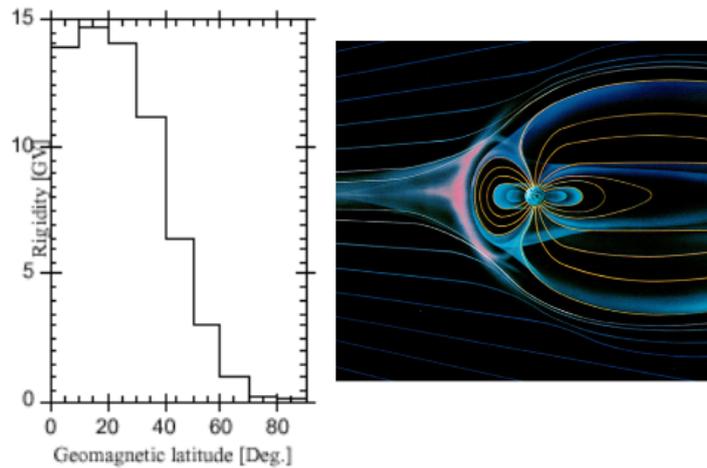


Abbildung 2.2: Rechts: schematische Darstellung des Erdmagnetfeldes im Einfluss des Sonnenwinds. Links: cut off rigidity des Erdmagnetfeldes in Abhängigkeit der geomagnetischen Breite [Masarik und Beer, 1999].

nen des Sonnenmagnetfeldes (Jahre bis einige hundert Jahre), jedoch relativ langsam auf Zeitskalen von mehreren hundert bis einigen tausend Jahren. Der Einfluss des Erdmagnetfeldes auf die Produktion von ^{10}Be liegt in derselben Größenordnung wie der Einfluss des IMF's (siehe nächster Abschnitt).

2.1.2 Globale Produktionsrate von ^{10}Be

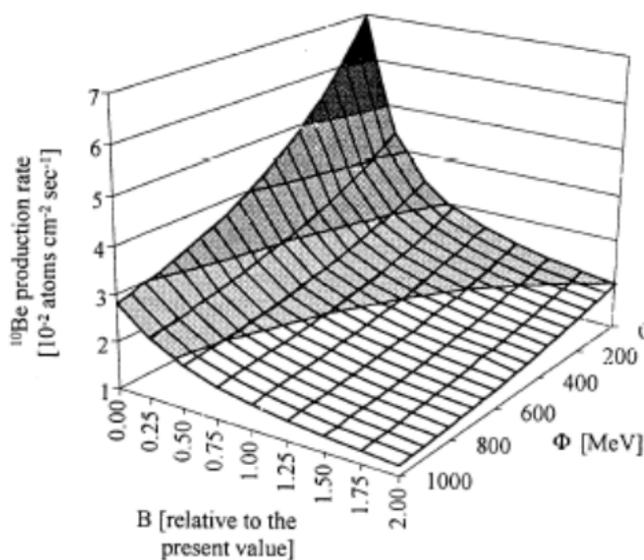
Wie im letzten Abschnitt beschrieben, ist die globale Produktionsrate von ^{10}Be im wesentlichen von drei Faktoren bestimmt:

- Variation des Flusses der kosmischen Primärstrahlung (GCR)
- Schwankungen des magnetischen Flusses von der Sonne
- Variable Schirmung der GCR durch das Erdmagnetfeld

Obwohl die Möglichkeit besteht, dass der Fluss der kosmischen Primärstrahlung (z.B. aufgrund von Supernova-Explosionen) zeitlichen Schwankungen unterliegt [Sonett et al., 1987], zeigen Vogt et al. [1990], dass der mittlere primäre GCR-Fluss während der letzten Millionen

Jahre nicht mehr als 10-20 % geschwankt hat. Unter der Annahme eines konstanten GCR-Flusses und unter Verwendung eines rein physikalischen Modells zur Simulation der Wechselwirkung der GCR und deren Sekundärprodukten mit der Erdatmosphäre konnten Masarik und Beer [1999] die globale Produktion von ^{10}Be in Abhängigkeit von der Erdmagnetfeldstärke und vom solaren Modulationsparameter berechnen.

Abbildung 2.3:
Modellierte globale ^{10}Be -Produktion in Abhängigkeit von der relativen Erdmagnetfeldstärke B und vom solaren Parameter Φ [Wagner et al., 2000].



Das Ergebnis der Modellierung ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Es ist deutlich der nichtlineare Zusammenhang zwischen schirmenden Magnetfeldern und ^{10}Be -Produktion zu erkennen. Die ^{10}Be -Produktion steigt überproportional mit schwächer werdenden Magnetfeldern an. Die Magnetfelder der Sonne und der Erde beeinflussen die ^{10}Be -Produktion dabei etwa in gleicher Weise. Unter der Annahme einer konstanten solaren Aktivität ($\Phi = 550 \text{ MeV}$) lässt sich der hier dargestellte Zusammenhang zwischen Erdmagnetfeld und ^{10}Be -Produktion durch ein Polynom fünften Grades darstellen [Wagner et al., 2000]:

$$\frac{P_M}{P_{M_0}} = 2,07 - 2,649 \cdot x + 2,838 \cdot x^2 - 1,741 \cdot x^3 + 0,549 \cdot x^4 - 0,069 \cdot x^5. \quad (2.1)$$

Wobei P_M/P_{M_0} das Verhältnis der ^{10}Be -Produktion bei der Magnetfeldstärke M zur rezenten Produktion (bei M_0) angibt und x für die Magnetfeldstärke relativ zum heutigen Wert steht (M/M_0). Im Gegen-

satz zu der von Elsaesser et al. [1956] vorgeschlagenen Wurzelbeziehung

$$\frac{P_M}{P_{M_0}} = \text{const} \cdot \frac{1}{\sqrt{\frac{M}{M_0}}}, \quad (2.2)$$

die bei verschwindender Erdmagnetfeldstärke eine Singularität aufweist, ist das Polynom im Bereich sehr kleiner Feldstärken bis zum mehr als des doppelten des heutigen Wertes gut anwendbar. Die beiden oben beschriebenen Funktionen sind in Abbildung 2.4 gegenübergestellt. Zusätzlich ist die von Lal [1988] verwendete Beziehung zwischen Erd-

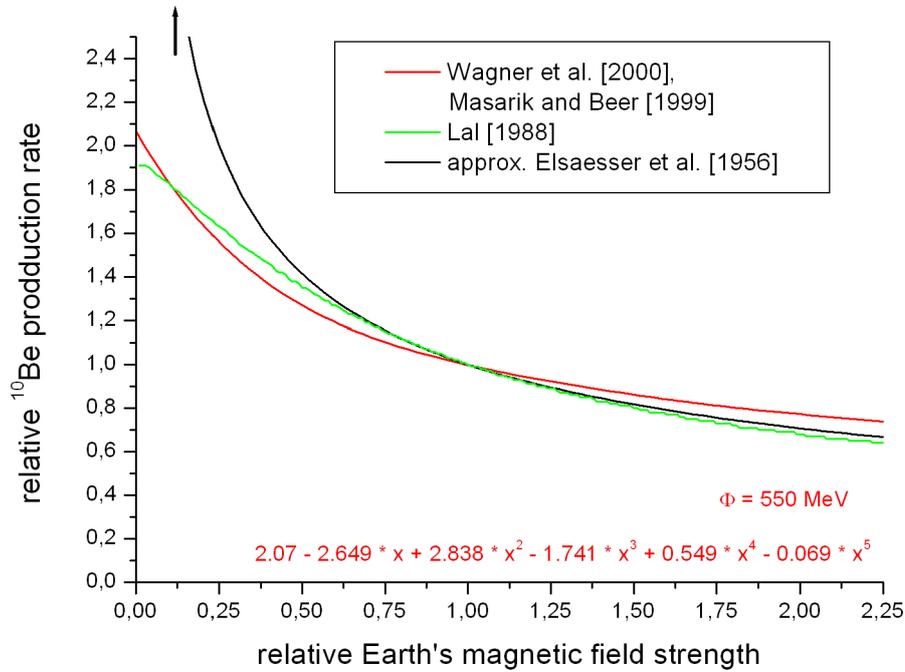


Abbildung 2.4: Vergleich der in der Literatur verwendeten Beziehungen zwischen Erdmagnetfeldstärke und ^{10}Be -Produktion. In dieser Arbeit wird das in rot eingezeichnete Polynom fünften Grades von Masarik und Beer [1999] und Wagner et al. [2000] mit einem konstanten solaren Modulationsparameter von 550 MeV benutzt.

magnetfeld und ^{10}Be -Produktion eingetragen. Das in rot eingezeichnete Polynom von Wagner et al. [2000] wird im weiteren Verlauf dieser Arbeit dazu benutzt, die Stärke des Erdmagnetfeldes zu berechnen. Es sei

angemerkt, dass die von Masarik und Beer [1999] berechnete Variation der Neutronenflüsse auf der Erdoberfläche gut mit den Messdaten von Neutronenmonitoren übereinstimmt. Es gibt jedoch große Unsicherheiten bei den Wirkungsquerschnitten der einzelnen Kernreaktionen, durch die letztlich ^{10}Be produziert wird. Dies führt dazu, dass die relative Variation der ^{10}Be -Produktion durch das Modell gut beschrieben wird, wohingegen der Fehler des berechneten Absolutwerts der globalen ^{10}Be -Produktion groß ist. In Tabelle 2.1 sind verschiedene Literaturdaten der globalen ^{10}Be -Produktion aus Modellrechnungen und Messungen an unterschiedlichen Archiven gegenübergestellt. Es ist zu erken-

globale ^{10}Be -Produktion $10^6 \text{ atm/cm}^2 \cdot \text{a}$	Methode der Bestimmung (Archiv)	Ref.
1,42	Modellrechnungen	[Lal und Peters, 1967]
0,82		[O'Brien, 1979]
0,66		[Masarik und Reedy, 1995]
0,58		[Masarik und Beer, 1999]
0,51 - 1,14	Eiskerne	[Beer et al., 1994] [McCorkell et al., 1967] [Somayajulu, 1977]
0,47 - 1,89	Sedimentkerne	[Reyss et al., 1981] [Raisbeck et al., 1981]
$1,21 \pm 0,26$	Niederschlag	[Monaghan et al., 1986]

Tabelle 2.1: Zusammenstellung der in der Literatur verfügbaren Werte der globalen ^{10}Be -Produktion

nen, dass sowohl die Modelldaten als auch die Messungen eine relativ große Streuung aufweisen. Bei den Modellen wurde die Schwäche in der Berechnung des Absolutwerts der ^{10}Be -Produktion bereits erwähnt. Bei den Messwerten liegen die Schwankungen zum großen Teil im jeweils verwendeten Archiv begründet. So werden z.B. zur Bestimmung des Depositionsflusses von ^{10}Be Akkumulationsraten (von Schnee, Eis, Sediment) benötigt, die sehr stark durch klimainduzierte Transportprozesse beeinflusst sein können (siehe Abschnitt 2.3.3). Da es sich bei dem Wert von Monaghan et al. [1986] um ein Langzeit-Mittel von Messungen an Niederschlagsproben handelt, die zusätzlich um wieder auf-

gewirbeltes und resuspendiertes ^{10}Be korrigiert wurden, scheint dieser Wert wenig von Transportprozessen beeinflusst zu sein. In dieser Arbeit wird daher der Wert $(1,21 \pm 0,26) \cdot 10^6 \text{ atm/cm}^2 \cdot \text{a}$ [Monaghan et al., 1986] als globale ^{10}Be -Produktionsrate verwendet. Zur Beschreibung der relativen Variation der ^{10}Be -Produktion wird das in Gleichung 2.1 dargestellte und in Abbildung 2.4 in rot eingezeichnete Polynom benutzt.

2.1.3 ^{10}Be in der Atmosphäre

Nach seiner Produktion (hauptsächlich in der Stratosphäre, siehe Abbildung 2.5) lagert ^{10}Be schnell an submikron-Aerosolen (im wesentlichen Sulfate) an [Young und Silker, 1974] und gelangt nach einer mittleren Verweilzeit von etwa einem Jahr [Raisbeck et al., 1981] in die Troposphäre. Die Verweilzeit von ^{10}Be in der gesamten At-

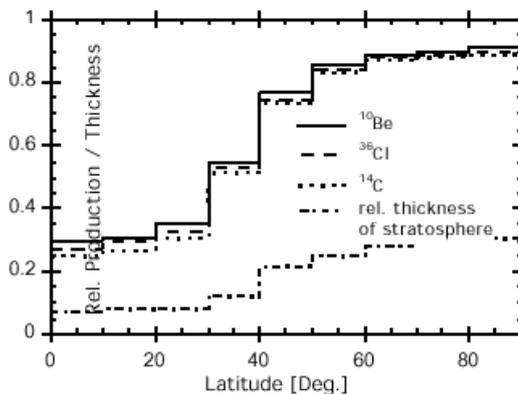
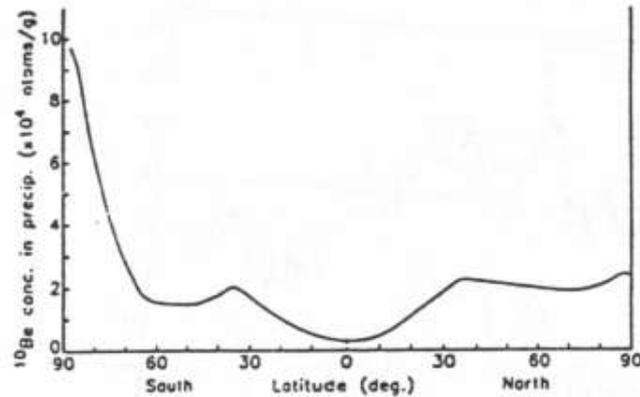


Abbildung 2.5: Relativer Beitrag der Stratosphäre zur atmosphärischen Gesamtproduktion von ^{10}Be (durchgezogene Linie) [Masarik und Beer, 1999]

mosphäre hängt sehr stark mit der Intensität des Stratosphären-Troposphären-austauschs und der intratroposphärischen Mischung zusammen [Lal und Peters, 1967]. Wie in Abbildung 2.5 zu sehen findet die ^{10}Be -Produktion in mittleren und hohen Breiten zu mehr als 80 % in der Stratosphäre statt. Da jedoch der Haupt-Luftmassenaustausch über die Tropopause im Bereich der Subtropenjets (bei etwa 40° auf beiden Hemisphären) erfolgt, ist hier der Eintrag in die Troposphäre am höchsten. In der Troposphäre beträgt die Verweilzeit von ^{10}Be nur einige Wochen [McHargue und Damon, 1991]. Hier gebildetes oder aus

der Stratosphäre eingetragenes ^{10}Be gelangt durch Nass- und Trocken-deposition auf die Erdoberfläche. Aufgrund des verdünnenden Effekts des Niederschlags variiert die Deposition von ^{10}Be dabei invers mit der Niederschlagsrate. Die ^{10}Be -Konzentration im tropischen Niederschlag

Abbildung 2.6: Die ^{10}Be -Konzentration im Niederschlag variiert invers mit der Niederschlagsrate. Der Haupteintrag von ^{10}Be in die Troposphäre erfolgt bei etwa 40° auf beiden Hemisphären, was an den beiden Höckern der Kurve zu erkennen ist [McHargue und Damon, 1991].



ist daher wesentlich geringer als in der extrem niederschlagsarmen Antarktis (Abbildung 2.6). Die oben erwähnte Breitenabhängigkeit der Produktion von ^{10}Be in der Stratosphäre wird also am Boden nicht wiedergefunden, was auf die schnelle interhemisphärische Mischung der Troposphäre und auf regionale meteorologische Prozesse (im wesentlichen eine Variation der Niederschlagsmenge) zurückzuführen ist.

2.2 Transport und Deposition von Beryllium-10 und Thorium-230 im Ozean

Nach dieser Beschreibung der Produktion und des Transports von ^{10}Be in der Atmosphäre soll nun auf den Transport und die Deposition von ^{10}Be im Ozean eingegangen werden. Zur korrekten Interpretation der an Tiefseesedimenten gemessenen ^{10}Be -Profile ist es notwendig, mögliche Sedimentumlagerungen zu quantifizieren. Dies ist mit Hilfe der Methode der $^{230}\text{Th}_{\text{excess}}$ -Normierung möglich. Eine ausführlichere Beschreibung dieser Methode, sowie weiterer Anwendungsmöglichkeiten von ^{230}Th in der Paläoozeanographie (wie z.B. die Möglichkeit, zeitlich hochaufgelöste vertikale Sediment-

Akkumulationsraten zu berechnen) befindet sich in Anhang C. Auf die Produktion, den Transport und die Deposition von ^{230}Th im Ozean wird daher hier nur sehr kurz eingegangen.

2.2.1 ^{230}Th im Ozean

Das Radionuklid ^{230}Th ($T_{1/2} = 75.200 \text{ a}$) entsteht aus dem α -Zerfall von ^{234}U im Meerwasser. Das Uranisotop ^{238}U ($T_{1/2} = 4,47 \cdot 10^9 \text{ a}$) und dessen Tochternuklid ^{234}U ($T_{1/2} = 2,48 \cdot 10^5 \text{ a}$) sind im oxischen Ozeanwasser gut löslich und bilden dort chemisch inaktive Karbonat-Komplexe [Broecker, 1974]. Uran besitzt daher im Ozean eine sehr große Verweilzeit von etwa 400.000 a [Mangini et al., 1979]. Da die Mischungszeit der Ozeane nur etwa 1000 a [Broecker und Peng, 1982] beträgt, ist Uran im Ozean sehr homogen verteilt. Die mittlere Konzentration von Uran im Meerwasser beträgt $(3,3 \pm 0,2) \mu\text{g/l}$ [Ku et al., 1979]. Die beiden Uranisotope ^{234}U und ^{238}U kommen im gesamten Ozean in einem Aktivitätsverhältnis (AU) von 1,144 ($^{234}\text{U}/^{238}\text{U}$) vor [Chen et al., 1980]. Es wird davon ausgegangen, dass sich die Urankonzentration im Ozean und das Aktivitätsverhältnis $^{234}\text{U}/^{238}\text{U}$ während der letzten 1 Million Jahren nicht wesentlich änderten [Henderson, 2002]. Aus der bekannten Uran-Konzentration und dem Aktivitätsverhältnis lässt sich dann nach Ivanovich und Harmon [1992] eine zeitlich und räumlich konstante ^{230}Th -Produktionsrate von:

$$P(^{230}\text{Th}) = 2,63 \cdot 10^{-2} \text{ dpm/l.ka} \quad (2.3)$$

berechnen (1 ka = 1000 a).

Aufgrund seines hohen Ionenpotentials (Th^{4+}) ist ^{230}Th sehr partikelreaktiv und adsorbiert nach der Produktion in der Wassersäule zunächst sehr schnell an kleineren Kolloiden (meist Eisen- oder Manganhydroxide), die sich wiederum an größere Schwebstoffpartikel anlagern. Die Adsorption partikelreaktiver Tracer (^{230}Th , ^{10}Be) an Trägermaterial stellt generell einen schnellen aber reversiblen Prozess dar, so dass sich nach kurzer Zeit ein dynamisches Gleichgewicht zwischen Produktion, Adsorption \leftrightarrow Desorption, Aggregation \leftrightarrow Disaggregation

gation und Sedimentation einstellt. Für den Prozess des Entfernens aus der Wassersäule wird im allgemeinen der Begriff *scavenging* benutzt. Es wird angenommen, dass ^{230}Th gleichermaßen an verschiedenem Adsorbiermaterial anhaftet (detritisches Material, Tonminerale, unlösliche Oxide und Hydroxide [Ivanovich und Harmon, 1992], aber auch biogenes Material wie Karbonate, Opal und organischer Kohlenstoff) [Henderson et al., 1999].

Ein Maß für die Partikelreaktivität eines Stoffes stellt der sogenannte K_d -Wert (gemessen in $[\text{g}_{\text{Wasser}}/\text{g}_{\text{Partikel}}]$) dar, der das Verhältnis von partikulärer Konzentration pro Partikelmasse zu gelöster Konzentration pro Wassermasse angibt. Guo et al. [1995] geben auf Grundlage ihrer Messdaten für ^{230}Th einen K_d -Wert in der Größenordnung von 10^6 bis 10^7 an. Das bedeutet, dass die ^{230}Th Konzentration pro Gramm Partikelmasse 10^6 mal höher ist als in 1 ccm gefiltertem Ozeanwasser. Die Messungen zeigen weiterhin eine Abnahme des K_d -Werts in Hochproduktivitätsgebieten. Dies kann einerseits durch eine erhöhte Konzentration von Kolloiden in diesen Gebieten erklärt werden, da an Kolloiden adsorbiertes ^{230}Th nicht an Filtern haftet und somit bei der Bestimmung der partikulären ^{230}Th -Konzentration fehlt. Andererseits ist es möglich, dass es aufgrund der erhöhten Partikelanzahl vermehrt zur Koagulation der Teilchen kommt, wodurch dann eine geringere Adsorptionsfläche für ^{230}Th zur Verfügung stehen würde.

Ein typisches ^{230}Th -Profil im Ozean ist in Abbildung 2.7 dargestellt. Da ^{230}Th in der gesamten Wassersäule produziert und schnell in die Tiefe transportiert wird (wo es dann teilweise wieder in Lösung geht), kommt es zu dem beobachteten Anstieg der ^{230}Th -Gesamtkonzentration mit zunehmender Tiefe. Es mag zunächst verwirrend erscheinen, dass -gemessen pro Gesamtwasservolumen- die ^{230}Th -Konzentration in der gelösten Phase trotz eines K_d -Werts von etwa 10^6 fast 10 mal höher ist als die der partikulären Phase. Dies wird jedoch verständlich, wenn man bedenkt, dass die Partikelkonzentration im Ozean im Bereich von etwa 10^{-7} g/g liegt.

Aus Sedimentfallendaten und Wasserprofilen lässt sich eine Verweilzeit von ^{230}Th im Ozean zwischen 10 und 40 Jahren berechnen [Ander-

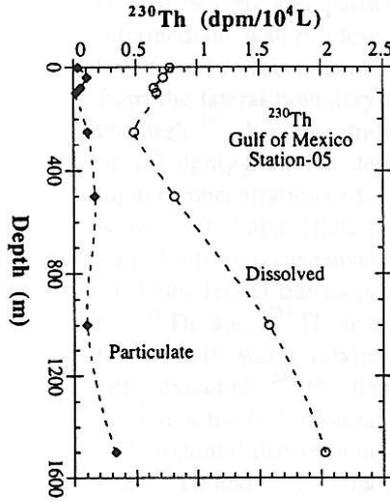


Abbildung 2.7: Typisches Ozeanprofil von ^{230}Th gemessen im Golf von Mexiko. Gezeigt sind die gelöste und partikuläre ^{230}Th -Konzentration in $\text{dpm}/10^4\text{l}$ [Guo et al., 1995]

son et al., 1983a,b]. Im Vergleich zu seiner Halbwertszeit von 75,2 ka und zur Mischungszeit der Ozeane von etwa 1000 a sinkt ^{230}Th demnach quasi sofort auf den Meeresboden. Es kann daher davon ausgegangen werden, dass ^{230}Th direkt nach seiner Produktion in den Sedimenten deponiert wird. Damit lässt sich eine konstante ^{230}Th -Flussdichte ins Sediment berechnen:

$$F_p(^{230}\text{Th}) = 2,63 \text{ dpm}/\text{cm}^2 \cdot \text{ka} \quad \text{pro 1000 m Wassertiefe.} \quad (2.4)$$

Die Deposition von ^{230}Th aus der Wassersäule ist jedoch nicht der einzige Weg, auf dem ^{230}Th in die Sedimente gelangt. Um den Anteil von ^{230}Th zu bestimmen, der direkt durch den scavenging-Prozess aus der Wassersäule in die Sedimente gelangt ist (sogenanntes ^{230}Th -excess), müssen die im Sediment gemessenen ^{230}Th -Gesamtkonzentrationen um zusätzliches ^{230}Th korrigiert werden. Dieses zusätzliche ^{230}Th gelangt einerseits mit dem detritischen Anteil der Trägerphase ins Sediment, andererseits besteht die Möglichkeit der Akkumulation von authigenem ^{230}Th welches aus dem Einbau von Uran aus dem Porenwasser stammt. Da die Methode der $^{230}\text{Th}_{ex}$ -Berechnung schon vielfach angewendet wurde und mittlerweile als Standard anzusehen ist (siehe z.B. Frank [1996]), wird hier auf die Beschreibung der $^{230}\text{Th}_{ex}$ -Berechnung im Anhang C verwiesen. Die sich aus der oben beschriebenen Annahme eines

räumlich und zeitlich konstanten Depositionsflusses von ^{230}Th ins Sediment ergebenden paläoozeanographischen Anwendungen sind ebenfalls im Anhang C ausführlich besprochen. Die Annahme eines räumlich und zeitlich konstanten Depositionsflusses von ^{230}Th impliziert jedoch, dass ^{230}Th keinem advektiven Transport mit den Wassermassen im Ozean unterliegt. Es gibt dennoch Anzeichen, dass in Gebieten mit besonders kurzer Wassermassen-Verweilzeit und/oder besonders hohen Partikelflüssen dies nicht mehr erfüllt ist [Henderson et al., 1999]. Mit Hilfe der Modellrechnungen in den folgenden Kapiteln 3 und 4 kann die oben gemachte Annahme überprüft und die Sensitivität des Depositionsflusses von ^{230}Th auf Änderungen der Ozeanzirkulation und des Partikelflusses untersucht werden. Zuvor wird noch auf das Verhalten von ^{10}Be im Ozean eingegangen.

2.2.2 ^{10}Be im Ozean

Der Haupteintrag von ^{10}Be in den Ozean erfolgt direkt über Nass- und Trockendeposition aus der Atmosphäre. Weitere Quellen sind der fluviale Eintrag von kontinentalem ^{10}Be in gelöster und partikulär gebundener Form, der Eintrag von ^{10}Be durch kontinentale Staubpartikel und in hohen Breiten der Beitrag von Schmelzwasser aus den polaren Eisschilden. Als partikelreaktives Element wird ein Teil des gelösten ^{10}Be an Schwebeteilchen (hauptsächlich Tone) adsorbiert. Diese können zu größeren Partikeln aggregieren und weiter absinken oder aufgrund der biologischen Aktivität von Kleinstlebewesen in den oberen Metern der Wassersäule inkorporiert werden und z.B. als Kotpillen oder zusammen mit den abgestorbenen Überresten zu Boden sinken. Ein großer Teil der herabsinkenden organischen Partikel wird unterhalb der euphotischen Zone wieder aufgelöst und remineralisiert, wodurch ^{10}Be in tieferen Wasserschichten freigesetzt wird. So kommt es zur Ausbildung eines nährstoffähnlichen ^{10}Be -Profils mit einem Minimum bei etwa 20 - 400 m und mit der Tiefe ansteigenden Konzentrationen [Kusakabe et al., 1987; Ku und et al., 1990], wie es in Abbildung 2.8 dargestellt ist.

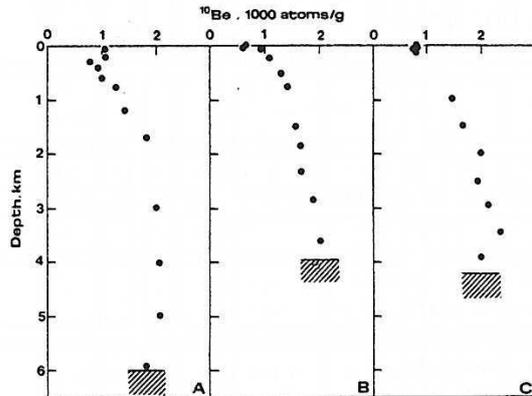


Abbildung 2.8: ^{10}Be -Konzentrationsprofile im Pazifischen Ozean [Kusakabe et al., 1987]. Es ist deutlich der Anstieg der ^{10}Be -Konzentration unterhalb der euphotischen Zone und das Minimum in den oberen Wasserschichten zu erkennen

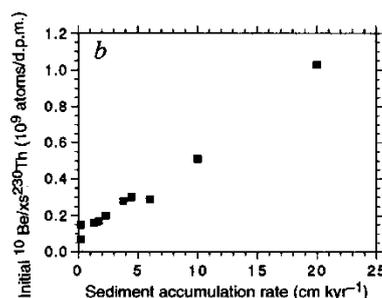
Die Verweilzeit von ^{10}Be im Ozean hängt direkt mit der Partikelreaktivität und mit dem Partikelfluss am jeweiligen Ort zusammen. Obwohl keine direkten Messungen des K_d -Werts von ^{10}Be existieren, kann aus der Verweilzeit von ^{10}Be im Ozean ein um etwa zwei Größenordnungen kleinerer K_d -Wert als der von ^{230}Th abgeschätzt werden. Der bei weitem größte Anteil des gesamten ^{10}Be im Ozean liegt daher in gelöster Form vor. Aus den gemessenen ^{10}Be -Wasserkonzentrationen von etwa 2000 Atome/g im Pazifischen Ozean und etwa 1500 Atome/g im Atlantik lässt sich eine Verweilzeit von etwa 1000 a bzw. etwa 500 a in dem jeweiligen Ozeanbecken berechnen [Segl et al., 1987; Ku und et al., 1990; von Blanckenburg und Igel, 1999]. Die geringeren ^{10}Be -Konzentrationen im Atlantik lassen sich durch die im Vergleich zum Pazifik kürzere Wassermassen-Verweilzeit und den größeren Anteil der hochproduktiven Ozeanränder erklären.

Die Verweilzeit von ^{10}Be im Ozean kann regional sehr stark schwanken. So kommt es in besonders nährstoffreichen Gebieten, wie z.B. an Ozeanrändern, in Upwelling-Gebieten² oder auch in den Frontensystemen des Zirkumpolarstroms (ACC), zu sehr hohen, biogenen Partikelflässen, die dort zu einer besonders kurzen Verweilzeit von weniger als 250 a [Lao et al., 1992] führen. Aufgrund der relativ langen Verweilzeit im offenen Ozean kann ^{10}Be advektiv und durch turbulente Diffusion entlang der Isopyknen in diese Hochproduktivitäts-Gebiete transportiert und dort deponiert werden. Dieser Transportprozess wird

²Mit Upwelling ist das Aufsteigen meist nährstoffreicher Tiefenwasser gemeint.

boundary scavenging genannt. Im Gegensatz zum normalen scavenging bezeichnet *boundary scavenging* also den Transport von gelöstem ^{10}Be von Gebieten niedrigen Partikelflusses (langer scavenging-Verweilzeit) in Gebiete mit hohem Partikelfluss (kurzer scavenging-Verweilzeit). In der Paläoozeanographie wird daher das Verhältnis von ^{10}Be (lan-

Abbildung 2.9: $^{10}\text{Be}/^{230}\text{Th}_{ex}$ -Konzentrationsverhältnis im Nordpazifik in Abhängigkeit von der Sedimentationsrate [Kumar et al., 1995]. Der Anstieg dieses Verhältnisses mit der Sedimentationsrate wird als zunehmendes *boundary scavenging* von ^{10}Be interpretiert.



ge Verweilzeit) zu ^{230}Th (extrem kurze Verweilzeit, siehe Abschnitt 2.2.1) in Sedimentkernen als Indikator für Bioproduktivität benutzt [Kumar et al., 1995; Frank et al., 2000; Anderson et al., 1998; Rutsch et al., 1995]. In Abbildung 2.9 ist der festgestellte lineare Zusammenhang von $^{10}\text{Be}/^{230}\text{Th}_{ex}$ -Verhältnis und Akkumulationsrate dargestellt [Kumar et al., 1995]. Gebiete mit hohen (vertikalen) Sediment-Akkumulationsraten stellen also eine effektive Senke für ^{10}Be dar [Mangini et al., 1984].

2.3 Deposition von ^{10}Be Transport- oder Produktion?

In diesem Abschnitt wird nochmals zusammenfassend auf die mit der Rekonstruktion des Paläomagnetfeldes der Erde aus ^{10}Be -Konzentrationsprofilen in Tiefseesedimenten verbundenen Schwierigkeiten eingegangen. Das Hauptproblem stellt dabei sicherlich die Quantifizierung der meist klimainduzierten Transportprozesse im Ozean dar. Aber auch eine mögliche Langzeit-Variabilität der Sonne hätte Auswirkungen auf eine -auf kosmogenen Radionukliden basierende- Rekonstruktion des Paläomagnetfeldes.

2.3.1 Langzeit-Variabilität der Sonne?

In Abschnitt 2.1.2 wurde gezeigt, dass sowohl das Magnetfeld der Sonne als auch das Erdmagnetfeld in gleicher Weise den Fluss der GCR am Ort der Erde und damit die ^{10}Be -Produktion beeinflussen. Dabei werden die hochfrequenten Variationen (etwa ≤ 1000 a) der Sonne zugeschrieben, während das Erdmagnetfeld auf wesentlich längeren Zeitskalen schwankt. Es ist jedoch keineswegs erwiesen, dass der magnetische Fluss von der Sonne ausschließlich auf kurzen Zeitskalen schwankt. Direkte Satelliten-Messungen des magnetischen solaren Flusses existieren erst seit den siebziger Jahren. Eine indirekte Bestimmung der magnetischen Variabilität der Sonne ist (mit steigender Ungenauigkeit) aus dem aa-Index³ ab dem Jahre 1868, aus der Zahl der Sonnenflecken ab etwa 1600, aus dem atmosphärischen $\Delta^{14}\text{C}$ gemessen an Baumringen während der letzten etwa 12.000 a und aus ^{10}Be in Eisbohrkernen mit Unterbrechungen und mit schlechterer Zeitaufösung während der letzten etwa 60.000 a möglich. Somit stellen die einzigen Archive, die indirekt Auskunft über eine magnetische Langzeitvariabilität der Sonne und der Erde geben können, die kosmogenen Radionuklide dar. Der INTCAL98-Record, der die Variation des atmosphärischen $\Delta^{14}\text{C}$ beschreibt, ist sehr zuverlässig datiert und bringt eine sehr gute zeitliche Auflösung mit sich. Andererseits reagiert ^{14}C als Teil des globalen Kohlenstoffkreislaufs sehr sensibel auf Änderungen der Ozeanzirkulation, der Biosphäre, der Karbonatchemie des Ozeans (pH-Wert), des Gasaustauschs mit dem Oberflächenwasser (Temperatur, Salzgehalt), usw. Es ist daher schwer, aus der Variation des atmosphärischen $\Delta^{14}\text{C}$ -Signals direkt auf Produktionsänderungen zu schließen. Frequenzanalysen des atmosphärischen $\Delta^{14}\text{C}$ -Signals zeigen dennoch die bekannten Sonnenfrequenzen (quasi-Perioden von etwa 11, 22, 88, 150 und 220 a), während die längeren Perioden (512 a und etwa 2800 a) auf eine Änderung der ozeanischen Zirkulation zurückgeführt werden [Stuiver und Braziunas, 1993b] und die Ursache des bekannten 1470 a Zyklus-

³Der aa-Index wird gebildet aus Messungen des Störungsgrades des Erdmagnetfeldes durch das IMF basierend auf Magnetometer-Beobachtungen zweier fast antipodal angeordneter Messstationen in England und Australien

ses kontrovers diskutiert wird [Stuiver et al., 1997; Bond et al., 2001]. Falls die Sonne eine magnetische Langzeit-Variabilität besitzt, hätte dies direkte Auswirkungen auf das ^{10}Be -Signal in Tiefseesedimenten [Sharma, 2002]. Während eine Variation der ^{10}Be -Produktion auf kurzen Zeitskalen (unterhalb der Verweildauer von ^{10}Be im Ozean von etwa 1000 a) aufgrund der sehr starken Dämpfung durch den Ozean in den gemessenen ^{10}Be -Depositionsflüssen nicht erkennbar ist, sollten niederfrequente (evtl. solar bedingte) Schwankungen der Produktion deutlich messbar sein. Da die Änderung des Erdmagnetfeldes ebenfalls in diesen Zeiträumen erfolgt und die Produktion von ^{10}Be in gleicher Weise beeinflusst wie das Sonnenmagnetfeld, wäre es jedoch nicht möglich zwischen Erdmagnetfeld- und Sonnenmagnetfeld-bedingter Änderung der ^{10}Be -Deposition zu unterscheiden. Ein Vergleich von direkten magnetischen Messungen an Tiefsee-Sedimenten, die lediglich die Stärke des Erdmagnetfeldes aufzeichnen, mit der Produktion kosmogener Radionuklide, die von der Variation des Erdmagnetfeldes und des Sonnenmagnetfeldes beeinflusst sind, stellt eine theoretische Möglichkeit dar, die magnetische Langzeit-Variabilität der Sonne zu rekonstruieren [Sharma, 2002]. Aufgrund der großen analytischen und datierungsbedingten Unsicherheiten der jeweiligen Rekonstruktionen ist dies jedoch z.Zt nicht möglich. Bei der in dieser Arbeit vorgestellten Rekonstruktion des Erdmagnetfeldes wird daher von einer zeitlich konstanten mittleren solaren Aktivität ausgegangen.

2.3.2 Räumlich heterogene atmosphärische Deposition von ^{10}Be

Betrachtet man den atmosphärischen Transport von ^{10}Be , so stellt sich die Frage, in wieweit sich das räumlich heterogene Niederschlagsmuster (Abbildung 2.6) auf die Deposition von ^{10}Be im Ozean auswirkt. Die relativ lange mittlere Verweilzeit von ^{10}Be im Ozean (in der Größenordnung der Mischungszeit der Ozeane) führt jedoch zu einer guten Durchmischung und damit zu einer relativ homogenen Verteilung von ^{10}Be im Ozean. Die lange Verweilzeit von ^{10}Be im Ozean bewirkt daher einerseits den Ausgleich des breitenabhängigen Deposi-

tionsmusters der Atmosphäre, andererseits ist ^{10}Be dadurch verstärkt Transportprozessen in der Wassersäule unterworfen. Die Quantifizierung dieser Prozesse ist sehr wichtig und wird im folgenden Abschnitt nochmals zusammenfassend beschrieben.

2.3.3 Transportprozesse im Ozean

In Abbildung 2.10 ist zusammenfassend der Weg von ^{10}Be von der Produktion bis zur Deposition in Tiefseesedimenten skizziert. Wie bereits

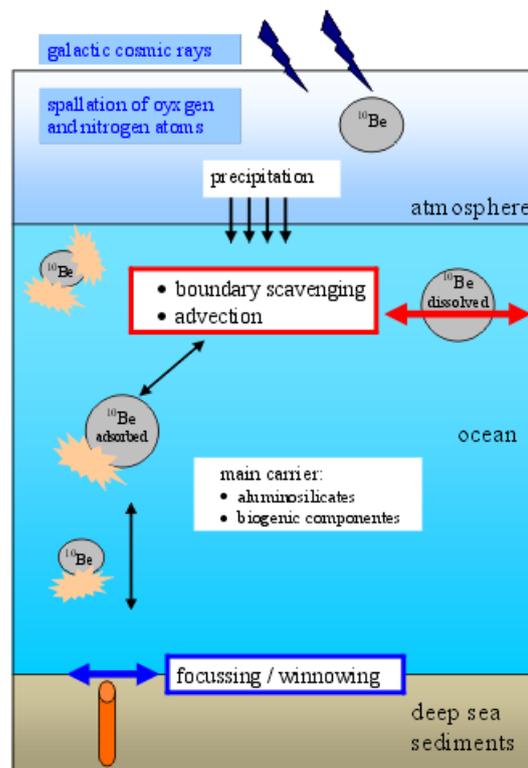


Abbildung 2.10: Schematischer Weg von ^{10}Be von der Produktion bis zur Deposition in Tiefseesedimenten. Die wesentlichen Transportprozesse im Ozean sind durch die farbige Pfeile gekennzeichnet. Dies sind der Transport von gelöstem ^{10}Be aus dem offenen Ozean in Gebiete hohen Partikelflusses (boundary scavenging, roter Pfeil) und der Transport von adsorbiertem und sedimentiertem ^{10}Be z.B. durch Bodenströmungen (Sedimentumlagerungen, blauer Pfeil).

beschrieben, unterliegt ^{10}Be im Ozean zwei wesentlichen Transportprozessen. Zum einen kann gelöstes ^{10}Be advektiv und diffusiv im Wasser

transportiert werden (boundary scavenging; roter Pfeil in Abbildung 2.10), zum anderen kann bereits sedimentiertes ^{10}Be z.B. durch Bodenströmungen umgelagert werden (focusing, winnowing; blauer Pfeil in Abbildung 2.10). Mit Hilfe der Methode der $^{230}\text{Th}_{ex}$ -Normierung kann, wie in Anhang C.2 beschrieben, auf Sedimentumlagerung (blauer Pfeil) korrigiert werden. Die Quantifizierung des Transports von gelöstem ^{10}Be aus Gebieten niedrigen Partikelflusses in sogenannte Hochproduktivitätsgebiete kann nur mit Hilfe von Computermodellen gelingen, die in der Lage sind, Ozeanzirkulation und Partikelfluss auf glazialer/interglazialer Zeitskala zu simulieren. In den folgenden Kapiteln werden daher zwei Modellansätze vorgestellt, mit denen es möglich ist, den Einfluss von Ozeanzirkulation und Partikelfluss auf die Deposition von ^{10}Be und ^{230}Th abzuschätzen. Die Modellergebnisse können dann direkt auf die Datensätze angewendet werden, um so das Produktions- vom Transportsignal von ^{10}Be in Tiefseesedimenten zu trennen.

Kapitel 3

Zweiboxmodell

Einen einfachen Ansatz zur Modellierung des Ozeans und der darin ablaufenden Prozesse bieten sogenannte Boxmodelle. Im Gegensatz zu weitaus komplexeren general-circulation-models (GCMs) können Boxmodelle schnell und einfach auf die Bedürfnisse des Benutzers angepasst werden, verfügen über eine weitaus geringere Zahl an Parametern und benötigen einen wesentlich geringeren Rechenaufwand. Sie sind daher besser geeignet, die Sensitivität eines Systems durch die einfache Variation der Parameter zu studieren, als detaillierte räumliche und zeitliche Informationen des Systems zu liefern. Das hier vorgestellte Zweiboxmodell stellt einen der einfachsten Ansätze zur Modellierung der Verteilung des Depositionsflusses von ^{10}Be und ^{230}Th zwischen dem offenen Ozean und einem Gebiet hohen Partikelflusses dar. Ein entscheidender Vorteil des hier vorgestellten Zweiboxmodells liegt in seiner direkten Anwendbarkeit zur Korrektur von Messdaten auf Transportprozesse. In diesem Kapitel wird zunächst das Modell kurz vorgestellt, bevor auf die Ergebnisse der Modellierung mit einem Pazifischen-, Südatlantischen- und einem spekulativen glazialen Parametersatz eingegangen wird.

3.1 Modellbeschreibung

Die Verteilung des Depositionsflusses eines partikelreaktiven Tracers¹ zwischen offenem Ozean und einem Hochproduktivitätsgebiet kann mit

¹In dieser Arbeit sind mit Tracer immer die Radionuklide ^{10}Be bzw. ^{230}Th gemeint

Hilfe eines einfachen (Gleichgewichts-) Zweiboxmodells, wie es in Abbildung 3.1 dargestellt ist, simuliert werden [Broecker und Peng, 1982; Rutsch et al., 1995; Asmus et al., 1999]. Das Modell besteht aus zwei Boxen die den offenen Ozean und ein Hochproduktivitätsgebiet repräsentieren. Die Sedimentation der partikelreaktiven Tracer ist in beiden Boxen durch unterschiedlich starke vertikale Partikelflüsse realisiert (vertikale Pfeile). Zwischen den Boxen wird findet ein advektiver Wassermassenaustausch statt (horizontale Pfeile). In Abbildung 3.1 be-

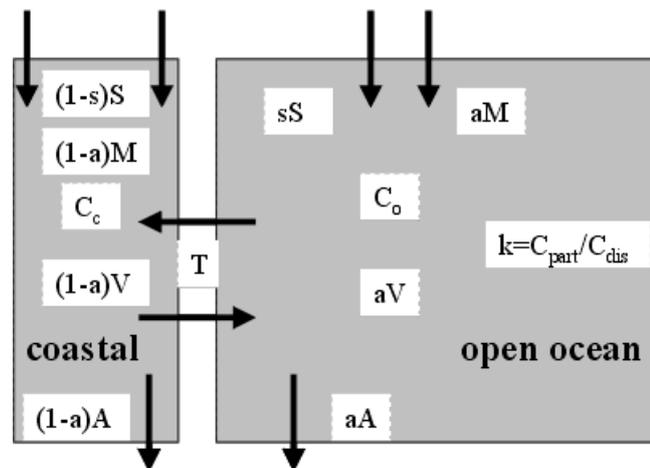


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des in diesem Kapitel beschriebenen Zweiboxmodells. Die vertikalen Pfeile deuten den vertikalen Partikelfluss und die Sedimentation im offenen Ozean und im Hochproduktivitätsgebiet (genannt coastal Box) an. Die horizontalen Pfeile symbolisieren den Wassermassenaustausch zwischen den Boxen. Die Parameter sind im Text erklärt.

zeichnen V und A das gesamte Volumen bzw. die Oberfläche der Boxen, $a \cdot V$ bzw. $a \cdot A$ stellen das Volumen bzw. die Oberfläche des offenen Ozeans und $(1 - a) \cdot V$ bzw. $(1 - a) \cdot A$ Volumen und Oberfläche des Hochproduktivitätsgebiets dar. Die Aufteilung von Oberfläche und Volumen zwischen offenem Ozean und Rand wird durch den dimensionslosen Faktor a beschrieben. Da Hochproduktivitätsgebiete meist mit küstennahen Upwelling-Gebieten gleichgesetzt werden, wird hierfür auch der Begriff Randbox oder coastal Box verwendet. Es sei jedoch ausdrücklich darauf hingewiesen, dass damit ein beliebiges Hochproduktivitätsgebiet gemeint sein kann (z.B. die Polarfront oder die

äquatoriale Divergenz).

Im Falle von ^{230}Th findet die Produktion im gesamten Boxvolumen statt, während ^{10}Be durch die Oberfläche der Boxen eingetragen wird. In Analogie zu der Volumenaufteilung wird der vertikale Gesamt-Partikelfluss S [g/a] mit Hilfe des dimensionslosen Faktors s bzw. $(1-s)$ zwischen offenem Ozean und Randbox aufgeteilt. Bei einem Volumenverhältnis von 9:1 ($a = 0,9$) und einer gleichmäßigen Verteilung des Gesamt-Partikelflusses auf beide Boxen ($s = 0,5$) wäre die Partikelflussdichte [$\text{kg}/\text{cm}^2 \cdot \text{ka}$] in der Randbox neunfach überhöht. Der Faktor s ist deshalb zur anschaulichen Beschreibung des vertikalen Partikelflusses schlecht geeignet. Weiter unten wird daher das Verhältnis der Partikelflussdichten zwischen offenem Ozean und Hochproduktivitätsgebiet (sog. *rain rate ratio*) als Modellparameter verwendet.

Das Modell beruht auf einer einfachen Massenbilanzgleichung, da im Gleichgewicht die Produktion eines Tracers gleich der Deposition in beiden Boxen sein muss².

$$M = s \cdot S \cdot K \cdot C_c + (1 - s) \cdot S \cdot K \cdot C_o \quad (3.1)$$

mit:

M : Tracer-Produktion [dpm/a] für $^{230}\text{Th}_{ex}$ bzw. [Atome/a] für ^{10}Be .

A, V, S : Gesamtoberfläche, Gesamtvolumen und Gesamtpartikelfluss [g/a] in den Boxen. Die Aufteilung dieser Parameter zwischen den beiden Boxen geschieht mit Hilfe der dimensionslosen Faktoren a und s (siehe Text).

K : Verteilungskoeffizient des Tracers zwischen partikulärer und gelöster Phase $K = \frac{C_{part}}{C_{diss}}$ [l/g] (nicht identisch mit dem K_d -Wert in Abschnitt 2.2).

$C_{c,o}$: Konzentration des gelösten Stoffes [dpm/l] für $^{230}\text{Th}_{ex}$ bzw. [Atome/l] für ^{10}Be . Die Indices o bzw. c stehen für open Ocean Box bzw. coastal Box.

²Die folgende Rechnung hält sich eng an die Modellbeschreibung von Asmus et al. [1999] und Rutsch et al. [1995] und ist daher nur sehr kompakt dargestellt

Weiterhin muss im Gleichgewicht die Massenbilanz (unten dargestellt für den offenen Ozean) in jeder Box erfüllt sein:

$$a \cdot M + T \cdot C_c = s \cdot S \cdot K \cdot C_o + T \cdot C_o. \quad (3.2)$$

Dabei bezeichnet T den Wassermassenaustausch [dm^3/a] zwischen den beiden Boxen. Die beiden Terme auf der linken Seite von Gleichung 3.2 stehen für die Tracer-Produktion im offenen Ozean und den advektiven Tracer-Import aus der coastal Box. Die beiden Terme auf der rechten Seite stehen für den Tracer-Verlust durch Sedimentation und Advektion. In der sich anschließenden Rechnung werden zunächst aus den Gleichungen 3.1 und 3.2 Lösungen für C_o und C_c berechnet, um dann mit $F_o = \frac{s \cdot S \cdot K \cdot C_o}{a \cdot A}$ bzw. $F_c = \frac{(1-s) \cdot S \cdot K \cdot C_c}{(1-a) \cdot A}$ die Depositionsflussdichten für den offenen Ozean bzw. für die Randbox zu bestimmen. Für einen beliebigen partikelreaktiven Tracer z ergibt sich:

$$(F_a)_c = \frac{M}{A} \cdot \frac{1 + \frac{n_z}{(1-a) \cdot s}}{1 + \frac{n_z}{(1-s) \cdot s}} \quad (3.3)$$

bzw.

$$(F_a)_o = \frac{M}{A} \cdot \frac{1 + \frac{n_z}{a \cdot (1-s)}}{1 + \frac{n_z}{s \cdot (1-s)}} \quad (3.4)$$

Wobei für n_z allgemein gilt:

$$n_z = \frac{\tau_z \cdot T}{V} = \frac{\tau_z \cdot a}{t_w} \quad (3.5)$$

Mit F_a ist dabei die tatsächlich akkumulierte Flussdichte im Gegensatz zur weiter unten beschriebenen aus der Produktion erwarteten Depositionsflussdichte F_p gemeint. Dabei bezeichnet t_w die Verweilzeit [a] des Wassers im offenen Ozean und $\tau_z = V/s \cdot K$ steht für die scavenging-Verweilzeit eines partikelreaktiven Tracers z . Im speziellen gilt dann für ^{230}Th und ^{10}Be : $n_{Be}/n_{Th} = \tau_{Be}/\tau_{Th}$ bzw. $n_{Be} = n_{Th} \cdot \tau_{Be}/\tau_{Th}$.

Um ein Maß für die Abweichung der Deposition (F_a) von der Produktion (F_p) des Tracers in der jeweiligen Box zu bekommen, werden die oben berechneten Depositionsflussdichten auf die entsprechende Produktion (F_p) normiert. Mit $M/A = F_p$ vereinfachen sich die beiden

Gleichungen 3.3 und 3.4 zu:

$$\left(\frac{F_a}{F_p}\right)_{c,Th} = \frac{1 + \frac{n_{Th}}{(1-a) \cdot s}}{1 + \frac{n_{Th}}{(1-s) \cdot s}} \quad (3.6)$$

und für ^{10}Be :

$$\left(\frac{F_a}{F_p}\right)_{c,Be} = \frac{1 + \frac{n_{Th} \cdot \frac{\tau_{Be}}{\tau_{Th}}}{(1-a) \cdot s}}{1 + \frac{n_{Th} \cdot \frac{\tau_{Be}}{\tau_{Th}}}{(1-s) \cdot s}} \quad (3.7)$$

Die entsprechenden Ausdrücke für den offenen Ozean ergeben sich durch das Ersetzen von a durch $(1 - a)$ und s durch $(1 - s)$. Um die beiden Gleichungen in Abhängigkeit vom rain rate ratio (rr_c/rr_o) auszudrücken, kann s durch $\frac{a}{a+(1-a) \cdot \frac{rr_c}{rr_o}}$ ersetzt werden. Dies ist aus Gründen der Übersichtlichkeit hier nicht mehr dargestellt.

Die hergeleiteten dimensionslosen F_a/F_p -Werte können nun für ein vorgegebenes Volumenverhältnis als Funktion der Wassermassenverweilzeit t_w (enthalten in n , Gleichung 3.5) und dem rain rate ratio untersucht werden. Die Interpretation der F_a/F_p -Werte ist dabei einfach: Quotienten größer eins zeigen einen die Produktion überschreitenden Depositionsfluss an (Tracer Import), während Werte kleiner eins für einen Tracer Export stehen.

Wie in Anhang C.2 beschrieben, wird die aus Messdaten bestimmte ^{10}Be -Flussdichte auf $^{230}\text{Th}_{ex}$ normiert, um auf Sedimentumlagerungen korrigierte vertikale ^{10}Be rain rates zu berechnen. Zum Vergleich der Modellergebnisse mit diesen Daten, wird für ^{10}Be als Modell-Output der sogenannte ^{10}Be -Scavenging Factor, ^{10}Be -SCF verwendet. Dabei handelt es sich um den Quotienten aus Gleichung 3.7 und 3.6:

$$^{10}\text{Be-SCF} = \frac{(F_a/F_p)_{Be}}{(F_a/F_p)_{Th}} \quad (3.8)$$

Anschaulich gesprochen gibt dieser modellierte ^{10}Be -SCF an, wieviel mal mehr ($^{10}\text{Be-SCF} > 1$) oder weniger ($^{10}\text{Be-SCF} < 1$) ^{10}Be gegenüber ^{230}Th am jeweiligen Ort deponiert wird (bei gegebenen Wassermassen-austausch und rain rate-Verhältnis).

Dieses einfache Modell liefert die Grundlage zur Untersuchung der Sensitivität der Deposition von ^{230}Th und ^{10}Be bezüglich Änderungen

der Ozeanzirkulation (Verweilzeit des Wassers) und variierender rain rates. Um die Qualität der Modellergebnisse besser einschätzen zu können, wird an dieser Stelle auf mögliche systematische Fehlerquellen eingegangen.

3.2 Diskussion des Ansatzes und Fehlerbetrachtung

Wie bereits erwähnt, erfolgt die Parametrisierung des scavenging-Prozesses beider Radionuklide in diesem Modellansatz über die Angabe einer mittleren Verweilzeit τ des Tracers im gesamten Ozean. Dabei hängt τ mit der Adsorptionskonstanten wie folgt zusammen: $\tau = V/s \cdot K$. Dieser Modellansatz geht daher von der klassischen Vorstellung aus, wonach der Depositionsfluss eines partikelreaktiven Tracers direkt proportional zum Gesamt-Partikelfluss ist. Der Zusammenhang zwischen an Partikel adsorbiertem und gelöstem Tracer wird durch die räumlich und zeitlich festgelegte Adsorptionskonstante K beschrieben. Henderson et al. [1999] wählen in ihrem GCM-Ansatz³ zur Simulation des Depositionsflusses von ^{230}Th eine andere Beschreibung des scavenging-Prozesses. Die Aufteilung zwischen partikulärer Phase und gelöster Phase ist dabei indirekt über den von der Partikelkonzentration C_p abhängigen Verteilungskoeffizienten $K_d = T_{hp}/T_{hd} \cdot C_p$ mit der Primärproduktivität verbunden. Dieser Zusammenhang wird durch Messungen des K_d -Werts unterstützt (Fig. 1 in Henderson et al. [1999] und Abschnitt 2.2.1). Die Adsorption von ^{230}Th an die verschiedenen partikulären Komponenten (wie z.B. Opal, Karbonate, Tone oder organisches Material) findet mit gleicher Partikelaffinität statt.

³Dieser Ansatz basiert auf einer Kombination verschiedener Module: Das Hamburger Large Scale Geostrophic Ocean General Circulation Model (LSG-OGCM, Maier-Reimer [1993]) liefert die Ozeanzirkulation basierend auf grundlegenden fluid-dynamischen Gleichungen. Das berechnete Ozean-Geschwindigkeitsfeld wird dann vom Hamburg Oceanic Carbon Cycle Model (HAMOC; [Heinze et al., 1991; Maier-Reimer, 1993]) mit angegliedertem (und modifiziertem; [Henderson et al., 1999]) Sedimentationsmodul [Heinze et al., 1999] verwendet um Depositionsflüsse von Partikeln zu berechnen.

Marchal et al. [2000] beschreiben, in ihrem zonal gemittelten Zirkulations-Biogeochemie-Ozeanmodell⁴ zur Berechnung von $^{230}\text{Th}/^{231}\text{Pa}$ -Verhältnissen im Meerwasser, den scavenging-Prozess von ^{231}Pa und ^{230}Th dagegen mit Hilfe des hier verwendeten Adsorptionskoeffizienten, da der Zusammenhang zwischen K_d und C_p für ^{231}Pa nicht bekannt ist. Der verwendete Adsorptionskoeffizient ist jedoch wiederum abhängig von sogenannten Affinitätsfaktoren. Während ^{230}Th für organisches Material, Karbonate und Opal die gleiche Affinität besitzt, wurde für ^{231}Pa eine zehnfach höhere Affinität für Opal angenommen [Lao et al., 1992; Walter et al., 1997; Rutgers van der Loeff und Berger, 1993]. Auch ^{10}Be könnte eine größere Affinität gegenüber biogenem Opal und Tonmineralen besitzen [Lao et al., 1992; Sharma et al., 1987].

Beide der oben erwähnten Modelle gehen davon aus, dass ^{230}Th an Partikeln verschiedener Zusammensetzung mit gleicher Affinität adsorbiert, auch wenn der scavenging-Prozess etwas unterschiedlich in die Modelle eingebunden ist. Messdaten bestätigen, dass diese Vorstellung für ^{230}Th sehr gut erfüllt ist [Yu, 1994]. Da es mit dem hier vorgestellten Modell jedoch nicht möglich ist eventuelle Affinitäten von ^{10}Be gegenüber bestimmten partikulären Komponenten darzustellen, muss zunächst ein linearer Zusammenhang zwischen dem gesamten Partikelfluss und der Depositionsrate der Radionuklide ^{10}Be und ^{230}Th angenommen werden. Diese Annahme scheint für ^{230}Th gerechtfertigt, für ^{10}Be kann zumindest in erster Näherung davon ausgegangen werden, da die Daten von Mangini et al. [1984] und Kumar et al. [1995] diesen linearen Zusammenhang bestätigen.

Zu den Unsicherheiten bezüglich der Konstanz des Adsorptionskoeffizienten kommt der Fehler bei der Bestimmung des Absolutwerts der Verweilzeiten von ^{230}Th und ^{10}Be hinzu. Wie sich aus Gleichung 3.7 bzw. 3.6 ergibt, ist der ^{10}Be -SCF im Modell von dem Verhältnis der Verweilzeiten von ^{10}Be und ^{230}Th abhängig, während die Deposition von ^{230}Th nur von der Verweilzeit des ^{230}Th abhängt. Als mittleres Verhältnis der Verweilzeiten wird in diesem Modell ein fester Wert

⁴Dieser Ansatz basiert im wesentlichen auf dem zonal mittelnden Modell von Wright und Stocker [1992] und dem Biogeochemie-Modul von Marchal et al. [1998].

($\tau_{Be}/\tau_{Th} = 50$) benutzt. Wie in Abschnitt 2.2.1 und 2.2.2 beschrieben, schwanken die Verweilzeiten von ^{230}Th und ^{10}Be zwischen etwa 5 und 40 a und etwa 500 - 1000 a. Es ist daher wichtig abzuschätzen, wie sich die Unsicherheiten der Verweilzeiten auf die Ergebnisse der Modellrechnung auswirken. Da die Verweilzeiten beider Tracer vom Gesamt-Partikelfluss abhängen, ist nicht davon auszugehen, dass beide völlig unabhängig voneinander variieren. Anders ausgedrückt, ist eine Situation bei der die Verweilzeit von ^{10}Be steigt, während die von ^{230}Th abnimmt, in dieser Modellvorstellung unrealistisch. Um den Beitrag dieser Unsicherheit konservativ abzuschätzen, wurde das Verhältnis um 50 % zwischen 25 (1000/40) und 75 (500/6,6) variiert. Es ist jedoch nicht möglich einen generellen Fehler für die Berechnung des ^{10}Be -SCF oder der F_a/F_p -Werte anzugeben, da der Fehler nichtlinear propagiert und zudem vom verwendeten Parametersatz abhängt. Die Fehlerbereiche sind für jeden Parametersatz in Abbildungen 3.3 und 3.5 als violette Kurven dargestellt.

Während die Modellergebnisse im offenen Ozean durch eine starke Variation der Verweilzeiten nur um maximal 10 % beeinflusst werden, führt dies in den Hochproduktivitätsgebieten zu einer Abweichung der Ergebnisse um bis zu 25 %. Auf diesen Fehler wird bei der Behandlung der verschiedenen Parametersätze nochmals eingegangen.

3.3 Modellergebnisse und Diskussion

In diesem Abschnitt wird die Sensitivität von ^{10}Be und ^{230}Th gegenüber Änderungen der Ozeanzirkulation und des Partikelflusses untersucht. Es werden zwei unterschiedliche Parametersätze zur Beschreibung des Pazifischen und des Südatlantischen Ozeans verwendet und die Ergebnisse anschließend diskutiert. In einem dritten Durchlauf wird das Verhalten der ^{10}Be -SCF und der F_a/F_p -Werte von ^{230}Th in einem glazialen Szenario untersucht.

3.3.1 Pazifischer Ozean

Da der Pazifische Ozean in Bezug auf Wassermassenzirkulation und räumliche Verteilung der Hochproduktivitätsgebiete im Vergleich zum Atlantischen Ozean ein wesentlich einfacheres System darstellt (keine Tiefenwasserproduktion und damit längere Wassermassenverweilzeit, geringerer Anteil der Ozeanränder am Gesamtvolumen), wurde zunächst die Anwendung eines für den Pazifischen Ozean typischen Parametersatzes erprobt. In Anlehnung an Lao et al. [1992], der ein ähnliches Modell zur Beschreibung der Verteilung von Radionukliden im Pazifischen Ozean verwendete, wird der Anteil der Randbox mit 10% des Gesamtvolumens abgeschätzt. Für das Gesamtvolumen des Pazifischen Ozeans wird ein Wert von $6,9 \cdot 10^{17} \text{ m}^3$ [Keir, 1988] und eine mittlere Tiefe von 4200 m angenommen.

Um die Sensitivität der Depositionsflüsse von ^{230}Th und ^{10}Be gegenüber Änderungen des Wassermassenaustauschs und der vertikalen Partikelflussdichte zu untersuchen, werden diese beiden Parameter einzeln variiert, während alle anderen Parameter festgehalten werden. Das Ergebnis der Simulation ist in Abbildung 3.2 und 3.3 gezeigt. In Abbildung 3.2 sind die modellierten ^{10}Be -SCF (durchgezogene Linien) und F_a/F_p -Werte von ^{230}Th (gestrichelt) als Funktion der Wassermassenverweilzeit dargestellt. Werte kleiner eins (unterhalb der roten Linie) repräsentieren dabei definitionsgemäß den offenen Ozean, während Werte oberhalb der roten Linie (größer eins) die Ergebnisse für die Randbox darstellen. Bei der Berechnung wurden zwei verschiedene rain rate ratios verwendet. Die Ziffern an den Kurven geben das für die Berechnung der jeweiligen Kurve verwendete rain rate ratio an. Beispielsweise besagt ein Verhältnis von 15, dass der vertikale Partikelfluss am Rand den des offenen Ozeans fünfzehnfach übersteigt. Aufgrund der Größe des Pazifischen Ozeans und der relativ langsamen Wassermassenzirkulation werden für dieses Ozeanbecken realistische Ergebnisse für Wasser-Verweilzeiten zwischen 500 und 1500 a erwartet. Die Ergebnisse innerhalb der blauen Box in Abbildung 3.2 sind daher von besonderem Interesse. Die Modellergebnisse für besonders kurze Wasser-Verweilzeiten

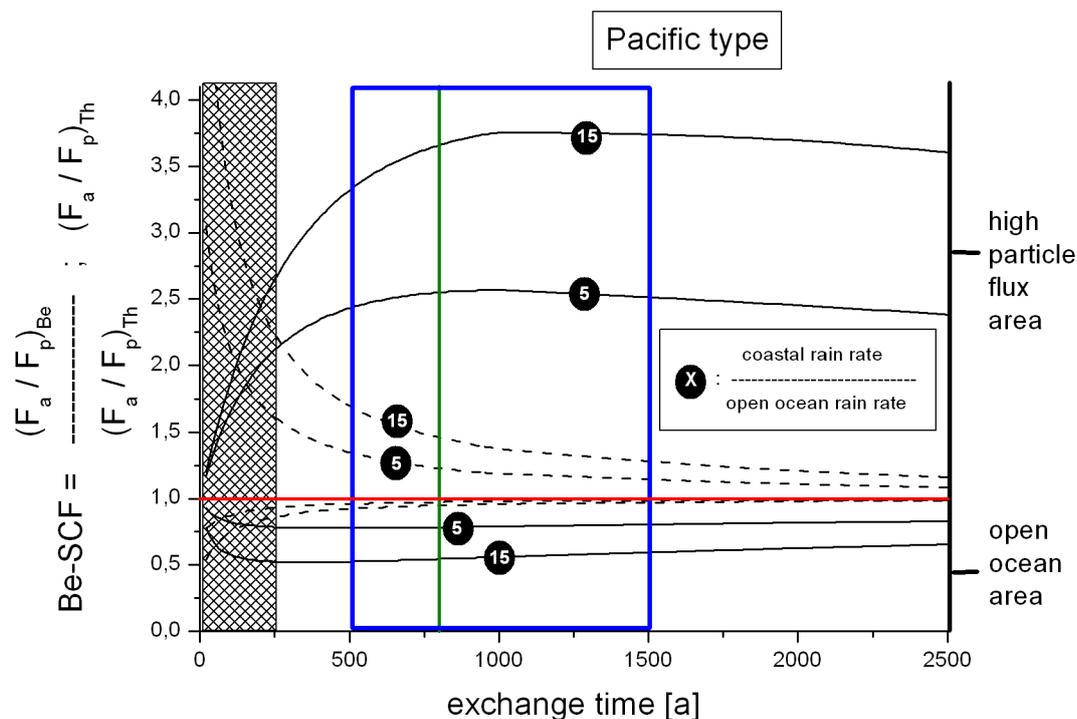


Abbildung 3.2: Dargestellt sind die modellierten ^{10}Be -SCF (durchgezogene Linien) und F_a/F_p -Werte von ^{230}Th (gestrichelte Linien) als Funktion der Wassermassenverweilzeit für den Pazifischen Parametersatz. Beide sind auf die selbe Skala aufgetragen. Werte unterhalb der roten Linie (kleiner eins) repräsentieren die Ergebnisse für den offenen Ozean, Werte größer eins (oberhalb der roten Linie) stellen die Ergebnisse für die Randbox dar. Für die Berechnungen wurden zwei unterschiedlich rain rate ratios benutzt. Die rain rate der Hochproduktivitätsbox wurde auf das Fünffache und das Fünfzehnfache der des offenen Ozeans festgelegt (siehe Ziffern an den Kurven). Im Pazifik werden Wassermassenverweilzeiten zwischen etwa 500 und 1500 a erwartet (blaue Box). Die Ergebnisse in dieser Box sind daher von besonderem Interesse. Wassermassenverweilzeiten unterhalb von etwa 250 a erscheinen physikalisch nicht sinnvoll für ein gesamtes Ozeanbecken. Die Modellergebnisse für diese kurzen Verweilzeiten werden daher verworfen (schraffierte Fläche). Die hier beschriebene Formatierung gilt für alle folgenden Abbildungen dieses Kapitels.

(weniger als 250 a) werden bei der Betrachtung eines gesamten Ozeanbeckens als physikalisch nicht sinnvoll erachtet und daher verworfen (schraffierte Fläche). Auf die Ergebnisse der Modellrechnung mit dem Pazifik-typischen Parametersatz für F_a/F_p -(^{230}Th) und ^{10}Be -SCF wird im folgenden getrennt eingegangen.

F_a/F_p -(^{230}Th): Im offenen Ozean entspricht die Deposition von ^{230}Th meist der Produktion aus der Wassersäule, was an den F_a/F_p -Werten nahe eins (Minimum: 0,9) deutlich erkennbar ist. Zudem ist im offenen Ozean weder eine Abhängigkeit der F_a/F_p -Werte von der Wasser-Verweilzeit noch vom rain rate ratio festzustellen. In der Randbox liegen die F_a/F_p -Werte von ^{230}Th dagegen deutlich über eins. Innerhalb des relevanten Bereichs (blaue Box) zeigen sie eine Variation zwischen 1,2 und etwa 1,6.

^{10}Be -SCF: Der ^{10}Be -SCF im offenen Ozean liegt deutlich unter eins und schwankt zwischen 0,55 und 0,8. Die Werte zeigen nur eine sehr schwache Abhängigkeit von der Wassermassenverweilzeit. Umgekehrt werden im Hochproduktivitätsgebiet ^{10}Be -SCF zwischen 2,4 und 3,8 erreicht. Die Variation mit der Wassermassenverweilzeit ist hier ebenfalls gering.

Das Ergebnis dieser Simulation zeigt, dass die sedimentäre Deposition von ^{230}Th im gesamten offenen Pazifischen Ozean (in Modell 90 % des gesamten Pazifiks) der Produktion in der Wassersäule entspricht. Dies rechtfertigt die Verwendung von ^{230}Th als constant flux tracer zur Korrektur von Sedimentumlagerungen (Anhang C.2). Andererseits zeigen die Ergebnisse für die Randbox, dass dort die Deposition von ^{230}Th um bis zu 60 % über der Produktion liegen kann. Diese signifikanten Abweichungen des F_a/F_p -Werts von eins werden auch von Henderson et al. [1999] bestätigt. Die GCM-Ergebnisse sagen für F_a/F_p -(^{230}Th)-Werte zwischen 0,5 im offenen Pazifik und 1,5 in den Hochproduktivitätsgebieten voraus. Für den offenen Ozean liegen die Ergebnisse des Zweiboxmodells allerdings etwas höher. Da die Gebiete mit besonders geringen F_a/F_p -Werten in den GCM-Ergebnissen eine nur sehr geringe räumliche Ausdehnung aufweisen, ist diese Abweichung wahrscheinlich

auf die wesentlich geringere räumliche Auflösung des Zweiboxmodells und den damit verbundenen mittelnden Effekt zurückzuführen.

Die ^{10}Be -SCF zeigen in beiden Boxen eine wesentlich stärkere Abweichung vom Produktionswert. Aufgrund der längeren scavenging-Verweilzeit von ^{10}Be ist dies auch zu erwarten. Ein mittlerer ^{10}Be -SCF von 0,67 im offenen Pazifik bedeutet, dass dieses Gebiet, welches 90 % des gesamten Pazifiks repräsentiert, $1/3$ seines gesamten ^{10}Be -Inventars exportiert. In den Hochproduktivitätsgebieten kann trotz der Normierung auf ^{230}Th die Deposition von ^{10}Be den Produktionsfluss um fast das Vierfache überschreiten.

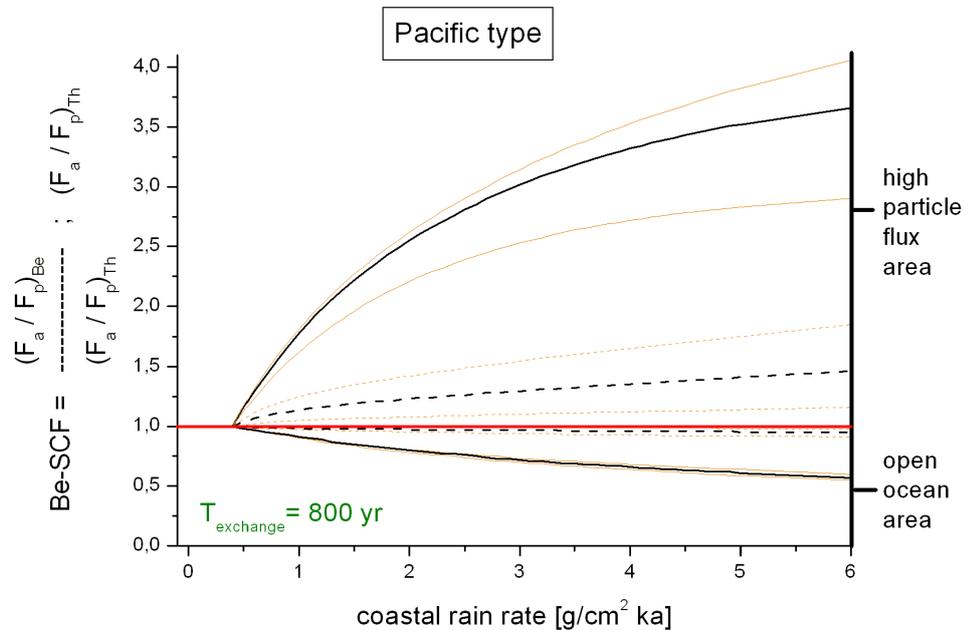


Abbildung 3.3: Modellierte ^{10}Be -SCF und F_a/F_p -Werte von ^{230}Th als Funktion der rain rate in der Randbox. Zur Berechnung wurde eine konstante Wassermassen-Austauschzeit von 800 a verwendet (grüne Linie in Abbildung 3.2). Während die rain rate des offenen Ozeans mit $0,4\text{ g/cm}^2\cdot\text{ka}$ festgelegt ist, wurde die rain rate der Randbox zwischen $0,2$ und $6,0\text{ g/cm}^2\cdot\text{ka}$ variiert. Dies entspricht einer Variation des rain rate ratios zwischen 1 und 15. Die orangefarbenen Linien geben den Schwankungsbereich der Modellergebnisse bei einer Veränderung des Verhältnisses der scavenging-Verweilzeiten von ^{10}Be und ^{230}Th um 50 % (siehe Text).

Die Ergebnisse in Abbildung 3.2 zeigen, dass sowohl der ^{10}Be -

SCF als auch die $F_a/F_p(^{230}\text{Th})$ -Werte nur sehr schwach von der Wassermassen-Verweilzeit abhängen. Um die Sensitivität dieser Faktoren gegenüber Änderungen des rain rate ratios genauer zu untersuchen, wurde für die weiteren Berechnungen eine feste Wassermassen-Verweilzeit von 800 a (grüne Linie in Abbildung 3.2) gewählt. In diesem zweiten Modelldurchlauf wurde die rain rate des offenen Ozeans auf $0,4 \text{ g/cm}^2 \cdot \text{ka}$ festgelegt, während die rain rate des Hochproduktivitätsgebiets kontinuierlich von $0,4$ auf $6,0 \text{ g/cm}^2 \cdot \text{ka}$ erhöht wurde. Dies entspricht (wie im ersten Durchlauf) einer maximalen Variation des rain rate ratio um den Faktor 15. Das Ergebnis dieser Modellrechnung ist in Abbildung 3.3 gezeigt. Dabei wurde dieselbe Nomenklatur verwendet wie in Abbildung 3.2.

$F_a/F_p(^{230}\text{Th})$: Wie schon im ersten Durchlauf zu erkennen war, zeigt die Deposition von ^{230}Th im offenen Ozean unabhängig vom rain rate ratio so gut wie keine Abweichung von der Produktion in der Wassersäule. In der Hochproduktivitätsbox zeigt der F_a/F_p -Wert einen quasi linearen Anstieg von 1 auf 1,4 mit wachsendem rain rate ratio von 1 auf 15.

^{10}Be -SCF: Die ^{10}Be -SCF in beiden Boxen zeigen eine Abhängigkeit vom rain rate ratio und liegen bei bis zu 0,55 im offenen Ozean und erreichen maximal 3,7 in der Hochproduktivitätsregion.

Die orangefarbenen Kurven zeigen die maximale Abweichung an, die sich ergibt, wenn das Verhältnis der scavenging-Verweilzeiten von ^{10}Be und ^{230}Th (wie in Abschnitt 3.2 beschrieben) um $\pm 50\%$ variiert wird. Die dadurch verursachte Variation der Modellergebnisse macht sich in den beiden Boxen unterschiedlich bemerkbar. Während die Modellergebnisse im offenen Ozean Abweichungen von höchstens 5% zeigen, weichen die Ergebnisse für das Hochproduktivitätsgebiet um bis zu 25% von den ursprünglichen Ergebnissen ab. Es ist zudem auffällig, dass die relativen Schwankungen für ^{230}Th größer sind als für ^{10}Be . Da die F_a/F_p -Werte von ^{230}Th im Unterschied zu den ^{10}Be -SCF nicht vom *Verhältnis* der Verweilzeiten abhängen, sondern alleine von der

^{230}Th -Verweilzeit, ist dies eine Folge der größeren Variation der ^{230}Th -Verweilzeit (etwa 70 % verglichen mit dem Verhältnis der Verweilzeiten (50 %)). Weiterhin zeigt sich eine Asymmetrie in den Ergebnissen des ^{10}Be -SCF. Dies hängt sicherlich mit der nichtlinearen Antwort des Systems zusammen und lässt auf eine gewisse Sättigung des Systems mit wachsenden Verweilzeit-Verhältnissen schließen.

Die Ergebnisse der beiden Modellrechnungen lassen sich wie folgt zusammenfassen: Der ^{10}Be -SCF reagiert sehr sensitiv auf Änderungen des rain rate Verhältnisses, wohingegen eine Variation der Wassermassen-Verweilzeit nur geringe Auswirkungen auf den ^{10}Be -SCF hat. Die F_a/F_p -Werte von ^{230}Th zeigen eine ähnlich starke Abhängigkeit von der Wassermassen-Verweilzeit und vom rain rate ratio. Dieses Verhalten lässt sich mit den verschiedenen scavenging-Verweilzeiten der beiden Tracer erklären. Da die Verweilzeit von ^{230}Th immer wesentlich unterhalb der Austauschzeit des Wassers liegt, ist der advektive Antransport von ^{230}Th der limitierende Faktor für den Nachschub von ^{230}Th ins Hochproduktivitätsgebiet. Die Verweilzeit von ^{10}Be ist dagegen vergleichbar mit der Austauschzeit des Wassers im gesamten Ozeanbecken. Die Verteilung von ^{10}Be im Ozean wird daher hauptsächlich von der boundary scavenging-Intensität in der Hochproduktivitätsbox bestimmt und ist deshalb vor allem vom rain rate ratio der beiden Boxen abhängig.

3.3.2 Südatlantischer Ozean

Nach der Anwendung des Modells auf den Pazifischen Ozean soll nun mit Hilfe eines anderen Parametersatzes die etwas komplexere Situation im Südatlantik beschrieben werden. Im Vergleich zum Pazifischen Ozean ist der Südatlantik ein wesentlich kleineres Ozeanbecken und verfügt schon deshalb über einen größeren Anteil von Rändern. Zusätzlich kommt es zu Wassermassen-Upwelling (vor Westafrika, im äquatorialen Atlantik und in der Antarktischen Divergenz) und Tiefenwasserbildung (hauptsächlich in der Weddellsee), was zu kürzeren Wassermassen-Austauschzeiten und einer größeren Ausdehnung der

Hochproduktivitätsgebiete führt. Das Gesamtvolumen des Südatlantik und die mittlere Tiefe wurden mit $1,8 \cdot 10^{17} \text{ m}^3$ und 4000 m angenommen [Keir, 1988]. Für die Hochproduktivitätsgebiete (im wesentlichen äquatorialer Atlantik und Polarfront-Zone) wurde ein Gesamtvolumen von $0,35 \cdot 10^{17} \text{ m}^3$ abgeschätzt [Keir, 1988]. Damit ergibt sich ein im Vergleich zum Pazifischen Ozean ein doppelt so großer Volumenanteil der Hochproduktivitätsgebiete von etwa 20 %. Die komplexe Situation im räumlich sehr begrenzten Upwelling Gebiet vor Westafrika wird mit diesem Parametersatz nicht wiedergegeben. Die Ergebnisse sind daher nicht repräsentativ für dieses Gebiet, sondern gelten für die ausgedehnteren Hochproduktivitätsgebiete wie den äquatorialen Atlantik und den Bereich der Polarfront Zone. In Analogie zum ersten Modelldurchlauf sind in Abbildung 3.4 der F_a/F_p -Wert von ^{230}Th durch die gestrichelte Linie und der ^{10}Be -SCF durch die durchgezogene Linie als Funktion der Wassermassen-Austauschzeit dargestellt. Die erwarteten Austauschzeiten im Südatlantik sind vor allem wegen des durchströmenden Nordatlantischen Tiefenwassers (NADW) kürzer als im Pazifik und bewegen sich zwischen 250 und etwa 750 a (blaue Box in Abbildung 3.4). Wie schon im ersten Durchlauf wurden zwei verschiedene rain rate ratios (5 und 15) zur Berechnung verwendet.

F_a/F_p -(^{230}Th): Die F_a/F_p -Werte im offenen Ozean liegen nahe bei eins (0,8 bis 0,96) und zeigen nur eine sehr geringe Schwankung mit der Wassermassen-Austauschzeit oder dem rain rate ratio, wohingegen die F_a/F_p -Werte im Hochproduktivitätsgebiet (1,15 bis 1,8) eine deutliche Abhängigkeit von beiden Parametern zeigen. Die Sensitivität der F_a/F_p -Werte gegenüber der Wassermassenzirkulation steigt dabei mit ansteigenden rain rate ratios.

^{10}Be -SCF: Die ^{10}Be -SCF im offenen Ozean schwanken -unabhängig von der Wassermassen-Austauschzeit- je nach rain rate ratio zwischen etwa 0,35 und 0,65. Im Hochproduktivitätsgebiet werden ^{10}Be -SCF zwischen 1,95 und 2,65 erreicht. Für niedrige rain rate ratios (5) ist die Sensitivität gegenüber der Wassermassen-Austauschzeit nur schwach, steigt aber schnell mit wachsendem

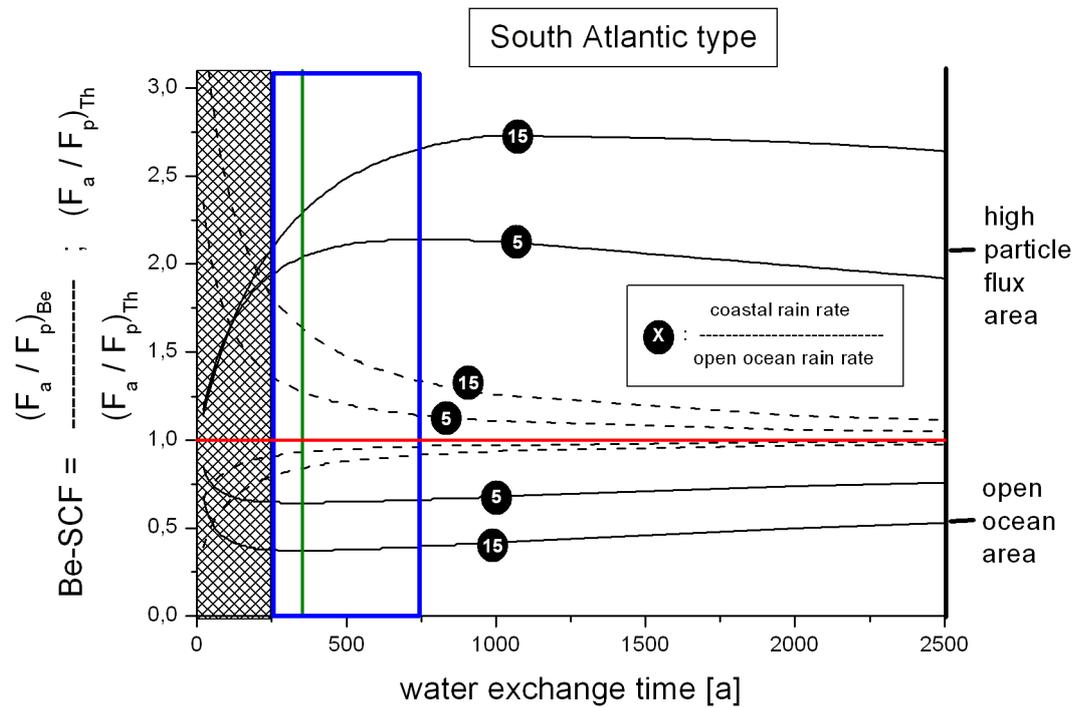


Abbildung 3.4: Modellerte ^{10}Be -SCF und F_a/F_p -Werte von ^{230}Th als Funktion der Wassermassenverweilzeit für den Südatlantischen Parametersatz. Im Vergleich zum Pazifischen Parametersatz werden hier Wassermassenverweilzeiten zwischen 250 und 750 a erwartet (blaue Box). Die weitere Formatierung der Abbildung wurde bereits in Abbildung 3.2 beschrieben.

Verhältnis von 5 auf 15 an. Bei einem Verhältnis von 15 hängen die ^{10}Be -SCF nahezu linear mit der Austauschzeit (langsamerer Zirkulation) zusammen.

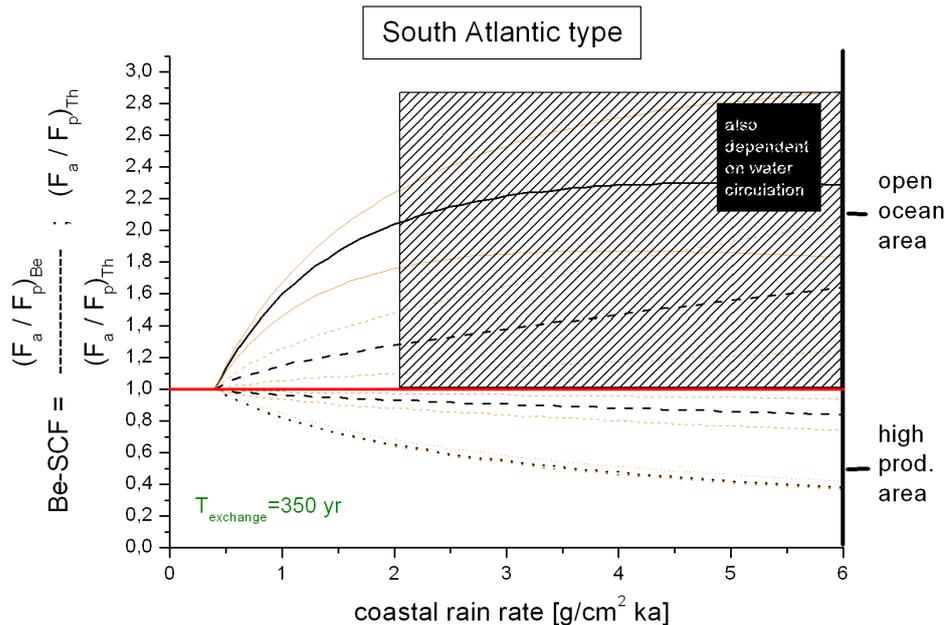


Abbildung 3.5: Modellerte ^{10}Be -SCF und F_a/F_p -Werte von ^{230}Th als Funktion der rain rate in der Randbox. Zur Berechnung wurde eine konstante Wassermassen-Austauschzeit von 350 a verwendet (grüne Linie in Abbildung 3.4). In Analogie zum im vorhergehenden Abschnitt beschriebenen Vorgehen wurde das rain rate ratio zwischen den beiden Boxen zwischen 1 und 15 variiert. Die Ergebnisse sind für rain rate ratios größer ungefähr fünf (im Gegensatz zur Simulation mit dem Pazifischen Parametersatz) nicht mehr unabhängig von der Wassermassen-Austauschzeit und müssen deshalb mit Vorsicht betrachtet werden (schraffierte Fläche). Die orange-farbenen Kurven geben wiederum die Schwankung der Modellergebnisse bei einer Variation des Verhältnisses der Verweilzeiten von ^{10}Be und ^{230}Th um 50 % an. Bei einem rain rate ratio von fünf beträgt die maximale Schwankung der ^{10}Be -SCF etwa 12%. Dieser Wert dient als Grundlage zur Fehlerabschätzung in Abschnitt 5.1.

In Analogie zum in Abschnitt 3.3.1 beschriebenen Vorgehen wurde für den nächsten Modelldurchlauf eine feste Wassermassen-Austauschzeit von 350 a gewählt (grüne Linie in Abbildung 3.4) und der rain rate ratio von 1 bis 15 kontinuierlich erhöht. Die Ergebnisse sind, im Gegensatz zu den im letzten Abschnitt beschriebenen Modellergebnissen für

den Pazifischen Ozean, nur für kleine rain rate ratios unabhängig von der Wassermassen-Austauschzeit (kleiner als ungefähr 5 bzw. unterhalb von $2 \text{ g/cm}^2 \cdot \text{ka}$ in Abbildung 3.5). Für höhere Verhältnisse müssen die Modellergebnisse wegen ihrer zusätzlichen Abhängigkeit von der Austauschzeit des Wassers mit Vorsicht betrachtet werden (schraffierter Bereich in Abbildung 3.5). Unterhalb dieses Bereichs steigen die F_a/F_p -Werte von ^{230}Th und ^{10}Be -SCF jeweils mit wachsender rain rate an (^{10}Be : 1,0 - 2,1; ^{230}Th : 1,0 - 1,25). Die $F_a/F_p(^{230}\text{Th})$ -Werte liegen im offenen Ozean erwartungsgemäß nahe bei eins, der ^{10}Be -SCF nimmt bis auf etwa 0,6 ab (für ein Verhältnis von 15 sinkt der ^{10}Be -SCF bis auf 0,4 ab). Die orangefarbenen Kurven zeigen den maximalen Schwankungsbereich der Ergebnisse bei einer Variation des Verhältnisses der scavenging-Verweilzeiten. Wie im letzten Abschnitt bereits festgestellt, ist die Schwankung der Ergebnisse im offenen Ozean geringer (^{10}Be -SCF: kleiner 10 %; $F_a/F_p(^{230}\text{Th})$: max. 12 %) als im Hochproduktivitätsgebiet (^{10}Be -SCF: 12 %; $F_a/F_p(^{230}\text{Th})$: 16 %; beide Fehler gelten für ein rain rate ratio von 5).

3.3.3 Folgerungen für ^{230}Th als constant flux Tracer

Die im Anhang C.2 beschriebene Methode der ^{230}Th -Normierung zur Korrektur von Sedimentumlagerungen geht davon aus, dass ^{230}Th im Ozean nicht dem boundary scavenging-Prozess unterliegt. Aufgrund der kurzen Verweilzeit von ^{230}Th scheint dies auch angemessen. Die hier vorgestellten Modellergebnisse bestätigen diese Annahme für den weitaus größten Teil des Ozeans. Die berechneten Abweichungen vom Produktionswert lagen im offenen Ozean bei allen Modelldurchläufen unterhalb von 20 %. Die Modellergebnisse zeigen jedoch auch, dass in kleinen Teilen des Ozeans durchaus signifikante Abweichungen der Deposition von ^{230}Th vom Produktionswert vorkommen können. Die Berechnungen der $F_a/F_p(^{230}\text{Th})$ -Werte in den Hochproduktivitätsgebieten ergaben Werte bis zu 1,8 und 1,5 (berechnet jeweils mit dem Südatlantik- bzw. Pazifik-typischen Parametersatz). Diese Werte sind in guter Übereinstimmung mit den GCM-Ergebnissen von Hender-

son et al. [1999] (siehe auch Abschnitt 4.2.4). Eine Überschreitung des Produktionswertes um bis zu 80 % kann in diesen Gebieten demzufolge allein durch boundary scavenging und nicht durch Sediment-focusing verursacht worden sein, da die Modelle keine Sedimentumlagerungen berücksichtigen. Die Verwendung der ^{230}Th -Daten zur Korrektur von Sedimentumlagerungen ist in solchen Gebieten schwierig und kann zu Fehlinterpretationen (Unterschätzung von rain rates) führen.

In den meisten Fällen liegt eine Überlagerung der beiden Prozesse (boundary scavenging und Sedimentumverteilung) vor. Dabei können sich beide Prozesse auch teilweise wieder aufheben. Die Daten von Sedimentkernen zeigen (z.B. Frank [1996] oder die in dieser Arbeit in Anhang E vorgestellten Daten), dass die Sedimentumverteilung meist der dominierende Prozess ist. So können z.B. $F_a/F_p(^{230}\text{Th})$ -Werte über 10 nicht durch boundary scavenging verursacht worden sein. Es wäre deshalb falsch, auf die ^{230}Th -Normierung zu verzichten. Vielmehr sollten die Sedimentkern-Daten zunächst ^{230}Th -Normiert werden, die hier vorgestellten Modellergebnisse können dann dazu verwendet werden, eine anschließende boundary scavenging Korrektur der ^{230}Th -normierten Daten durchzuführen.

3.3.4 Glaziales Szenario

Da das Verhältnis partikelreaktiver Tracer (z.B. $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$; $^{10}\text{Be}/^{230}\text{Th}$) in der Paläoozeanographie oft zur Bestimmung der Paläoproduktivität auf glazialer/interglazialer Zeitskala benutzt wird, soll hier die Sensitivität des ^{10}Be -SCF und des F_a/F_p -Verhältnisses von ^{230}Th auf Änderungen der Ozeanzirkulation und des vertikalen Partikelflusses am Übergang von interglazialen zu glazialen Bedingungen studiert werden.

Aufgrund der Eisbedeckung der polaren Ozeane war eine Tiefenwasserbildung, wie sie heute im polaren und subpolaren Nordatlantik (hauptsächlich in der Grönlandsee und der Labradorsee) und in der südpolaren Weddellsee stattfindet, nicht möglich (salinity stratification). Wegen des größeren Temperaturgradienten zwischen den Polen

und dem Äquator kommt es in Glazialen andererseits zu einer stärkeren Ausprägung der Windsysteme und damit zu einer intensiveren Oberflächenzirkulation der Ozeane. Insbesondere das windgetriebene Upwelling und die damit verbundene Bioproduktivität waren wahrscheinlich während des Glazials verstärkt. Hinzu kommt ein erhöhter Staubeintrag in den glazialen Ozean aufgrund der stärkeren Winde, der exponierten Schelfgebiete und des insgesamt trockeneren Klimas. Zusammenfassend kann also von einer insgesamt schwächeren Durchmischung der Ozeane und einem erhöhten vertikalen Partikelfluss im glazialen Ozean ausgegangen werden [Sigman und Boyle, 2000]. Wie diese beiden Faktoren die Verteilung der Deposition von ^{10}Be und ^{230}Th im Ozean beeinflussen, wird im folgenden genauer untersucht. Auf die Ergebnisse dieser glazialen Simulation wird bei der Diskussion der Modellkorrekturen in Kapitel 5 zurückgegriffen werden.

Staubeintrag: Zunächst wird angenommen, dass der Staubeintrag während des Glazials doppelt so hoch war wie während des Interglazials. Weiterhin soll der Staubeintrag homogen verteilt in beide Ozeanboxen erfolgen. Als Reaktion auf den erhöhten Staubeintrag sinkt die scavenging-Verweilzeit eines partikelreaktiven Tracers auf die Hälfte ab. Das Verhältnis der Verweilzeiten, welches in Gleichung 3.7 zur Berechnung der ^{10}Be -SCF verwendet wird, ändert sich jedoch nicht. Lediglich der Faktor n_{Th} in Gleichung 3.6 und 3.7, der von τ_{Th} abhängt, ist von der Änderung der ^{230}Th -Verweilzeit beeinflusst. Da dieser Faktor jedoch in beiden Gleichungen sowohl im Zähler als auch im Nenner vorkommt, ist der erwartete Einfluss auf die Modellergebnisse gering. Der Einfluss der Variation der scavenging-Verweilzeit von ^{230}Th auf die F_a/F_p -Werte wurde bereits in Abbildung 3.5 und 3.3 gezeigt. Dabei wurde die Verweilzeit von ^{230}Th allerdings zwischen 6,6 und 40 a, also um etwa 600 % variiert! Die Halbierung der Verweilzeit von ^{230}Th im Ozean führt zwar tendenziell zu F_a/F_p -Werten näher bei eins, die Veränderung liegt aber in dem in Abbildung 3.5 und 3.3 angegebenen Fehlerbereich und ist damit nicht signifikant. Die Reaktion des ^{10}Be -SCF ist noch weitaus geringer als die der F_a/F_p -Werte. Die Modellergebnisse zeigen,

dass eine gleichzeitige Veränderung der Verweilzeiten beider Tracer (also bei gleichbleibenden Verhältnis) so gut wie keine Auswirkungen auf deren scavenging-Verhalten hat.

Im nächsten Schritt wird davon ausgegangen, dass der Staubeintrag in den Ozean räumlich heterogener erfolgte und beispielsweise in den windgetriebenen Upwelling-Gebieten höher war als im offenen Ozean. Der zusätzliche Eintrag von Eisen (als Bestandteil des Staubes) in ein Eisen-limitiertes, aber nährstoffreiches Gebiet (High Nutrients Low Chlorophyll, HNLC-area), kann zu großen Produktivitätsschüben führen. Der Atlantische Sektor des Antarktischen Zirkumpolarstroms (Southern Ocean, SO) repräsentiert das größte HNLC-Gebiet des modernen Ozeans [Martin, 1990; Moore et al., 2000]. Der Hauptanstieg der Produktivität während des Glazials würde dann ebenfalls in diesem Gebiet stattfinden. Ob diese sogenannte "biologische Pumpe", tatsächlich während des Glazials verstärkt war und damit einen wesentlichen Beitrag zum verminderten CO_2 -Gehalt der Atmosphäre beigetragen hat, ist ein seit Jahren kontrovers diskutiertes Thema (z.B. Frank et al. [2000]; Kumar et al. [1995]; Mortlock et al. [1991]). Insbesondere die Rolle der saisonalen Eisbedeckung gilt als möglicher die Bioproduktivität limitierender Faktor [Keeling und Visbeck, 2001; Stephens und Keeling, 2000]. Eine ausführliche Darstellung der Problematik befindet sich in Anderson et al. [2002]. Falls es jedoch zu einem, wenn auch nur zeitweisen, glazialen Anstieg der Exportproduktivität in den heutigen Hochproduktivitätsgebieten des Süd-Ozeans kam, hatte dies sicherlich eine gesteigerte boundary scavenging Intensität in diesem Gebiet zur Folge (siehe Abbildung 3.5).

Ozeanzirkulation: Eine veränderte glaziale Ozeanzirkulation ist ein weiterer Faktor, der die Verteilung der Deposition von ^{230}Th und ^{10}Be im Ozean bestimmt. Für das glaziale Szenario wird angenommen, dass das Tiefenwasser, welches den Haupt-Volumenanteil des Ozeans repräsentiert, weniger ventiliert ist als im Interglazial [Sigman und Boyle, 2000]. Die Abhängigkeit des ^{10}Be -SCF und der $F_a/F_p(^{230}\text{Th})$ -Werte von der Austauschzeit des Wassers zwischen den beiden Boxen ist in

den Abbildungen 3.4 und 3.2 dargestellt. Diese laterale Austauschzeit kann zwar nicht direkt mit der vertikalen Ventilationszeit des Ozeans verglichen werden, es ist aber anzunehmen, dass eine langsamere Tiefenwasserzirkulation auch zu einer stabileren vertikalen Schichtung und damit zu verminderten vertikalen wie lateralen Austauschzeiten führt. Wie schon in den Abschnitten 3.3.1 und 3.3.2 beschrieben, ist der Einfluss der Ozeanzirkulation auf die Modellergebnisse im offenen Ozean zu vernachlässigen. In den Hochproduktivitätsgebieten (oberhalb der roten Linie in den Abbildungen 3.2 und 3.4) lässt sich allerdings ein signifikanter Effekt feststellen. Während die F_a/F_p -Werte von ^{230}Th mit langsamerer Zirkulation abnehmen, zeigen die $^{10}\text{Be-SCF}$ ein vom rain rate ratio abhängiges Verhalten. Für kleine Verhältnisse (bis etwa 5) ist kaum eine Änderung des $^{10}\text{Be-SCF}$ mit abnehmender Zirkulation feststellbar, während für größere Verhältnisse (über 5) auch die Abhängigkeit vom Wassermassenaustausch stark ansteigt.

Folgerungen aus dem glazialen Szenario

Das glaziale Szenario umfasste insgesamt drei Annahmen bezüglich des Staubeintrages (räumlich homogen bzw. verstärkter Eintrag in den windgetriebenen Upwelling-Gebieten) und der Wassermassenzirkulation (geringere Tiefenwasserventilation). Während die Annahme eines erhöhten aber räumlich homogenen Staubeintrages die Modellergebnisse kaum beeinflusst, lieferte die Annahme eines räumlich heterogenen Eintrages (erhöhte Partikelflüsse in den Hochproduktivitätsregionen) deutlich erhöhte $^{10}\text{Be-SCF}$ und $F_a/F_p(^{230}\text{Th})$ -Werte. Die Auswirkungen einer langsameren Ozeanzirkulation ist für beide Tracer unterschiedlich. Während die $F_a/F_p(^{230}\text{Th})$ -Werte in den Hochproduktivitätsgebieten mit steigenden Austauschzeiten sinken (geringere boundary scavenging Intensität, siehe z.B. Abbildung 3.4), zeigen die $^{10}\text{Be-SCF}$ in diesen Gebieten einen generellen Anstieg, der sich zudem mit steigendem rain rate ratio erhöht. Es ist daher schwierig, einen erhöhten $^{10}\text{Be-SCF}$ als das Resultat eines gesteigerten Partikelflusses und/oder einer langsamerer Ozeanzirkulation zu identifizieren. Nur für niedrige

rain rate ratios spielt die Ozeanzirkulation eine untergeordnete Rolle. Diese Aussagen gelten prinzipiell für beide Parametersätze, wenn auch die beobachteten Effekte im Pazifischen Ozean schwächer ausgeprägt erscheinen als im Südatlantik. Auf die Ergebnisse der Modellierung des glazialen Szenarios wird in Abschnitt 5.3 zurückgegriffen, um mögliche systematische Abweichungen der Modellkorrekturen während der Glazialen zu erklären.

Die in diesem Kapitel vorgestellten Ergebnisse zeigen, dass es mit Hilfe eines einfachen Zweiboxmodells möglich ist, die Verteilung von ^{10}Be und ^{230}Th im Ozean zu beschreiben. Der große Vorteil dieses einfachen Ansatzes ist die geringe Zahl der benötigten Parameter zu Berechnung der ^{10}Be -SCF. Da die Abhängigkeit der ^{10}Be -SCF von der Ozeanzirkulation meist sehr gering ist, reduziert sich die Anzahl der sensitiven Parameter im wesentlichen auf einen: das rain rate ratio. Dieser wesentliche Input-Parameter kann direkt an dem jeweiligen Sedimentkern bestimmt werden, dessen ^{10}Be -Profil mit den Modell-Output-Daten (den ^{10}Be -SCF) korrigiert werden soll. Damit ist es möglich, an einzelnen ^{10}Be -Profilen das Transportsignal zu quantifizieren, um dann das ^{10}Be -Produktionssignal zu rekonstruieren. Die Anwendung der Modellergebnisse zur Korrektur von Messdaten wird im übernächsten Kapitel beschrieben. Zur genaueren Untersuchung des boundary scavenging Verhaltens von ^{230}Th und ^{10}Be im Südatlantik wird im nächsten Kapitel ein komplexeres Multiboxmodell vorgestellt und dessen Ergebnisse werden mit denen des soeben vorgestellten Zweiboxmodells verglichen.

Kapitel 4

Multiboxmodell

Wie im vorangegangenen Kapitel gezeigt wurde, lässt sich die Verteilung der Deposition von ^{230}Th und ^{10}Be zwischen offenem Ozean und Hochproduktivitätsgebiet mit Hilfe eines einfachen Boxmodells gut beschreiben. Das in diesem Kapitel vorgestellte Drei-Lagen-Multiboxmodell bietet den Vorteil einer besseren räumlichen Auflösung und damit die Möglichkeit, komplexere Zirkulations- und Bioproduktivitätsmuster des Südatlantiks genauer zu simulieren. Weiterhin ist dieses Modell nicht auf die Beschreibung des Gleichgewichtszustandes beschränkt, sondern ist in der Lage, dynamische Prozesse (Einstellen des Gleichgewichts) zu modellieren. Es kann aufgrund seiner inneren Struktur leicht an verschiedene Szenarien angepasst werden, soll aber in dieser Arbeit ausschließlich auf den Südatlantik angewandt werden, da hier auch die meisten Sedimentkerndaten zum Vergleich vorliegen. Weil die Zahl der benötigten Parameter mit wachsender Komplexität der Modelle steigt, benötigt dieser Ansatz deutlich mehr Eingabeparameter als das bereits vorgestellte Zweiboxmodell. Im Vergleich zu weitaus komplexeren GCMs stellt dieser Ansatz jedoch immer noch eine eher grobe Annäherung an das zu beschreibende System dar; er bietet jedoch den Vorteil der einfacheren Interpretierbarkeit der Ergebnisse und der besseren Kontrolle über das Verhalten des Modells.

4.1 Aufbau des Modells

4.1.1 Einteilung der Boxen

In Abbildung 4.1 ist die geographische Lage der Boxen zusammen mit den wesentlichen Oberflächenströmungen dargestellt. Die Einteilung der Boxen erfolgte auf Grundlage der Hydrographie und der Bioproduktivitätsmuster des Südatlantik. So wurde beispielsweise versucht, das charakteristische Frontensystem im Süden (Subtropische, Subantarktische und Antarktische Front) mit den dazugehörigen Zonen (Subantarktische Zone, Polarfront Zone, und Antarktische Zone) nachzubilden. Dieses Frontensystem ist definiert durch den Übergang von warmen, nährstoff- und silikatarmen Oberflächenwassermassen im Norden zu kalten, nährstoff- und silikatreichen Wassermassen im Süden. Der Bereich der Polarfrontzone ist zudem geprägt durch das Upwelling von nährstoffreichem Zirkumpolarem Tiefenwasser (CDW), wodurch es zu einer erhöhten Bioproduktivität und Partikelflässen im Oberflächenwasser kommt. Weiter im Süden schließt sich eine Box für die Weddellsee an, die durch die Bildung von CDW und Antarktischem Bodenwasser (AABW) charakterisiert ist. Wegen der saisonalen Eisbedeckung kommt es in der Weddellsee zu sehr geringen Partikelflässen und der besonders geringen Bioproduktivität. Der zentrale Südatlantik wird durch zwei Boxen (in der Tiefe getrennt durch den Mittelozeanischen Rücken, MAR) repräsentiert und stellt ein typisches offenes Ozean-Gebiet (großes Volumen, geringe Partikelflässe, kein Up- oder Downwelling) dar. Ähnlich wie in der Polarfront kommt es im äquatorialen Atlantik zum Upwelling von intermediären Wassermassen (äquatoriale Divergenz) und damit zu einer gesteigerten Bioproduktivität. Die Ozeanränder stellen aufgrund des hohen Eintrags terrigenen Materials meist Gebiete hohen Partikelflusses dar. Aus diesem Grund wurden zwei Randboxen an den zentralen Südatlantik angefügt. Aufgrund der atmosphärischen Zirkulation (Hochdruckgebiet über dem zentralen Südatlantik) kommt es zur Ausbildung eines antizyklonischen Wirbels, der vor Westafrika Wasser in Richtung Norden treibt. Die Wassermassen werden durch die Coriolis-Kraft nach

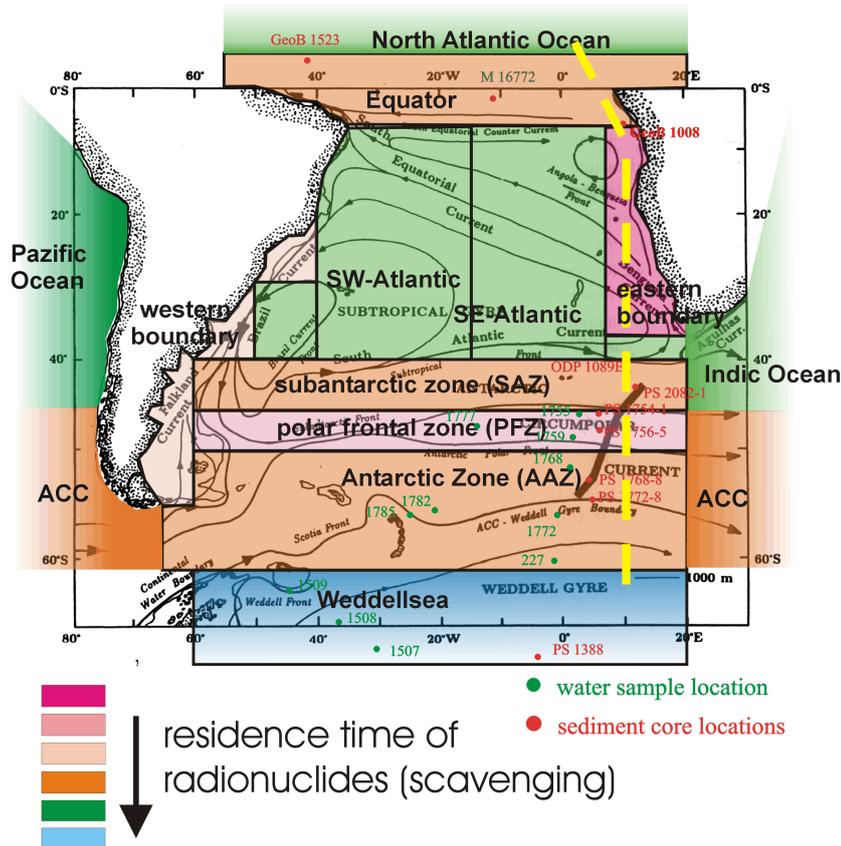


Abbildung 4.1: Einteilung der Boxen in einer Ebene des Multiboxmodells. Die Einteilung wurde aufgrund der Hydrographie des Südatlantiks vorgenommen. Die Farben symbolisieren die für die Berechnung verwendeten scavenging-Verweilzeiten von ^{10}Be und ^{230}Th . Rot steht für eine besonders kurze Verweilzeit, blau für eine besonders lange Verweilzeit. Die Roten Punkte auf der Karte geben die Lage von Sedimentkernen an, für die ^{10}Be - und ^{230}Th -Datensätze zum Vergleich mit den Modelldaten vorliegen. Die gelbe gestrichelte Linie stellt einen Schnitt von Süden nach Norden dar, entlang dessen die Modellergebnisse vorgestellt werden.

links (nach Westen) abgelenkt und so von der Küste wegtransportiert (Eckman-Transport). Dadurch kommt es vor Westafrika zum Upwelling von nährstoffreichen Tiefenwassern und damit zu einer extrem hohen Bioproduktivität. Umgekehrt verhindert der oben beschriebene Prozess das Upwelling von Tiefenwasser am westlichen Ozean-Rand, was verglichen mit dem östlichen Rand dort zu geringeren Partikelflüssen führt.

Da die scavenging-Verweilzeit der Radionuklide direkt mit dem Partikelfluss in der jeweiligen Box verknüpft ist, wird in den Hochproduktivitätsboxen mit einer geringen Verweilzeit der Radionuklide gerechnet und umgekehrt. Die unterschiedlichen Farben der Boxen in Abbildung 4.1 machen dies deutlich: kurze Verweilzeiten in den Upwelling- und Divergenz-Gebieten (rötliche Farben), lange Verweilzeiten (blau, grün) im offenen Ozean und in der Weddellsee (mehr dazu in Abschnitt 4.1.4).

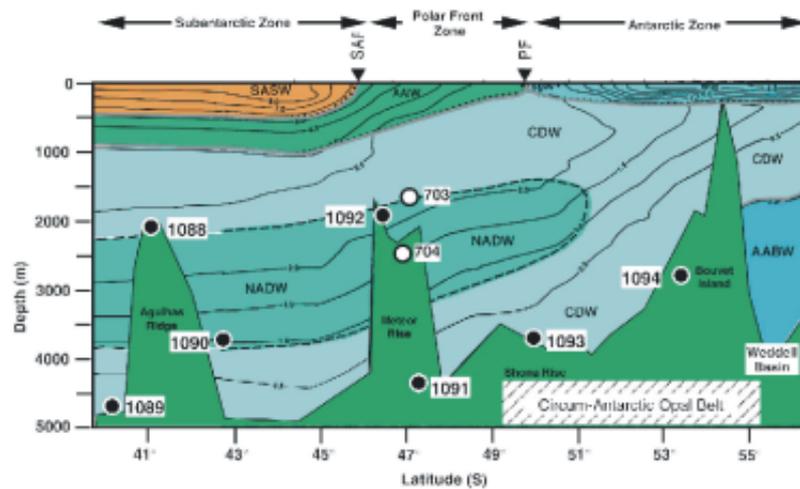


Abbildung 4.2: Schnitt bei etwa 10°O durch die rezente Lage der unterschiedlichen Wassermassen im Südatlantik. Die Verteilung variiert auch mit der Wahl des Schnitt-Längengrades

Die rezente Verteilung der Wassermassen und die Lage der Frontensysteme im Südatlantik ist in Abbildung 4.2 gezeigt. Dieser Schnitt repräsentiert die hydrographische Situation im südöstlichen Teil des Südatlantiks. Im westlichen Teil ist die Ausbreitung

des AABW nach Norden wesentlich stärker, wodurch die Zunge des Nordatlantischen Tiefenwassers (NADW) etwas weiter oben zu liegen kommt als in Abbildung 4.2 gezeigt. Die Lage des Frontensystems ist dort leicht nach Süden hin verschoben. In Anlehnung an diese Verteilung der Wassermassen wurde die in 4.3 dargestellte vertikale Aufteilung der Boxen vorgenommen: Die Oberflächen- und Zwischenwasserzirkulation findet in den Oberflächenboxen bis zu einer Tiefe von 1000 m statt. Die Zirkulation des NADW findet in einer Tiefe zwischen 1000 und 3000 m in den NADW-Boxen statt, die AABW-Boxen (unterhalb von 3000 m) repräsentieren die Zirkulation des Antarktischen Bodenwassers.

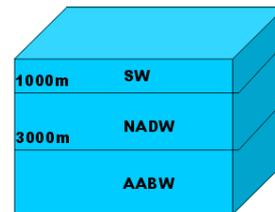


Abbildung 4.3: Einteilung der Boxen und Zuordnung zu den Wassermassen im Südatlantik.

Die roten Punkte in Abbildung 4.1 zeigen die Lokationen von Sedimentbohrkernen, deren ^{10}Be und ^{230}Th -Daten zum Vergleich mit der Modellierung benutzt werden. Die gelb gestrichelte Linie bezeichnet einen Schnitt durch den Südatlantik, entlang dessen die Modellergebnisse in Abschnitt 4.2 dargestellt sind. In Tabelle 4.1 ist die Lage der Boxen zusammen mit der mittleren Tiefe und dem Volumen zusammengestellt. Diese Daten wurden aus dem ETOPO5-Datensatz¹ berechnet. Dieser Datensatz stellt Höhen- bzw. Tiefendaten in 5 Minuten-Auflösung zur Verfügung (allein die kleine Rand Ost Box wird dabei durch über 20.000 Gitterpunkte repräsentiert), die Boxen müssen allerdings rechteckige Form besitzen. Die von dem ETOPO5-Datensatz zur Verfügung gestellte Tiefenmatrix kann jedoch nicht direkt in Volumendaten umgerechnet werden, da der Abstand zweier Längengrade mit dem Cosinus des jeweiligen Breitengrades vom Äquator zu den Polen hin abnimmt. Diese Korrektur wurde mit Hilfe eines einfachen selbstentwickelten Programms vorgenommen. Die mit diesem Programm berechneten Volumina und mittleren Tiefen sind in Tabelle 4.1 eingetragen.

¹<http://www.ngdc.noaa.gov/mgg/global/seltopo.html>

Name der Box	geogr. Breite	geogr. Länge	mittlere Tiefe [m]	Volumen $\cdot 10^{14} [m^3]$
Äquator (EQ)	5... - 5	-50... 15	3746	200
Rand Ost (EM)	-5... - 36	10... 20	2587	40
Südatlant. Ost (SEA)	-5... - 40 -36... - 40	-15... 10 10... 20	4384	438
Südatlant. West (SWA)	-30... - 40 -5... - 40	-50... - 40 -40... - 15	4377	453
Rand West (WM)	-40... - 55 -30... - 40 -20... 30	-70... - 60 -60... - 50 -50... - 40	1559	21
Subantarktische Zone (SAZ)	-40... - 46	-60... 20	4425	190
Polarfrontzone (PFZ)	-46... - 50	-60... 20	4302	110
Antarktische Zone (AAZ)	-50... - 55 -55... - 61	-60... 20 -65... 20	3700	227
Weddellsee (WS)	-61... - 77	-60... 20	3217	160
Nordatlantik (NA)	90... 5	-90... 30	2638	1400
Indischer Ozean (IO)	25... - 46	20... 120	3562	2000
Pazifischer Ozean (PO)	65... - 46	120... - 65	3993	5840
Zirkumpolarstrom (ACC)	-46... - 61	20... - 65	4011	1170

Table 4.1: Lage, Tiefe und Volumen der Boxen des Multiboxmodells; Nord bzw. Ost positiv, Süd bzw. West negativ

An die oben beschriebenen Boxen des Südatlantiks sind zusätzlich drei große Boxen für den gesamten Indischen und Pazifischen Ozean und den Nordatlantik angekoppelt, um eine geschlossene Zirkulation realisieren zu können. Eine vierte Box wurde zur Darstellung des sehr schnell zirkulierenden Antarktischen Zirkumpolarstroms (ACC) angegliedert. Dieser östlich gerichtete Ringstrom um die Antarktis stellt die Verbindung zwischen den drei großen Weltozeanen dar.

4.1.2 Eingabeparameter

Wie in Tabelle 4.1 und in Abbildung 4.3 dargestellt, besteht das Multiboxmodell aus drei Ebenen mit je 13 Boxen und damit insgesamt aus 39 Boxen. Diese 39 Boxen werden im Programmcode als eine (13 x 3)-Matrix behandelt. Jede Box ist durch ihre Tiefe und ihr Volumen definiert; dabei beträgt die Tiefe der Oberflächen- und NADW-Boxen definitionsgemäß 1000 m bzw. 2000 m. Die Tiefe der AABW-Box berechnet sich aus dem Mittelwert aller Gitterpunkte unterhalb von 3000 m minus 3000 m.

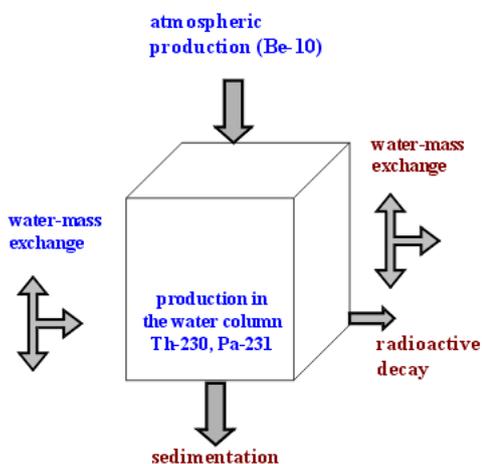


Abbildung 4.4: In jeder Box laufen folgende Prozesse ab: Produktion der Radionuklide in der Box oder Eintrag durch die Oberfläche der Box, Wassermassenaustausch zwischen den Boxen, Sedimentation der Radionuklide, Radioaktiver Zerfall.

In jeder Box laufen die in Abbildung 4.4 gezeigten Prozesse ab²:

²Wie in dieser Abbildung gezeigt, kann mit diesem Modell auch die Verteilung und Deposition von 231-Protactinium simuliert werden. Das Verhältnis von $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ im Wasser und Sediment kann als Indikator für Bioproduktivität und Wassermassenzirkulation benutzt werden. In dieser Arbeit wird davon jedoch kein Gebrauch gemacht, so dass die Darstellung der Modellergebnisse auf ^{10}Be und ^{230}Th beschränkt bleibt.

Die Produktion von ^{230}Th berechnet sich in jeder Box entsprechend Gleichung 2.3. Der Eintrag von ^{10}Be erfolgt, falls es sich um eine Oberflächenbox handelt, unter der Annahme einer räumlich und zeitlich konstanten Produktionsrate, wie sie von Monaghan et al. [1986] bestimmt wurde (siehe auch Tabelle 2.1). Die Sedimentation der Radionuklide wird durch die scavenging-Verweilzeit in jeder Box festgelegt (siehe Abschnitt 4.1.4). Der Wassermassenaustausch in horizontaler (Strömungen, turbulente isopyknale Durchmischung) und vertikaler (Upwelling, Tiefenwasserproduktion) Richtung wird durch Austauschkoefizienten beschrieben. Der radioaktive Zerfall der Radionuklide wird zwar berücksichtigt, er stellt aber im Wasser keine nennenswerte Senke dar, da die scavenging-Verweilzeit um drei Größenordnungen kleiner ist als die Halbwertszeit von ^{230}Th und ^{10}Be . Die Laufzeit und die Zeitschritte des Modells können frei gewählt werden, sinnvolle Laufzeiten liegen bei einigen tausend Jahren bei einer Schrittweite von einem Jahr. Auf die mathematische Beschreibung des Modells soll hier verzichtet werden, sie ist im Anhang D wiedergegeben.

4.1.3 Modellausgabe

In jeder Box wird für jeden Zeitschritt das Inventar der beiden Radionuklide berechnet. Daraus werden dann die Konzentration und Depositionsflüsse aus der jeweiligen Box in die darunter liegende Box berechnet (siehe Anhang D). Der Depositionsfluss aus der untersten Box beschreibt die Deposition von ^{10}Be und ^{230}Th ins Sediment. Wie schon im vorangegangenen Kapitel beschrieben, ist das Verhältnis von Produktion zur berechneten Akkumulation (F_a/F_p) für beide Radionuklide von besonderem Interesse. Dabei wird, wie bereits in Abschnitt 3.1 und Gleichung 3.8 beschrieben, der F_a/F_p -Wert von ^{10}Be auf den F_a/F_p -Wert von ^{230}Th -normiert und der bereits beschriebene ^{10}Be -SCF als Ausgabewert für ^{10}Be verwendet. Der berechnete F_a/F_p -Wert von ^{230}Th und der ^{10}Be -SCF in der untersten Box kann dann mit den gemessenen Daten der Sedimentkerne aus Abbildung 4.1 verglichen werden.

4.1.4 Implementierung von Transport und scavenging

Die möglichst genaue Parametrisierung des Wassermassentransports und der scavenging-Verweilzeit der Radionuklide ist für die Zuverlässigkeit der Ergebnisse sehr wichtig, stellt zugleich aber eine sehr schwierige Aufgabe dar (aufgrund der großen Anzahl an zu bestimmenden Parametern). Im Rahmen einer Diplomarbeit am Institut für Umweltphysik wurde von Dipl. Phys. S. Siegle eine umfangreiche Literaturrecherche zu den wesentlichen bekannten Strömungen des Südatlantiks und deren Stromstärken durchgeführt, welche die Basis für die hier verwendete Parametrisierung liefert [Siegle, 2001].

Zirkulation

Zur Bestimmung der Zirkulation wurden zunächst die Stromstärken in der Literatur recherchiert [Siegle, 2001]. Der turbulenten Durchmischung der Boxen wurde durch das Anfügen zusätzlicher kleiner Austauschflüsse Rechnung getragen. Letztendlich mussten noch minimale Anpassungen der Werte vorgenommen werden, um die Massenbilanz der Boxen zu schließen. Für die genauen Angaben zur Zirkulation in den drei definierten Ebenen sei auf den Anhang D und die Arbeit von Siegle [2001] verwiesen. Ein Problem bei der Bestimmung der Stromstärken stellen beispielsweise unterschiedliche Angaben in der Literatur dar (meist aufgrund der temporären Variabilität der Strömungen), oder auch die Tatsache, dass die Oberflächenströmungen des Ozeans naturgemäß besser untersucht sind als die Tiefenströmungen. Die Zirkulation der NADW und AABW ist daher im Modell weniger detailliert realisiert als die zahlreichen Oberflächenströmungen. Es kann jedoch davon ausgegangen werden, dass die Lage und die Größenordnung der Strömungen richtig wiedergegeben wurden, was der relativ groben räumlichen Auflösung des Modells auch gerecht wird.

Die wesentlichen Merkmale der implementierten Zirkulation sollen im folgenden kurz besprochen werden. Die Bildung von Tiefenwasser findet im Nordatlantik und in der Weddellsee statt. Beispielsweise wer-

den im Nordatlantik 17 Sv ($1 \text{ Sv} = 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$) NADW aus nach Norden strömenden Oberflächenwasser gebildet, während in der Weddellsee insgesamt 10 Sv AABW aus 6 Sv Oberflächenwasser und 4 Sv nach Süden gelangtem NADW entstehen. Upwelling findet im Südatlantik hauptsächlich vor Westafrika und in der Polarfrontzone statt (siehe Abschnitt 4.1.1). Die Oberflächenzirkulation im Südatlantik ist geprägt durch den sehr starken ostwärts strömenden ACC und weiter im Norden durch den zyklonischen Subtropischen Wirbel. Hinzu kommen zahlreiche kleinere Strömungen (siehe Anhang D). Das NADW breitet sich vornehmlich nach Süden aus, bis es auf den ACC stößt und sich dort mit den Wassermassen des Pazifischen Ozeans und der Weddellsee mischt und zum Teil in den Indischen Ozean gelangt. Die Ausbreitung des AABW ist dagegen nach Norden gerichtet, wo es auf das NADW trifft und sich mit diesem vermischt. Der Umlauf des sogenannten *conveyor belts* wird durch das Upwelling von Wassermassen im Indischen und Pazifischen Ozean geschlossen.

Scavenging-Verweilzeiten von ^{10}Be und ^{230}Th

Zur Parametrisierung der Verweilzeiten der Radionuklide müssen für alle 39 Boxen Werte vorliegen. Leider lässt dies die momentane Datenerhebung nicht zu. In Tabelle 4.2 sind einige Literaturwerte der Verweilzeiten von ^{10}Be und ^{230}Th zusammengestellt. Generell ist zu erkennen, dass die Verweilzeiten im offenen Ozean wesentlich größer sind als an den hochproduktiven Rändern. Geht man von der bereits erwähnten Annahme aus, dass die Verweilzeit der Tracer umgekehrt proportional zum Gesamt-Partikelfluss ist, so lässt sich aus Messungen der Exportproduktivität (zumindest qualitativ) die Verweilzeit der Radionuklide abschätzen. In Abbildung 4.5 ist die rezente Exportproduktivität der Ozeane gezeigt. Im wesentlichen entspricht dieses Bild der in Abschnitt 4.1.1 beschriebenen hydrographischen Situation. Die kürzesten Verweilzeiten werden demnach eindeutig vor Westafrika erreicht, die längsten Verweilzeiten findet man in den Becken des offenen Ozeans und in der zeitweise eisbedeckten Weddellsee. Anhand dieser qualitati-

Gebiet	Verweilzeit [a]	Quelle
²³⁰Thorium		
Pazifik, offener Ozean	23 ... 41	[Anderson et al., 1983a]
Nordpazifik, offener Ozean	26	[Nozaki et al., 1981]
Südatlantik, offener Ozean	29	[Rutgers van der Loeff und Berger, 1993]
Zentraler Arktischer Ozean	25	[Strobl, 1998]
Atlantik, Rand	5 ... 23	[Anderson et al., 1983b]
Weddellsee	69	[Rutgers van der Loeff und Berger, 1993]
¹⁰Beryllium		
Zentraler Arktischer Ozean	560	[Strobl, 1998]
Pazifik, offener Ozean	500 ... 1000	[Anderson et al., 1990]
Nordatlantik, offener Ozean	1000	[Ku et al., 1985]
Pazifik, Rand	100	[Anderson et al., 1990]

Tabelle 4.2: Literaturwerte für die Verweilzeiten von ¹⁰Be und ²³⁰Th.

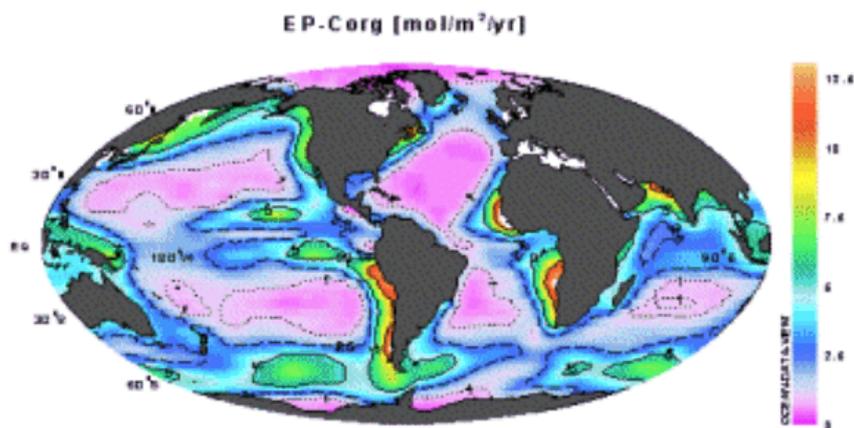


Abbildung 4.5: Exportproduktivität im Ozean als qualitatives Maß für die Verweilzeit der Radionuklide. Rot steht für sehr hohe, blau und lila für besonders niedrige Exportproduktivität.

ven Darstellung und der in Tabelle 4.2 eingetragenen Werte wurde die Verweilzeit von ^{230}Th und ^{10}Be im offenen Ozean auf 30 a bzw. 800 a festgelegt. Für die drei großen Reservoirboxen (NA, PO, IO) werden dieselben Werte benutzt, da die mittlere Verweilzeit in diesen großen Boxen sicherlich vom offenen Ozean bestimmt ist und der Anteil der Ränder nicht mehr als etwa 10% beträgt. Die kürzesten Verweilzeiten werden in der östlichen Randbox verwendet (10 a bzw. 100 a), die längsten in der Weddellsee (69 a bzw. 1600 a). In Tabelle 4.1.4 sind die zur Berechnung verwendeten Verweilzeiten aufgelistet. Diese Wer-

Verweilzeit in der Box [a]	Th total	Be total	Verhältnis
Äquator (EQ)	15	150	10
Rand Ost (EM)	10	100	10
Südostatlantik (SEA)	30	800	27
Südwestatlantik (SWA)	30	800	27
Rand West (WM)	20	200	10
SAZ	30	300	10
PFZ	15	150	10
AAZ	30	300	10
Weddellsee (WS)	69	1600	23
Nordatlantik (NA)	30	800	27
Indischer Ozean (IO)	30	800	27
Pazifischer Ozean (PO)	30	800	27
ACC	30	300	10

Tabelle 4.3: Liste der im Modell verwendeten Verweilzeiten in den einzelnen Boxen und Verhältnis der Verweilzeiten von ^{10}Be und ^{230}Th .

te beziehen sich jedoch auf die gesamte Wassersäule und müssen noch auf die einzelnen Boxtiefen umgerechnet werden. Aus der Annahme, dass die Summe der Verweilzeiten in den drei Tiefenschichten gleich der in Tabelle 4.1.4 angegebenen Gesamtverweilzeit ist, ergibt sich für die Einzel-Verweilzeiten τ [Siegle, 2001]:

$$\tau_{OW} = \frac{1}{N} \cdot \frac{1000m}{2} \cdot \tau_{ges} \quad (4.1)$$

$$\tau_{NADW} = \frac{1}{N} \cdot \frac{2000m}{1} \cdot \tau_{ges} \quad (4.2)$$

$$\tau_{AABW} = \frac{1}{N} \cdot \frac{Tiefe}{1} \cdot \tau_{ges} \quad (4.3)$$

Dabei steht *Tiefe* für die mittlere Tiefe der jeweiligen AABW-Box und N bezeichnet einen Normierungsfaktor, der sich aus der oben beschriebenen Bedingung ergibt, dass die Summe der Einzelverweilzeiten gleich der Gesamt-Verweilzeit ist (mittlere Tiefe aller AABW-Boxen = 1500 m $\Rightarrow N = 4000$). Der Faktor zwei in Gleichung 4.1 ist zunächst willkürlich gewählt, er basiert jedoch auf der Annahme, dass die Partikelkonzentration in der Oberflächenbox (aufgrund der gesteigerten biologischen Aktivität in der euphotischen Zone) doppelt so hoch ist wie im restlichen Ozean [Siegle, 2001]. Die sich daraus ergebenden Werte für die Verweilzeiten in den einzelnen Boxen befinden sich ebenfalls im Anhang D. Weiterhin wird in Tabelle 4.1.4 das Verhältnis der Verweilzeiten von ^{10}Be und ^{230}Th gezeigt. Es ist zu erkennen, dass unterschiedliche Verhältnisse für den offenen Ozean (etwa 30) und die Hochproduktivitätsgebiete (10) verwendet werden. Diese Abweichungen ergeben sich aus den Literaturdaten. Ein Verhältnis von 10 (etwa 30 und 300 a) wird im offenen Ozean nicht vorgefunden, während Frank et al. [2002] einen Wert von 10 für den atlantischen Bereich der AAZ, PFZ und SAZ angeben. Auch in anderen Hochproduktivitätsgebieten scheint das Verhältnis geringer als im offenen Ozean zu sein. Diese Tatsache könnte mit der Annahme eines sogenannten *differentiellen scavenging* von ^{10}Be erklärt werden, d.h. der Möglichkeit, dass sich ^{10}Be bevorzugt an bestimmten Partikeltypen anlagert. Alternativ besteht die Möglichkeit, dass die Abnahme des Verhältnisses der Verweilzeiten in den Hochproduktivitätsgebieten eine Folge einer unterschiedlichen Abhängigkeit der K_D -Werte beider Radionuklide von der Partikelkonzentration ist. Die Verwendung verschiedener Verhältnisse der Verweilzeiten ist ein prinzipieller Unterschied zu dem in Kapitel 3 vorgestellten Modell, welches nur ein festes Verhältnis zulässt. Der hier verwendete Wert von etwa 30 für den offenen Ozean liegt zwar im Bereich des im Zweiboxmodell benutzten Wertes (50 ± 25), tendenziell werden in diesem Mehrboxmodell-Ansatz jedoch geringere Verhältnisse der Verweilzeiten zur Berechnung des Radionuklid-Inventars in den einzelnen Boxen verwendet.

4.2 Modellergebnisse und Diskussion

Mit dem im vorherigen Abschnitt beschriebenen und in Anhang D beschriebenen Parametersatz kann ein erster Modelldurchlauf für das Holozän durchgeführt werden. Das Ergebnis der Simulation wird in den Abbildungen 4.6 und 4.7 gezeigt. Die hier dargestellten Ergebnisse zeigen die Rohdaten der Modellierung und sind deshalb etwas unübersichtlich, sie werden in den folgenden Abschnitten in graphisch aufgearbeiteter Form genauer besprochen. Hier soll nur auf die prinzipielle Form der Modellausgabe eingegangen werden.

Die beiden Abbildungen zeigen den zeitlichen Verlauf der berechneten F_a/F_p -Werte von ^{230}Th und den ^{10}Be -SCF in jeder Box. Alle Kurven beginnen modellbedingt bei Null und laufen dann ins Gleichgewicht. Die Modell-Laufzeit beträgt 5000 a, was ausreichend für die Einstellung des Gleichgewichts ist. Der Verlauf der Kurven sieht zunächst sehr ähnlich aus, es ist jedoch zu beachten, dass die y-Achsen unterschiedliche Skalierungen aufweisen. Die drei verschiedenfarbigen Kurven in jedem Diagramm geben die Modellergebnisse in den einzelnen Tiefen wieder, dabei steht grün für die Oberflächenboxen, blau für die NADW-Boxen und rot für die AABW-Boxen. Die roten Kurven in beiden Abbildungen geben damit den F_a/F_p -Wert bzw. ^{10}Be -SCF des zu diesem Zeitpunkt akkumulierten Sediments wieder. Diese Daten werden in Abschnitt 4.2.4 mit Daten aus Sedimentkernmessungen verglichen. Die prinzipiellen Unterschiede der Kurvenverläufe von ^{230}Th und ^{10}Be ergeben sich zum einen aus der unterschiedlichen Verweilzeit und zum anderen aus Unterschieden in Produktion und Eintrag der beiden Radionuklide in die Wassersäule. Die Modellergebnisse werden im folgenden für ^{230}Th und ^{10}Be separat besprochen.

4.2.1 F_a/F_p -Werte von ^{230}Th

Wie in Abbildung 4.6 zu erkennen, stellt sich in allen Boxen innerhalb weniger Jahrzehnte ein Gleichgewicht der Verhältnisse der ^{230}Th -Flüsse ein, was sicherlich auf die kurze Verweilzeit von ^{230}Th im Ozean zurückzuführen ist. ^{230}Th reagiert daher sehr schnell auf Änderungen

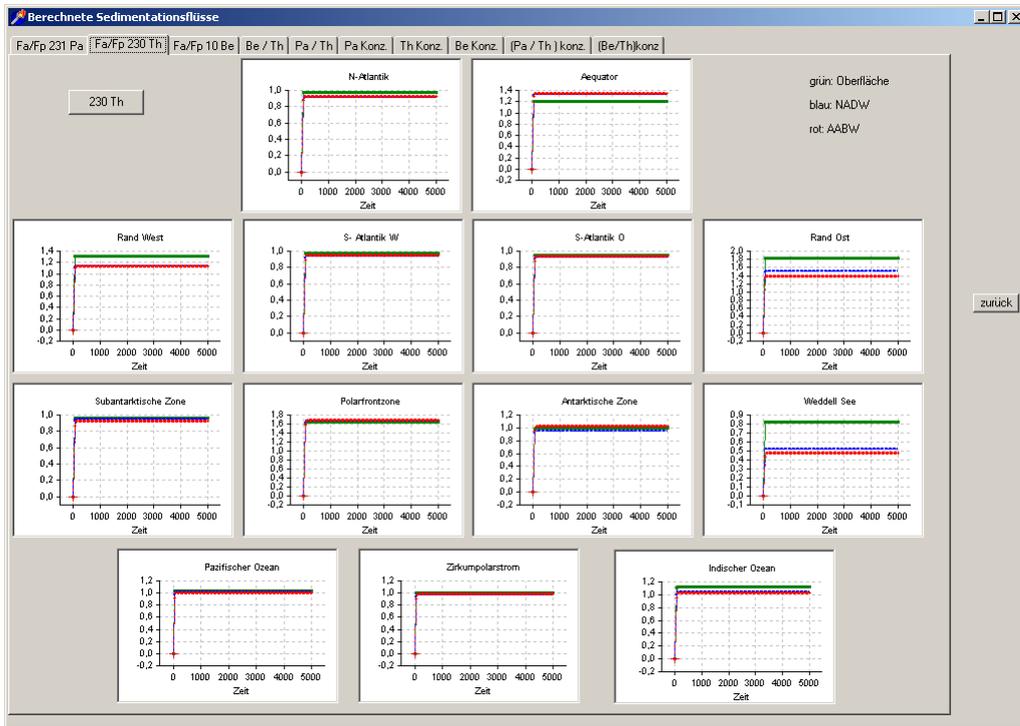


Abbildung 4.6: Modellerte F_a/F_p -Werte ^{230}Th für die Oberflächenbox (grün), in der NADW-Box (blau) und in der AABW-Box (rot)

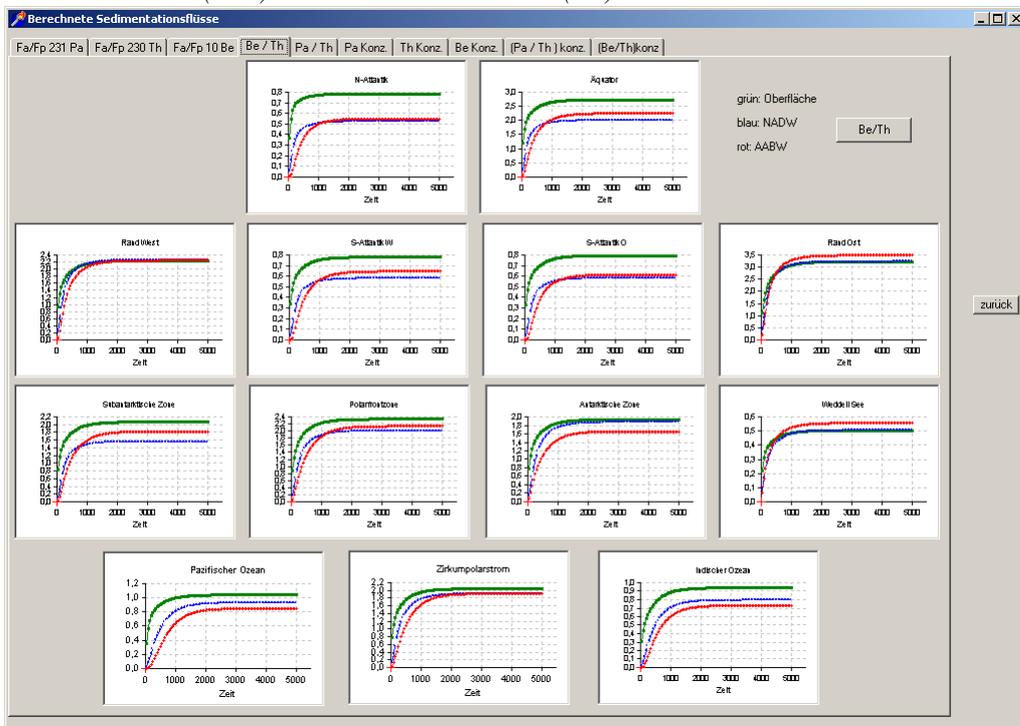


Abbildung 4.7: Modellerte ^{10}Be -SCFOberfläche (grün), NADW-Box (blau), AABW-Box (rot)

der Randbedingungen, so dass insbesondere beim Vergleich mit Sedimentkerndaten davon ausgegangen werden kann, dass die F_a/F_p -Werte von ^{230}Th den entsprechenden Gleichgewichtswert wiedergeben. In Abbildung 4.8 sind die mit dem Holozänen Parametersatz bestimmten Gleichgewichtswerte des F_a/F_p -Verhältnisses entlang eines Schnittes von Süden nach Norden aufgetragen. Dieser Schnitt verläuft entlang der in Abbildung 4.1 eingezeichneten gelben Linie durch alle für die Diskussion wichtigen Boxen. Dabei ist die Situation im Südostatlantik identisch mit der im südwestlichen Teil. Auch die Ergebnisse für die großen Reservoirboxen (Pazifischer und Indischer Ozean) entsprechen in etwa denen für den offenen Ozean, die Werte für den Zirkumpolarstrom sind vergleichbar mit denen der Antarktischen Zone.

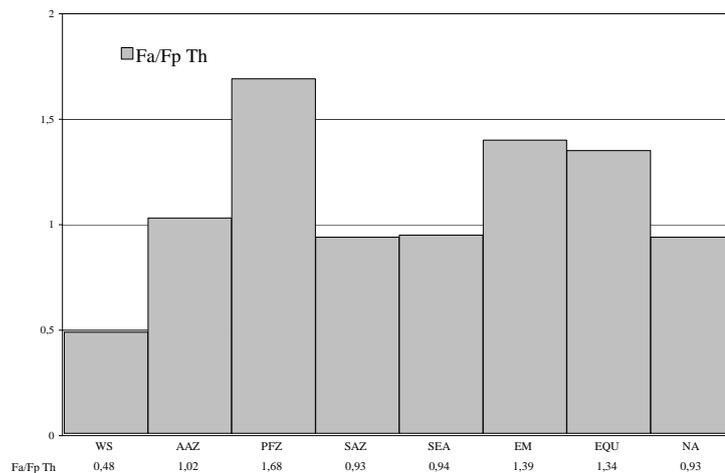


Abbildung 4.8: Berechnete F_a/F_p -Werte von ^{230}Th entlang des in Abbildung 4.1 eingezeichneten Schnittes

Lediglich vier Regionen (Weddellsee, Polarfrontzone, östlicher Rand und Äquator) zeigen eine signifikante Abweichung vom Produktionswert F_p . In der Weddellsee gehen die F_a/F_p -Werte bis auf 0,48 zurück, in der Polarfrontzone werden Werte von 1,68 erreicht. Der östliche Rand

und die Äquatorbox zeigen etwa gleiche Werte von 1,39 bzw. 1,34. Während die Weddellsee also etwa die Hälfte ihres ^{230}Th -Inventars exportiert, liegt die tatsächliche ^{230}Th -Deposition in der PFZ um fast 70% über der Produktion aus der Wassersäule. Dieses Bild entspricht damit grundsätzlich der Vorstellung des Transports von ^{230}Th aus Gebieten niedriger Bioproduktivität in Gebiete hoher Produktivität. Vergleicht man die simulierten F_a/F_p -Werte mit den im Modell verwendeten Verweilzeiten (und damit mit der Bioproduktivität), so wären die höchsten F_a/F_p -Werte in der östlichen Randbox (EM) zu erwarten gewesen. Es ist jedoch der advektive Import von ^{230}Th aus der Weddellsee (erkennbar am Ansteigen der F_a/F_p -Werte von der WS über die AAZ in die PFZ in Abbildung 4.8) der das zusätzliche ^{230}Th in die PFZ liefert und damit dort für die sehr hohen F_a/F_p -Werte sorgt. Dieses Ergebnis zeigt, dass die Deposition von ^{230}Th nicht nur vom Partikelfluss in der jeweiligen Box bestimmt wird, sondern auch von der Wassermassenzirkulation abhängt.

4.2.2 ^{10}Be -SCF

Wie bereits in Abbildung 4.7 erkennbar war, stellt sich (aufgrund der im Gegensatz zu ^{230}Th längeren Verweilzeit von ^{10}Be) der Gleichgewichtszustand bei den ^{10}Be -SCF erst nach etwa 2000 a ein. Es ist daher davon auszugehen, dass schnelle, aber andauernde Änderungen der Bioproduktivität oder der Ozeanzirkulation erst mit einer gewissen Verzögerung in den Sedimentarchiven aufgezeichnet werden. Ein weiterer Unterschied zu ^{230}Th ist der mit wachsender Tiefe zeitversetzte Anstieg der ^{10}Be -Kurven. Die ist jedoch ein Artefakt des Modells, da die Quelle von ^{10}Be in der Atmosphäre liegt und das Modell bei Null-Depositionsfluss startet.

Die im Modell berechneten Gleichgewichtswerte der ^{10}Be -SCF sind in Abbildung 4.9 entlang des oben beschriebenen Schnitts aufgetragen. Auch hier zeigt sich das erwartete Bild der erhöhten ^{10}Be -SCF in Hochproduktivitätsgebieten. Im Gegensatz zu den in Abbildung 4.8 gezeigten F_a/F_p -Werten von ^{230}Th stimmt das Depositionsmuster mit

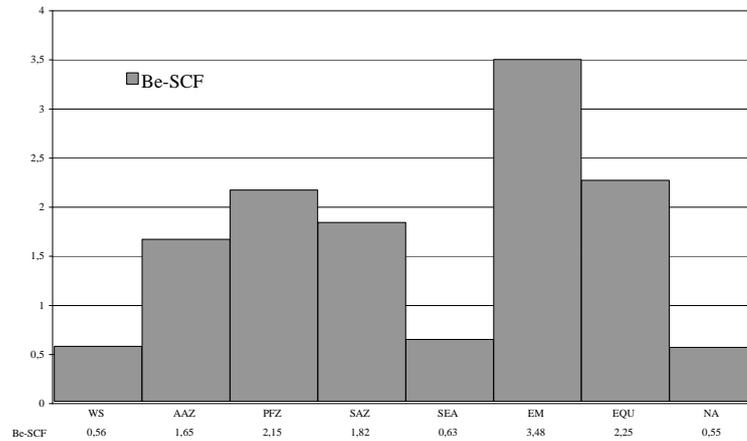


Abbildung 4.9: Berechnete ^{10}Be -SCF aufgetragen entlang des in Abbildung 4.1 eingezeichneten Schnittes

der im Modell verwendeten Verteilung der Bioproduktivität überein. Die Amplitude der Schwankungen (0,55 bis 3,48) ist allerdings wesentlich größer. Diese beiden Beobachtungen sind eine Folge der langen Verweilzeit von ^{10}Be im Ozean. Je länger die Verweilzeit eines partikelreaktiven Tracers ist, desto stärker unterliegt er dem boundary scavenging und desto homogener ist die Verteilung des gelösten Tracers im Ozean. Wegen der relativ homogenen Verteilung reagiert ^{10}Be damit weniger sensitiv auf Zirkulationsänderungen als auf Änderungen der Bioproduktivität.

4.2.3 Fehlerabschätzung

Um ein Maß für die Unsicherheiten der Modellierung zu erhalten, wird in diesem Abschnitt kurz auf die Sensitivität der Modellergebnisse bei der Variation der Parameter (Zirkulation und Verweilzeiten) eingegangen. Diese Sensitivitätsstudien wurden bereits von Siegle [2001] durchgeführt und werden hier nur kurz zitiert. Die Sensitivität des Modells

auf Änderungen der Zirkulation und der Verweilzeiten von ^{10}Be und ^{230}Th wurde zunächst getrennt untersucht. Die sich ergebenden Fehler wurden zu einem Gesamtfehler addiert. Die Verweilzeiten von ^{230}Th und ^{10}Be wurden, ähnlich wie in Abschnitt 3.2 beschrieben, um 50 % variiert. Dabei wurden beide Verweilzeiten gleichzeitig um 50 % erhöht bzw. erniedrigt. Während die Abweichung der F_a/F_p -Verhältnisse von ^{230}Th in der Weddellsee bei 20 % liegt, sind die Abweichungen in den übrigen Regionen mit maximal 10 % wesentlich geringer. Die ^{10}Be -SCF zeigen Schwankungen zwischen 2 und 10 %. Zur Untersuchung der Sensitivität des Modells auf Änderungen der Zirkulation wurden die Verweilzeiten konstant gehalten und alle Austauschkoefizienten gleichzeitig um 30 % erhöht bzw. vermindert. Dies entspricht einer etwa $1/3$ schnelleren bzw. langsameren Ozeanzirkulation. Auf die Variation einzelner Strömungen wurde verzichtet. Aus diesem Sensitivitätstest ergab sich eine Variation der ^{10}Be -SCF in allen Boxen von weniger als 5 %. Die F_a/F_p -Werte von ^{230}Th zeigten in der Weddellsee eine Abweichung von 15 %, in allen anderen Boxen lagen die Abweichungen bei 5 % oder darunter. Die sich daraus ergebenden Gesamtfehler sind in Tabelle 4.4 angegeben. Bis auf die relativ hohe Unsicherheit der F_a/F_p -Werte von ^{230}Th

Box	IO, PO, SEA, SWA, WM, SAZ, NA	PFZ, AAZ, ACC	EQ, EM	WS
F_a/F_p - ^{230}Th	3	8	11	25
^{10}Be -SCF	6		11	

Tabelle 4.4: Unsicherheit der Modellergebnisse bei einer Variation der Zirkulation um 30 % und der Verweilzeiten um 50 % (Angaben in %).

in der Weddellsee liegen die meisten Fehler bei etwa 10 % oder darunter. Der hohe Fehler in der Weddellsee kommt durch die besondere hydrographische Situation zustande. Diese Region zeichnet sich durch eine besonders geringe Bioproduktivität und eine geringe Wassermassen-Verweilzeit aus, die zudem im Bereich der scavenging-Verweilzeit von ^{230}Th liegt. Die Modellergebnisse (F_a/F_p -Werte von ^{230}Th und ^{10}Be -SCF) reagieren daher dort besonders sensibel auf eine Variation der

Parameter. Die in Tabelle 4.4 angegebenen prozentualen Werte werden im folgenden zur Abschätzung der Fehler der Modellergebnisse verwendet.

4.2.4 Vergleich mit gemessenen Daten und anderen Simulationen

In diesem und im vorangegangenen Kapitel wurden zwei Modell-Realisierungen zur Simulation der Depositions-Verteilung von ^{10}Be und ^{230}Th im Ozean vorgestellt. Die beiden Ansätze unterscheiden sich vor allem in ihrer Komplexität und damit in der Zahl der verwendeten Parameter. Zunächst bietet es sich an, die Ergebnisse beider Modelle miteinander zu vergleichen. Weiterhin können die modellierten F_a/F_p -Werte von ^{230}Th mit den Daten der GCM-Simulation von Henderson et al. [1999] verglichen werden. Das zuletzt vorgestellte Multiboxmodell bietet zudem eine ausreichende räumliche Auflösung, um die Ergebnisse in den einzelnen Boxen mit Sedimentkerndaten zu vergleichen (siehe Abbildung 4.1).

Modellvergleich: F_a/F_p - ^{230}Th -Werte

Die Simulation der F_a/F_p -Werte der drei oben erwähnten Modelle ist in Abbildung 4.10 dargestellt. Dabei steigt die Anzahl der Parame-

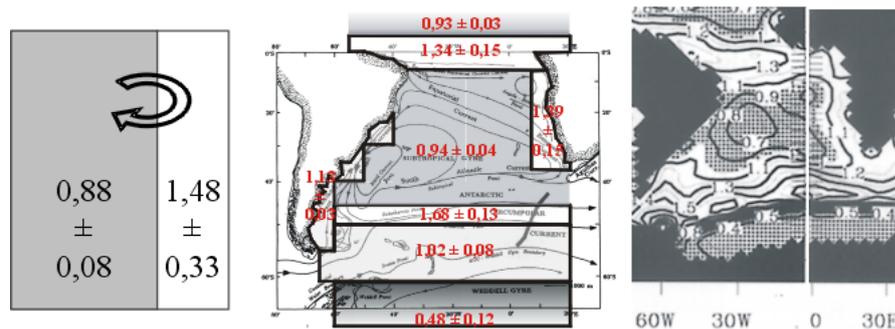


Abbildung 4.10: Vergleich der von Modellen unterschiedlicher Komplexität berechneten sedimentären F_a/F_p -Werte von ^{230}Th

ter von links (Zweiboxmodell) nach rechts (GCM) stark an. Die Zahlen geben die im jeweiligen Gebiet berechneten F_a/F_p -Werte der De-

positionsflüsse von ^{230}Th ins Sediment wieder. Beim Zweiboxmodell wurden die Werte aus Abbildung 3.4 abgelesen³. Bereiche mit F_a/F_p -Werten größer eins sind in Abbildung 4.10 hell dargestellt. Da nur das GCM und das Multiboxmodell eine genügend hohe räumliche Auflösung für den regionalen Vergleich bieten, werden zunächst die Ergebnisse dieser beiden Simulationen miteinander verglichen. Es ist zu erkennen, dass die Lage der hellen Bereiche in den beiden Modellen recht gut übereinstimmt. Auch quantitativ zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung der Ergebnisse beider Modelle. Während Henderson et al. [1999] in den Hochproduktivitätsgebieten Werte bis zu 1,5 angeben, zeigt das Multiboxmodell F_a/F_p -Werte bis $1,68 \pm 0,13$. Auch in der regionalen Verteilung der F_a/F_p -Werte stimmen beide Modelle gut überein. Die höchsten Werte werden im Bereich der Polarfrontzone erreicht, etwas niedrigere am Äquator und am östlichen Rand. Die niedrigsten Werte werden von beiden Modellen (mit etwa 0,5) in der Weddellsee berechnet. Lediglich im offenen Ozean weichen beide Simulationen etwas voneinander ab. Während das Multiboxmodell einen Wert von $0,94 \pm 0,04$ anzeigt, gehen die F_a/F_p -Werte von ^{230}Th im GCM auf bis zu 0,7 zurück. Dies ist verwunderlich, da gerade der offene Ozean als relativ großes und träges Reservoir ähnliche Ergebnisse liefern sollte. Eine mögliche Erklärung ist die größere Ausdehnung der weißen Import-Bereiche von ^{230}Th ($F_a/F_p > 1$) im GCM, die zu einer Abnahme der F_a/F_p -Werte im offenen Ozean führen. Auch die Ergebnisse des Zweiboxmodells liefern übereinstimmende Ergebnisse. Die F_a/F_p -Werte von $1,48 \pm 0,33$ und $0,88 \pm 0,08$ in den Hochproduktivitätsgebieten bzw. im offenen Ozean treffen gut die mittleren Werte der jeweiligen (hellen bzw. dunklen) Regionen. Aufgrund der integrierenden Wirkung der reduzierten räumlichen Auflösung des Zweiboxmodells werden hier auch mittlere Werte erwartet.

Wie bereits in Abschnitt 3.3.3 erwähnt, werden die ^{230}Th -Daten dazu verwendet, die Daten anderer Stoffe auf Sedimentumlagerungen

³Dabei wurde in jeder Box der Mittelwert aus dem niedrigsten und dem höchsten Wert gebildet (innerhalb des durch das blaue Rechteck gekennzeichneten Bereichs in Abbildung 3.4).

zu korrigieren. Die Methode der ^{230}Th -Normierung basiert auf der Annahme eines räumlich konstanten F_a/F_p -Werts von eins. Die Tatsache, dass lediglich vier kleine Boxen eine signifikante Abweichung vom Produktionswert von ^{230}Th zeigen, rechtfertigt die Methode der ^{230}Th -Normierung mit nur wenigen Ausnahmen. In den Gebieten besonders hohen oder niedrigen Partikelflusses kann es zu Abweichungen um bis zu 70 % vom Produktionswert kommen, die nicht durch Sedimentumlagerungen verursacht werden. Die Simulationsergebnisse des Multiboxmodells stimmen gut mit den in Kapitel 3 vorgestellten Modelldaten des Zweiboxmodells überein. Sie können dazu verwendet werden, die ^{230}Th -normierten Daten in den Gebieten mit einem modellierten F_a/F_p -Verhältnis $\neq 1$ zu „re-korrigieren“, womit die Anwendbarkeit der ^{230}Th -Normierung auch in diesen Regionen möglich ist.

Modellvergleich: ^{10}Be -SCF

Da in der Literatur keine modellierten Verteilungen von ^{10}Be im Südatlantik existieren, können hier nur die Ergebnisse der beiden Simulationen aus dieser Arbeit verglichen werden. In Abbildung 4.11 sind die Ergebnisse zusammengefasst. Die Werte im Zweiboxmodell auf der

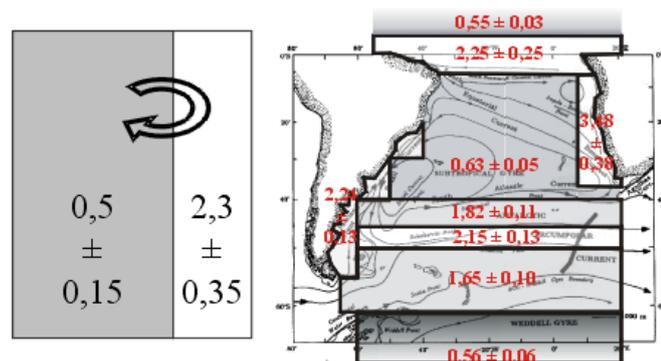


Abbildung 4.11: Vergleich der simulierten sedimentären ^{10}Be -SCF-Werte der beiden in dieser Arbeit vorgestellten Boxmodelle

linken Seite repräsentieren dabei wiederum die maximalen Variation der ^{10}Be -SCF-Werte aus Abbildung 3.4. Auch hier zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen beiden Modellen. Dies gilt sowohl für

die Daten im offenen Ozean (dunkle Gebiete) als auch für die simulierten Werte in den Hochproduktivitätsgebieten. Die Werte in den Übergangsbereichen des Frontensystems (AAZ und SAZ) und die extrem hohen $^{10}\text{Be-SCF}$ im östlichen Rand können vom Zweiboxmodell räumlich jedoch nicht aufgelöst werden.

Vergleich mit Messdaten

In diesem Abschnitt werden die modellierten Daten mit den Messdaten der in Abbildung 4.1 bezeichneten Sedimentkerne verglichen. Eine Gegenüberstellung der gemessenen und modellierten F_a/F_p -Werte von ^{230}Th macht allerdings keinen Sinn, da alle Messdaten auch von Sedimentumlagerungen beeinflusst sind. Die $^{10}\text{Be-SCF}$ dagegen können mit den Modellergebnissen verglichen werden, da diese Daten bereits ^{230}Th -normiert und damit auf Sedimentumlagerungen korrigiert sind (siehe 4.12). Dabei sind die Daten wiederum entlang des in Abbildung 4.1 gezeigten Schnittes aufgetragen. Es wurden sowohl Daten aus dem Holozän (schwarz) als auch aus dem Marinen Isotopenstadium 5 (rot) eingetragen, da angenommen wird, dass die klimatischen Bedingungen (und damit auch Ozeanzirkulation und Bioproduktivität) vor etwa 120 ka denen des Holozäns ähnlich waren. Die blauen Balken in Abbildung 4.1 symbolisieren die Modelldaten, wobei die Höhe der Balken den in Tabelle 4.4 angeführten Fehler angibt. In Abbildung 4.12 ist eine gute Übereinstimmung der gemessenen $^{10}\text{Be-SCF}$ mit den modellierten Werten zu erkennen. Die beobachteten Abweichungen von den Modelldaten lassen sich durch die besondere Lage der betreffenden Kerne erklären, die vom Modell nicht berücksichtigt wird. Beispielsweise befindet sich Kern GeoB1523 in Abbildung 4.1 innerhalb der Äquatorbox. Tatsächlich ist er jedoch kaum von dem äquatorialen Hochproduktivitätsgebiet beeinflusst und kann dem im Modell nicht vorhandenen Übergangsbereich zwischen beiden Boxen zugeordnet werden. Die an diesem Kern gemessenen $^{10}\text{Be-SCF}$ und die während der letzten 200 ka sehr homogene und relativ niedrige Sedimentationsrate des Kerns [Ruhlemann et al., 2001] bestätigen dieses Bild und können die beobachtete

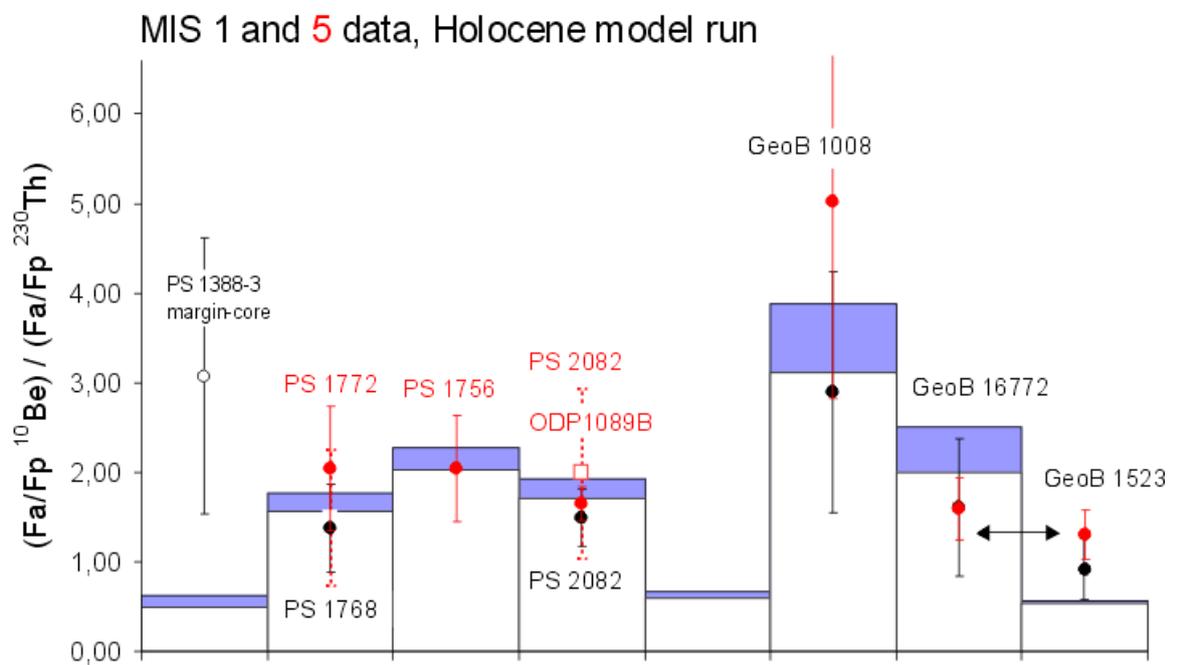


Abbildung 4.12: Vergleich der in den einzelnen Boxen simulierten ^{10}Be -SCF-Werte des Multiboxmodells mit Sedimentkerndaten. Dargestellt sind die Ergebnisse des Holozänen Modelldurchlaufs (blaue Balken) und Sedimentkerndaten aus dem Holozän (in schwarz) und dem MIS 5 (in rot)

Abweichung erklären. Eine weitere Abweichung der gemessenen Daten von den simulierten Werten ist in der Weddellsee festzustellen (Kern PS 1388-3). Durch die besondere Lage des Kerns im Schelfbereich der Weddellsee ist dieser jedoch von zahlreichen Prozessen beeinflusst (z.B. wechselnder Eisbedeckung, Transport von bereits sedimentierten Material mit den Eismassen, Bioproduktivitätsschübe und von der Eisbedeckung abhängende Bodenströmungen [Frank et al., 1995]). Die Abweichung des gemessenen vom Modellwert ist daher sicherlich durch eine Kombination der oben angeführten Prozesse erklärbar.

Zusammenfassend lässt sich eine gute Übereinstimmung der gemessenen mit den modellierten Daten feststellen. Auch das einfachere Zweiboxmodell, welches mit dem Südatlantischen Parametersatz in der Lage sein sollte, den offenen Ozean und die beiden Boxen Polarfront und Äquator zu beschreiben, liefert mit Werten von $2,3 \pm 0,35$ bzw. $0,5 \pm 0,15$ sehr gute Resultate. Dieses Ergebnis lässt den Schluss zu, dass zumindest die Holozäne Verteilung der Deposition von ^{230}Th und ^{10}Be im Ozean durch einfache Boxmodelle beschrieben werden kann.

Zur Simulation eines glazialen Szenarios mit Hilfe des Multiboxmodells ist es nötig, zahlreiche Annahmen bezüglich Zirkulation und Bioproduktivität zu machen. Die Ergebnisse dieser Simulationen werden im nächsten Abschnitt vorgestellt.

4.2.5 Glaziale Szenarien

Ausgehend von den in Abschnitt 3.3.4 beschriebenen Annahmen bezüglich der glazialen Ozeanzirkulation und des glazialen Staubeintrages sollen hier vier Modellläufe mit unterschiedlichen Parametersätzen kurz vorgestellt werden. Die Modellergebnisse werden im Vergleich zur Holozänen Simulation (als Kontrolldurchlauf) in Abbildung 4.14 und zu den gemessenen Daten der MIS 2-4 und MIS 6 in Abbildung 4.13 dargestellt. Ausgehend von der Hypothese eines während der Kaltzeiten schwächer ventilierten tiefen Ozeans bei gleichzeitig verstärkter Oberflächenzirkulation wurde eine Parametrisierung der glazialen Zirkulation vorgenommen. In Anbetracht der ungenauen Kenntnis der gla-

zialen Ozeanzirkulation und der relativ schwachen Abhängigkeit der Modellergebnisse von der Zirkulation handelt es sich dabei jedoch um eine eher grobe Abschätzung. So wurde die NADW bzw. AABW Produktion auf $1/4$ bzw. auf die Hälfte reduziert. Damit werden in der Weddellsee insgesamt 5 Sv (2 Sv von der Oberfläche und 3 Sv aus dem Zwischenwasser) und im Nordatlantik nur noch 4 Sv Tiefenwasser gebildet. Die prinzipielle Lage und Richtung der Oberflächenströmungen wurde nicht verändert, die Stärke der Strömungen und damit des Austausches wurde als grobe Abschätzung etwa um den Faktor zwei angehoben. Das Ausbleiben der NADW-Produktion wird durch den Vorstoß von AABW nach Norden ausgeglichen, wodurch auch mehr pazifisches Zwischen- und Tiefenwasser in den Südatlantik gelangt. All diese Zirkulationsänderungen sind konsistent mit den in der Literatur vorgeschlagenen glazialen Szenarien (z.B. Sigman und Boyle [2000]). Die Diagramme zur Parametrisierung der Zirkulation sind im Anhang D zu finden.

Bezüglich der Verweilzeiten der Radionuklide wurden vier unterschiedliche Parametrisierungen gewählt. Zunächst wurden die Holozänen Werte beibehalten, um den Einfluss der Zirkulationsänderung alleine zu betrachten (G1-run). Im zweiten Schritt (G2-run) wurden, als Reaktion auf den bereits in Abschnitt 3.3.4 erwähnten etwa zweifach erhöhten Staubeintrag in den Ozean, sämtliche Verweilzeiten auf die Hälfte reduziert. Im dritten Durchlauf (G3-run) wurde eine heterogene Verteilung des Staubeintrages bzw. eine räumlich unterschiedliche Reaktion der Exportproduktivität auf den Staubeintrag angenommen (mehr Eintrag an den Rändern und in HNLC-areas, siehe Abschnitt 3.3.4). Zudem wurde eine Ausweitung des Hochproduktivitätsgebiets der PFZ nach Norden auf die SAZ angenommen. Als Folge dieser Annahmen wurden nur die Verweilzeiten der Randboxen und der Boxen PFZ, SAZ und Äquator halbiert. Da die Ergebnisse des G3-runs die Verweilzeiten in den Randboxen wahrscheinlich zu kurz annehmen, wurde im vierten Modelldurchlauf (G4-run) die Verweilzeit nur in den Randboxen wieder auf Holozäne Werte zurückgesetzt.

Die Ergebnisse (^{10}Be -SCF) dieser Modelldurchläufe sind in Ab-

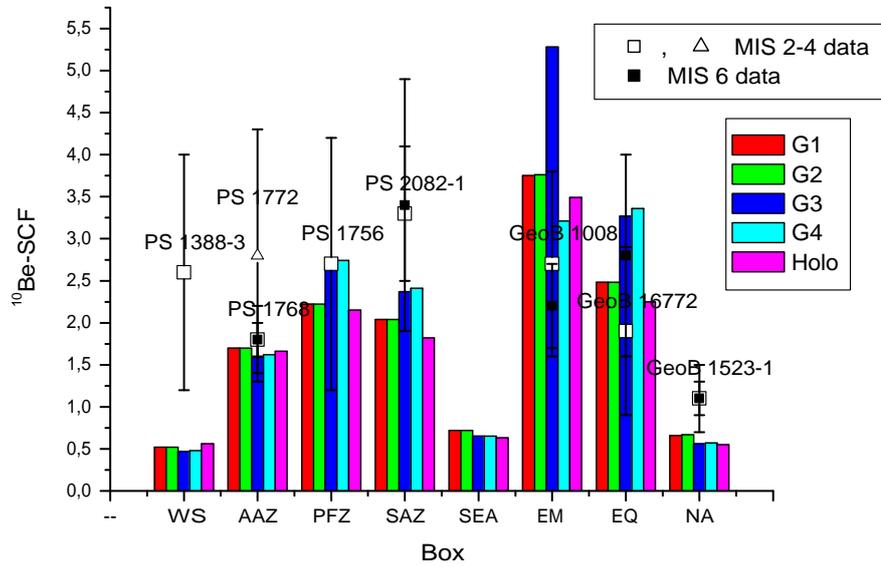


Abbildung 4.13: Modellerte $^{10}\text{Be-SCF}$ der glazialen runs G1 bis G4 im Vergleich zum Holozänen run und Vergleich mit den glazialen Sedimentkerndaten (offene Symbole: MIS 2-4; volle Symbole: MIS 6)

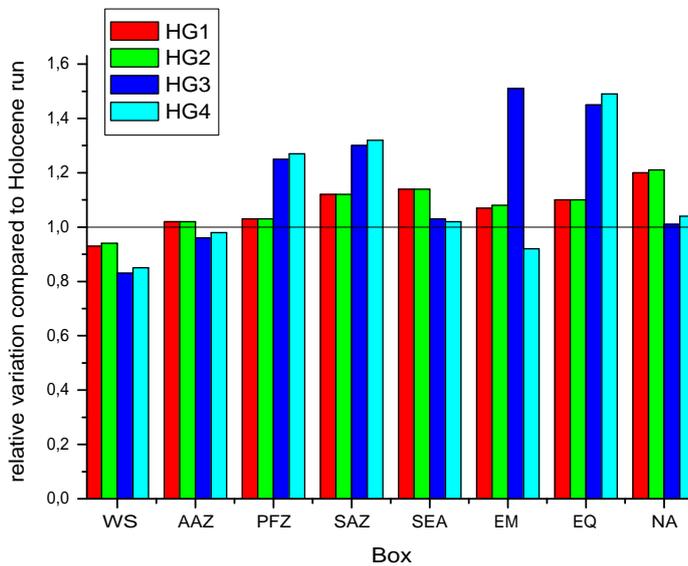


Abbildung 4.14: Relative Variation der glazialen runs G1 bis G4, verglichen mit dem Holozänen run

bildung 4.13 zusammen mit den Sedimentkerndaten dargestellt. Zusätzlich zu den Werten der glazialen Runs G1 bis G4 sind die modellierten ^{10}Be -SCF für das Holozän (magentafarben) eingetragen. Die Kerndaten umfassen ^{10}Be -SCF-Werte für die Kaltstadien MIS 2-4 (offene Symbole) und MIS 6 (ausgefüllte Symbole). Abbildung 4.14 zeigt die relativen Abweichungen der glaziale Simulationen von den Holozänen Werten. Betrachtet man den run G1, bei dem nur die Zirkulation verändert wurde, so lassen sich nur geringe Abweichungen zum Holozän feststellen. Wie schon in Kapitel 3 festgestellt, ist die Sensitivität der ^{10}Be -SCF gegenüber Zirkulationsänderungen relativ gering (zwischen -10 und +20%). Auch die Ergebnisse des G2-runs entsprechen den in Abschnitt 3.3.4 beschriebenen Erwartungen, nach denen eine gleichzeitige und globale Reduzierung der Verweilzeiten der Radionuklide nur zu einer extrem geringen Änderung der Verteilung ihrer Depositionsflüsse führt. Die grünen (G1-run) und roten (G2-run) Balken in Abbildung 4.14 und 4.13 zeigen daher fast gleiche Verläufe. Die Situation ändert sich jedoch bei einer räumlich heterogenen Variation der Verweilzeiten, die in den Modelldurchläufen G3 und G4 realisiert wurde. Die blauen Balken (G3-run) in Abbildung 4.14 zeigen eine relative Erhöhung der ^{10}Be -SCF gegenüber dem Holozän um bis zu 52% in der östlichen Randbox (EM) an, die direkt auf die in diesen Boxen verkürzte Verweilzeit zurückzuführen ist. Da die Hochproduktivitätsboxen in dieser Simulation eine noch größere Senke darstellen (hohe ^{10}Be -SCF), sinken die ^{10}Be -SCF-Werte der umgebenden Boxen ab (in der Weddellsee um bis zu 18%).

Betrachtet man die Messdaten, so fällt auf, dass die Fehler z.T. wesentlich größer sind als im Holozän (Abbildung 4.12). Dies hängt mit der stärkeren Schwankung der Daten in diesem Zeitbereich zusammen. Aufgrund dieser relativ großen Fehler ist die Übereinstimmung mit der Modellierung noch recht gut aber nicht sehr aussagekräftig. Die beiden Simulationen G3 und G4 scheinen die beste Übereinstimmung mit den Messdaten zu liefern. Während die Abweichungen der modellierten ^{10}Be -SCF-Werte von den Kerndaten in der Weddellsee und im Nordatlantik durch die Lage der Kerne erklärt werden können (siehe vor-

hergehender Abschnitt), treten zusätzliche Abweichungen in der SAZ, am Äquator und in der Randbox auf. Aufgrund der wenigen und stark schwankenden Daten ist es jedoch schwierig, diese Abweichungen zu interpretieren. Es scheint zumindest, als würden die Depositionsflüsse von ^{10}Be und ^{230}Th in der Randbox und am Äquator von allen glazialen Simulationen überschätzt und in der SAZ unterschätzt werden. Auf Grundlage dieser dürftigen Datenlage Rückschlüsse auf die Bioproduktivität und/oder Zirkulation des glazialen Ozeans zu ziehen, ist insgesamt daher kaum möglich.

Zusammenfassend lässt sich für das Glaziale Szenario feststellen, dass die Simulationen G1 und G2 nur geringe Veränderungen der ^{10}Be -SCF im glazialen Ozean vorhersagen (-5 % bis +20 %). Dies ist in guter Übereinstimmung mit den in Kapitel 3 vorgestellten Ergebnissen, wonach die ^{10}Be -SCF wenig sensitiv auf Änderungen der Ozeanzirkulation sowie auf globale und homogene Schwankungen der Verweilzeiten reagieren. Größere Variationen der ^{10}Be -SCF treten bei einer Veränderung der Verweilzeiten an den Rändern und in den Hochproduktivitätsgebieten auf (-15 % bis +50 %). Da diese beiden Modellrechnungen (G3 und G4) auch eine vertretbare Übereinstimmung mit den Messdaten liefern, kann davon ausgegangen werden, dass die Annahme einer langsameren Ozeanzirkulation verbunden mit einer räumlich heterogen verteilten Erhöhung der Bioproduktivität als mögliches Szenario zur Beschreibung der ^{10}Be -SCF im glazialen Ozean anzusehen ist. Wie schon in Abschnitt 3.3.4 festgestellt wurde, muss der Sensitivität der ^{10}Be -SCF auf Veränderungen des jeweiligen Bioproduktivitätsmusters eine größere Bedeutung als der veränderten glazialen Ozeanzirkulation zugemessen werden.

Nach dieser ausführlichen Beschreibung und Diskussion verschiedener Modellansätze, Parametersätze und der Sensitivitätsstudien zur Verteilung von ^{230}Th und ^{10}Be im Ozean wird im nächsten Kapitel die Anwendung der Modellergebnisse auf Messdaten vorgestellt. Die berechneten ^{10}Be -SCF werden dabei dazu verwendet, den Anteil an importiertem ^{10}Be in den gemessenen ^{10}Be -Profilen zu quantifizieren.

Diese korrigierten Profile werden dann benutzt, die globale Variation der Produktion von ^{10}Be während der letzten 200.000 a zu berechnen und daraus die Variation der Erdmagnetfeldstärke zu rekonstruieren.

Kapitel 5

Rekonstruktion des Erdmagnetfeldes der letzten 200.000 a

In diesem Kapitel werden die vorgestellten Modellergebnisse dazu benutzt, das boundary scavenging von ^{10}Be im Ozean zu quantifizieren. Die Transport-korrigierten ^{10}Be -Profile sollten dann nur noch von der ^{10}Be -Produktion abhängen, die umgekehrt proportional zur Erdmagnetfeldstärke ist. Das hier entwickelte Korrektur-Verfahren wird auf vorhandene ^{10}Be -Datensätze angewendet. Die Modell-korrigierten ^{10}Be -Profilen werden dazu verwendet, die globalen Produktionsschwankung von ^{10}Be während der letzten 200 ka zu berechnen und damit die Stärke des Erdmagnetfeldes während dieser Zeit zu rekonstruieren. Die so erhaltenen Daten werden mit anderen Rekonstruktionen verglichen. In einem inversen Ansatz kann abschließend aus dem Vergleich der Modell-Korrigierten ^{10}Be -Profile mit berechneten Produktionsschwankungen auf eine Änderung der glazialen Ozeanzirkulation und Bioproduktivität geschlossen werden.

5.1 Boundary Scavenging Korrektur

Wie in Abschnitt 2.3 erwähnt, wird die Deposition von ^{10}Be in Tiefseesedimenten im wesentlichen von drei Faktoren bestimmt:

- Transport von adsorbiertem und sedimentiertem ^{10}Be (Sedimen-

tumlagerungen)

- advektiver Transport von ^{10}Be in der Wassersäule (z.B. boundary scavenging)
- Variation der atmosphärischen ^{10}Be -Produktion

Die Anwendung von ^{10}Be als Tracer für die Erdmagnetfeldstärke verlangt, dass die verwendeten ^{10}Be -Profile nicht oder nur sehr wenig von Transportprozessen beeinflusst sind. Mit dem folgenden Korrekturverfahren ist es möglich, den Transport von ^{10}Be zu quantifizieren und den Depositionsfluss an einem bestimmten Ort zu korrigieren.

Die boundary scavenging Korrektur wird auf vier Datensätze aus dem Südatlantischen und Pazifischen Ozean angewandt (Abbildung 5.1 und Tabelle 5.1). Die ^{230}Th - und ^{10}Be -Daten dieser Kerne wurden am Institut für Umweltphysik in Heidelberg erstellt und waren Bestandteil einiger Veröffentlichungen (Tabelle 5.1). Für alle Kerne kann auf ein gesichertes Altersmodell basierend auf einer $\delta^{18}\text{O}$ -Stratigraphie zurückgegriffen werden (siehe Anhang B).



Abbildung 5.1: Die Sterne zeigen die geographische Lage der Kerne, die Ziffern entsprechen der in Tabelle 5.1 verwendeten Bezeichnung der Kerne.

Die geographische Lage der vier verwendeten Sedimentkerne ist in Abbildung 5.1 dargestellt. Weitere Informationen zu Altersbereich und Wassertiefe der Kerne sowie der Verweis auf die Autoren der Originaldaten befinden sich in Tabelle 5.1. Um die verwendeten ^{10}Be -

Kern	Lage (Nr. in Abb. 5.1)	Altersbereich [ka]	Wassertiefe [m]	Ref.
PS 2082	43°13'S, 11°44'E (Nr. 1)	4 - 225	4610	(Frank, 1996) (Frank et al., 2000)
M 16772	1°21'S, 11°58'W (Nr. 2)	10 - 250	3913	(Henken-Mellies, 1990)
GeoB 1523	3°40'N, 41°37'W (Nr. 3)	4 - 190	3292	(Ruhlemann et al., 2001) (Ruhlemann et al., 1996) 10Be: (Frank et al., 1997)
RNDB 74P	0°20'N, 159°22'E (Nr. 4)	0 - 250	2547	(Schwarz, 1996)

Table 5.1: Lage der Sedimentkerne, Altersbereich, Wassertiefe und Verweis auf die Originaldaten.

Datensätze auf Sedimentumlagerungen zu korrigieren, wurde die Methode der $^{230}\text{Th}_{ex}$ -Normierung verwendet, wie sie in Anhang C beschrieben ist. Die $^{230}\text{Th}_{ex}$ -normierten ^{10}Be -rain rates sind in Abbildung 5.2 eingetragen. Die hier dargestellten Profile sind zwar auf Sedimentumlagerungen korrigiert, beinhalten aber immer noch das boundary scavenging Signal und die Schwankungen der ^{10}Be -Produktion. Ein Vergleich der in Abbildung 5.2 dargestellten ^{10}Be rain rates mit der rezenten globalen Produktionsrate von ^{10}Be (gestrichelte Line in Abbildung 5.2) legt diesen Schluss nahe: Das einzige, die heutige Produktionsrate fast permanent unterschreitende ^{10}Be -Profil, ist das von Kern RNDB 74P (zentraler Pazifischer Ozean, Ontong Java Plateau). Eine permanent die rezente Produktion unterschreitende ^{10}Be -Deposition in der Vergangenheit ist jedoch nicht zu erwarten, da die mittlere Erdmagnetfeldstärke während der letzten 200 ka um etwa 15 % unter dem heutigen Wert lag¹. Eine um 15 % niedrigere Feldstärke würde jedoch im Mittel zu einer etwa 6 % höheren ^{10}Be -Deposition führen² und nicht zu einer geringeren ^{10}Be -Deposition. Im Gegensatz zu dem ^{10}Be -Profil aus dem offenen Pazifik weisen zwei von drei ^{10}Be -Profilen aus dem Südatlantik (PS 2082 und M 16772) eine überhöhte ^{10}Be -Deposition auf, die das Vier bis Fünffache des rezenten ^{10}Be -Produktionswertes beträgt. Diese Überhöhung kann bei weitem nicht durch die Variation der Erdmagnetfeldstärke erklärt werden (siehe Abbildung 2.4). Nur

¹basierend auf dem SINT800-Datensatz von Guyodo und Valet [1999]

²berechnet mit der Polynom-Funktion von Wagner et al. [2000], Abschnitt 2.1.2

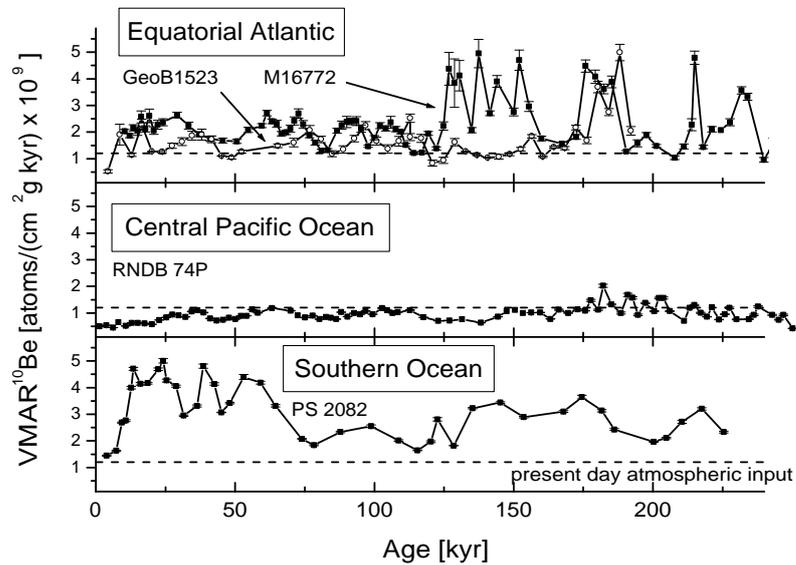


Abbildung 5.2: $^{230}\text{Th}_{ex}$ -normierte ^{10}Be rain rates ($v\text{MAR}$ = vertical mass accumulation rate) der vier ausgewählten Sedimentkerne. Die gestrichelte Linie zeigt die rezente globale ^{10}Be -Produktionsrate nach Monaghan et al. [1986]

eines der ^{10}Be -Profile in Abbildung 5.2 (GeoB 1523) zeigt kaum Abweichungen von der rezente ^{10}Be -Produktion.

Die beobachteten Depositionsmuster können durch die geographische Lage der vier betrachteten Sedimentkerne erklärt werden. Das einzige ^{10}Be -Profil aus dem offenen Ozean ist das von Kern RNDB 74P aus dem zentralen Pazifik [Schwarz, 1996]. Entsprechend der in Abschnitt 3.3.1 beschriebenen Modellrechnungen, exportiert der offene Pazifik etwa $1/3$ seines ^{10}Be -Inventars in die umliegenden Hochproduktivitätsgebiete. Die beobachteten ^{10}Be -Depositionsraten liegen dort deshalb deutlich unterhalb der atmosphärischen Produktion. Umgekehrt befinden sich die beiden gegenüber dem rezente Produktionswert deutlich erhöhten ^{10}Be -Profile aus dem Südatlantik in zwei bekannten Hochproduktivitätsgebieten: im äquatorialen Atlantik und im südlichen Südatlantik (Southern Ocean) [Frank, 1996; Henken-Mellies, 1990]. Wie in Abschnitt 4.2.4 beschrieben, zeigen die Modellrechnungen, dass die Akkumulation von ^{10}Be im Sediment in den

Hochproduktivitätsgebieten das bis zu 3,5-Fache der Produktion betragen kann. Das ^{10}Be -Profil des Kerns GeoB 1523 scheint dagegen kaum vom boundary scavenging beeinflusst zu sein. Wie schon in Abschnitt 4.2.4 beim Vergleich mit den Modelldaten zu erkennen war, ist dieser Kern dem Übergangsbereich zwischen dem äquatorialen Hochproduktivitätsgebiet und dem offenen Ozean zuzuordnen. Dies wird auch durch die sehr homogene Sediment-Akkumulationsrate des Kerns bestätigt [Ruhlemann et al., 2001].

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass drei von vier der dargestellten (^{230}Th -normierten) ^{10}Be -rain rates eine deutliche Beeinflussung des Signals durch boundary scavenging aufweisen. Um dieses Transportsignal zu quantifizieren, muss die boundary scavenging Intensität am jeweiligen Ort bestimmt werden. Wie in den beiden vorangegangenen Kapiteln gezeigt, ist dies mit Hilfe einfacher Boxmodelle möglich. Das Zweiboxmodell bietet im Vergleich zu dem Multiboxmodell den Vorteil, von nur zwei wesentlichen Parametern abzuhängen (Wassermassen-Austauschzeit und rain rate ratio). Wie in Abschnitt 3.3.2 beschrieben, ist für kleine rain rate ratios (< 5) die Abhängigkeit der modellierten ^{10}Be -SCF von der Wassermassenzirkulation vernachlässigbar gering, so dass sich die Zahl der Parameter auf das rain rate ratio zwischen offenem Ozean und Hochproduktivitätsgebiet reduziert. Der vertikale Partikelfluss am jeweiligen Ort kann, wie in Anhang C beschrieben, mit Hilfe der gemessenen $^{230}\text{Th}_{ex}$ -Daten berechnet werden. Im Vergleich zu den auf einer $\delta^{18}\text{O}$ -Stratigraphie basierenden linear interpolierten Akkumulationsraten sind die auf einem ^{230}Th -constant flux model basierenden Akkumulationsraten bereits auf Sedimentumlagerungen korrigiert und liefern zudem eine wesentlich bessere zeitliche Auflösung. Die berechneten vertikalen Akkumulationsraten können als Modell-Input-Daten verwendet werden. Dadurch ist es möglich, jeden Datenpunkt eines gemessenen ^{10}Be -Profils individuell um den boundary scavenging Prozess zu korrigieren. Diese Prozedur wird im folgenden anhand der beiden ^{10}Be -Profile aus Hochproduktivitätsregionen des Südatlantiks (PS 2082 und M 16772) genauer beschrieben.

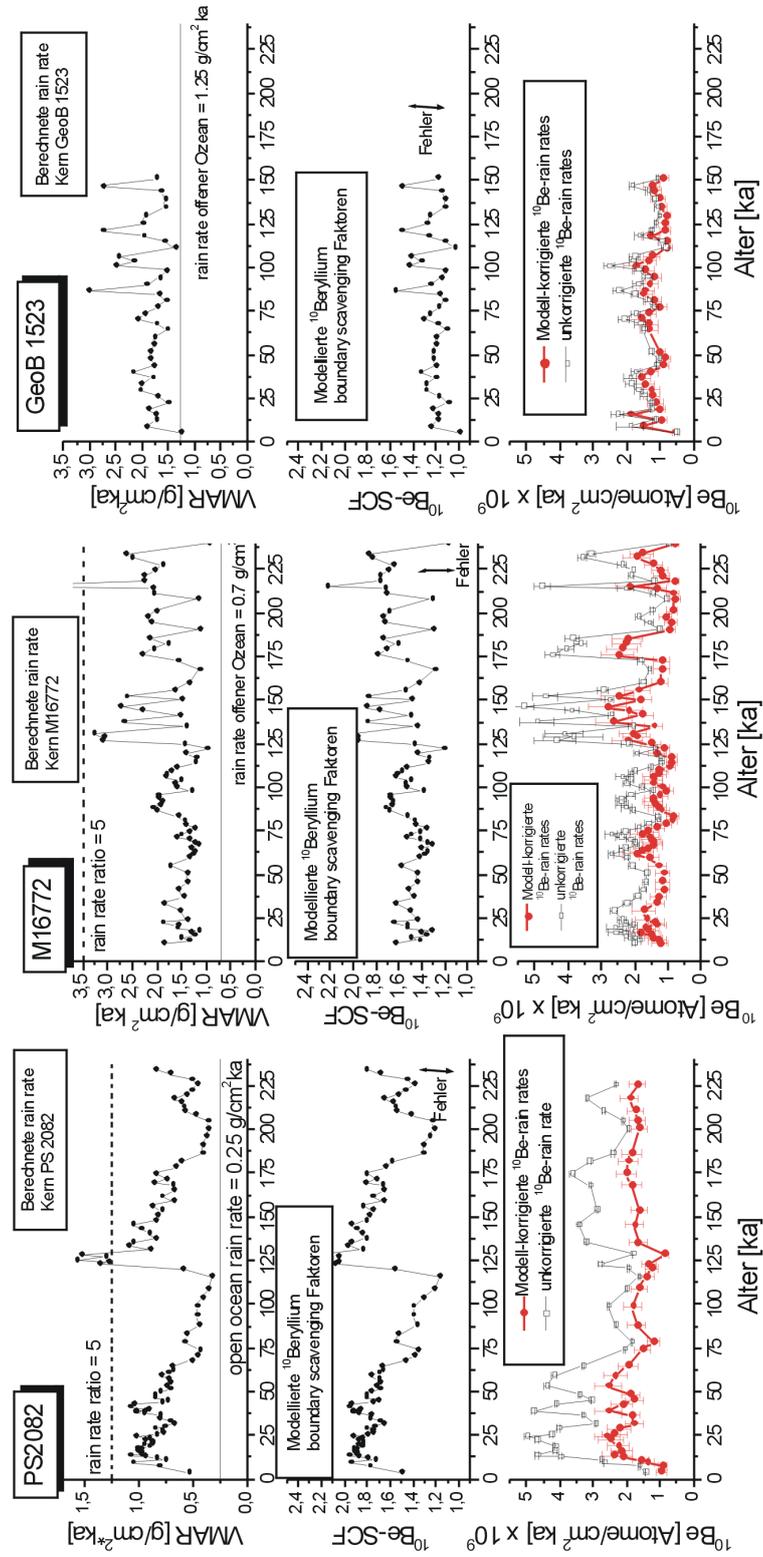


Abbildung 5.3: Obere Zeile: rain rates der atlantischen Sedimentkerne, berechnet mit Hilfe des ^{230}Th -constant-flux-models. Die rain rate des offenen Ozeans ist mit 75 % des Minimums der rain rate des jeweiligen Kerns definiert. Das rain rate ratio wird als Modell-Input verwendet. Die blaue, gestrichelte Linie zeigt ein rain rate ratio von fünf an. Mittlerer Teil: Für den jeweiligen Kern aus den obigen rain rate ratios berechnete ^{10}Be -SCF. Die ^{10}Be -SCF liefern die Korrekturfaktoren für die ^{230}Th -normierten ^{10}Be -Profile. Der Doppelpfeil gibt den abgeschätzten Fehler von etwa 20 % an (siehe Text). Unterer Teil: Vergleich der unkorrigierten ^{230}Th -normierten ^{10}Be -rain rates (schwarze Kurven) mit den Modell-korrigierten ^{10}Be -Profilen (rote Kurven).

Für die Modell-Korrektur dieser ^{10}Be -Profile muss der Südatlantische Parametersatz verwendet werden, wie er in Abschnitt 3.3.2 beschrieben ist. Die modellierten ^{10}Be -SCF zeigen im Südatlantik eine starke Abhängigkeit von der vertikalen rain rate der Randbox und, falls das rain rate ratio einen Wert von etwa fünf übersteigt, eine zunehmende Sensitivität gegenüber der Wassermassen-Austauschzeit (siehe auch Abbildung 3.5). Zunächst werden für den Modell-Input die vertikalen rain rates für den offenen Ozean und der zu korrigierenden Kerne aus den Hochproduktivitätsgebieten benötigt. Die vertikalen rain rates der Sedimentkerne werden mit Hilfe des in Anhang C beschriebenen ^{230}Th -constant-flux-models berechnet, sie sind in Abbildung 5.3 (obere Zeile) dargestellt. Zur Modellierung der Korrekturfaktoren werden zusätzlich Angaben zu den rain rates im offenen Ozeans benötigt. Da für diesen keine Daten vorliegen, musste für den offenen Ozean ein fester Wert definiert werden, um das rain rate ratio zu berechnen. Aufgrund der Modellannahme kann die Akkumulationsrate im Hochproduktivitätsgebiet nicht unter der des offenen Ozeans liegen. Daher wird ein Wert von 75 % des Minimums der vertikalen Akkumulationsrate des jeweiligen Sedimentkerns als zeitlich konstante rain rate des offenen Ozeans verwendet (durchgezogene Linie in Abbildung 5.3 oben). Die Wahl dieses Werts anstelle von 100 % des Minimums soll der Tatsache Rechnung tragen, dass der Kern innerhalb und nicht nur am Rande eines Hochproduktivitätsgebiets liegt und damit nie die Akkumulationsrate des offenen Ozeans erreicht. Die blaue gestrichelte Linie im oberen Teil der Abbildung 5.3 zeigt ein rain rate ratio von fünf an. Es ist deutlich zu erkennen, dass fast alle Werte unterhalb dieses Verhältnisses liegen. Die Ergebnisse der Modellierung hängen damit nicht oder nur sehr wenig von der verwendeten Wassermassen-Austauschzeit ab. Mit Hilfe des Zweibox-modells ist es nun möglich, unter Verwendung des Parametersatzes für den Südatlantik, zu jedem der aus Abbildung 5.3 (obere Zeile) erhaltenen rain rate ratio einen zugehörigen ^{10}Be -SCF zu berechnen. Diese modellierten ^{10}Be -SCF sind im mittleren Teil der Abbildung 5.3 dargestellt. Werden die unkorrigierten ^{10}Be rain rates (im unteren

Teil von Abbildung 5.3 in schwarz) durch die modellierten ^{10}Be -SCF geteilt, so erhält man ^{10}Be -Profile die um Sedimentumlagerungen und um boundary scavenging von ^{10}Be korrigiert sind. Diese ^{10}Be -Profile sind im unteren Teil der Abbildung 5.3 (in rot) den unkorrigierten ^{10}Be rain rates (in schwarz) gegenübergestellt. Die berechneten ^{10}Be -SCF lassen erkennen, dass zum Teil deutliche Korrekturen an den Profilen vorgenommen wurden. Beispielsweise zeigt ein ^{10}Be -SCF von 2,2 an, dass zu diesem Zeitpunkt 55 % des ^{10}Be im ^{230}Th -normierten ^{10}Be -Profil aus den umliegenden Gebieten des offenen Ozeans importiert wurde.

Am ^{10}Be -Profil des Kerns GeoB 1523 mussten, aufgrund seiner Lokation in der Nähe des Äquatorialen Hochproduktivitätsgebiets lediglich geringe Korrekturen vorgenommen werden. Aufgrund dieser besonderen Lage wurde als rain rate des offenen Ozeans hier nicht 75 %, sondern 100 % des Minimums der vertikalen Akkumulationsrate des Kerns benutzt. Die vertikale Akkumulationsrate dieses Kerns kann somit den Wert des offenen Ozeans erreichen. Wie in Abbildung 5.3 zu erkennen, fallen die Modell-Korrekturen gering aus (meist innerhalb des Fehlerbereichs) und bleiben auf einzelne Produktivitätsspitzen beschränkt.

Die Fehler der Modell-korrigierten ^{10}Be -Profile basieren auf der quadratischen Addition der abgeschätzten Maximalfehler der modellierten ^{10}Be -SCF bei einer Variation des Verhältnisses der Verweilzeiten (12 %, siehe Abschnitt 3.3.2 und Abbildung 3.5) und einer zusätzlichen Unsicherheit von etwa 15 % aus der Bestimmung der vertikalen rain rates. Der Fehler der rain rates überträgt sich nahezu linear auf die Unsicherheit der ^{10}Be -SCF. Daher kann von einem maximalen Gesamtfehler der berechneten ^{10}Be -SCF von etwa 20 % ausgegangen werden (Fehler der roten Kurven in Abbildung 5.3).

Eine wesentlich einfachere Korrekturmethode wurde am Sedimentkern RNDB 74P im zentralen Pazifischen Ozean angewandt. Die Modellergebnisse in Abschnitt 3.3.1 (siehe auch unterer Teil der Abbildung 3.2) zeigen, dass die ^{10}Be -SCF im offenen Ozean keine signifikante Abhängigkeit von der Wassermassenzirkulation und nur eine sehr ge-

ringe Sensitivität gegenüber dem rain rate ratio aufweisen. Ein zeitlich konstanter ^{10}Be -SCF von $0,66 \pm 0,13$ reicht daher aus, um die Verteilung von ^{10}Be im offenen Pazifik zu erklären³. Das ^{230}Th -normierte ^{10}Be -Profil dieses Kerns wurde daher um den Faktor $1,5 \pm 0,3$ (reziproker Wert von $0,66 \pm 0,13$) angehoben.

5.2 Rekonstruktion des Erdmagnetfeldes

Die in Abbildung 5.4 dargestellten ^{10}Be -Profile wurden sowohl um Sedimentumlagerungen als auch um boundary scavenging korrigiert und sollten daher kein Transportsignal mehr enthalten. Trotz ihrer sehr unterschiedlichen geographischen Lage zeigen die vier ^{10}Be -Profile einen ähnlichen zeitlichen Verlauf. Es ist zu erkennen, dass die Ho-

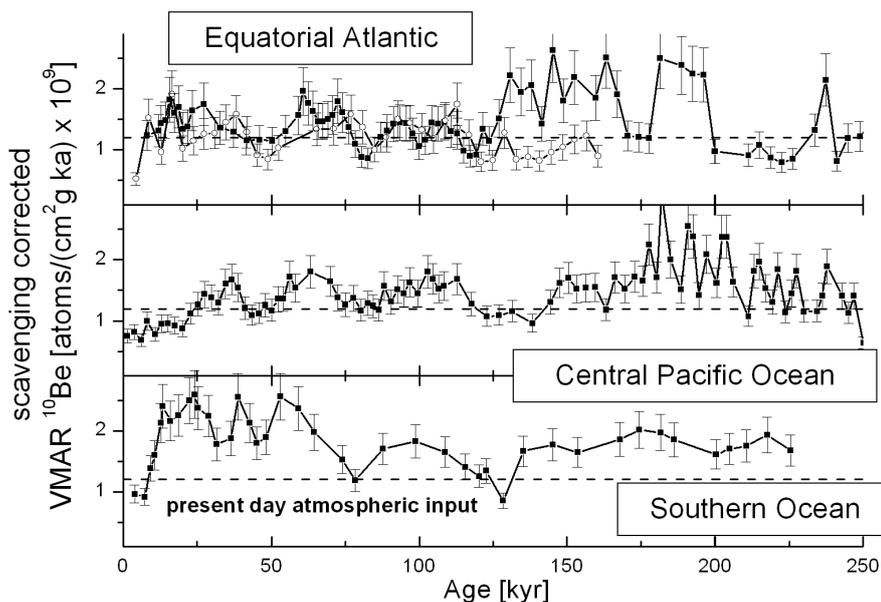


Abbildung 5.4: Boundary scavenging korrigierte ^{10}Be -Profile im Vergleich zur rezenten globalen ^{10}Be -Produktionsrate [Monaghan et al., 1986]. Die Fehler geben die Ungenauigkeit der Modell-Korrektur von etwa 20 % an.

³Dieser Wert liegt erwartungsgemäß etwas über dem in Abbildung 4.11 dargestellten ^{10}Be -SCF von $0,5 \pm 0,15$ für den offenen Südatlantik, da der Anteil der Randgebiete im Pazifischen Ozean geringer ist.

lozänen Depositionsflüsse der Modell-korrigierten ^{10}Be -Profile, im Vergleich zu den ^{230}Th -normierten ^{10}Be rain rates in Abbildung 5.2, besser mit der rezenten atmosphärischen Deposition [Monaghan et al., 1986] übereinstimmen (gestrichelte Linie in Abbildung 5.4). Die zu beobachtende zeitlichen Variation der ^{10}Be -Deposition kann deshalb als globale Produktionsänderung und damit als Variation der Stärke des abschirmenden Erdmagnetfeldes interpretiert werden. Die verschiedenen Funktionen zur Berechnung der relativen Variation der Erdmagnetfeldstärke aus globalen Produktionsschwankungen von ^{10}Be wurden in Abschnitt 2.1.2 bereits vorgestellt. Die Gründe für die Verwendung der Polynomfunktion von Masarik und Beer [1999] im Gegensatz zu der in der Literatur verbreiteten Approximation von Elsaesser et al. [1956] wurde dort ausführlich besprochen, daher soll an dieser Stelle nicht weiter darauf eingegangen werden. Um die relative Variation der Erdmagnetfeldstärke aus den in Abbildung 5.4 gezeigten ^{10}Be -Profilen zu berechnen, wurden die Datensätze zunächst in äquidistante 1000 a Intervalle aufgeteilt. Hierfür wurde zwischen den einzelnen Datenpunkten linear interpoliert. Im nächsten Schritt wurden Mittelwert und Standardabweichung für jeden Zeitpunkt berechnet. Die sich daraus ergebenden drei Kurven (Mittelwert + 1σ , Mittelwert - 1σ und Mittelwert) dienten als Basis zur Berechnung der relativen Erdmagnetfeldstärke. Es sei ausdrücklich darauf hingewiesen, dass im Gegensatz zu anderen Rekonstruktionen [Frank et al., 1997] nicht nochmals auf den Mittelwert des Datensatzes normiert wurde. Auch wurde das Verhältnis der Holozänen Werte zur rezenten Produktion nicht per Definition gleich eingesetzt. Für die hier vorgestellten Berechnungen der relativen Erdmagnetfeldstärke wird das Verhältnis der absoluten Mittelwerte zum rezenten Produktionswert verwendet. Das Polynom fünften Grades wurde numerisch mittels Newton-Iteration gelöst. Der sich daraus ergebende zeitliche Verlauf der relativen Variation der Erdmagnetfeldstärke ist in Abbildung 5.5a als blaue Kurve dargestellt und wird in Abbildung 5.5b, c und d mit anderen Rekonstruktionen verglichen. Die roten Pfeile in Abbildung 5.5a symbolisieren globale Intensitäts-Minima des Erdmagnetfeldes (sogenannte globale geomagnetische Events) nach

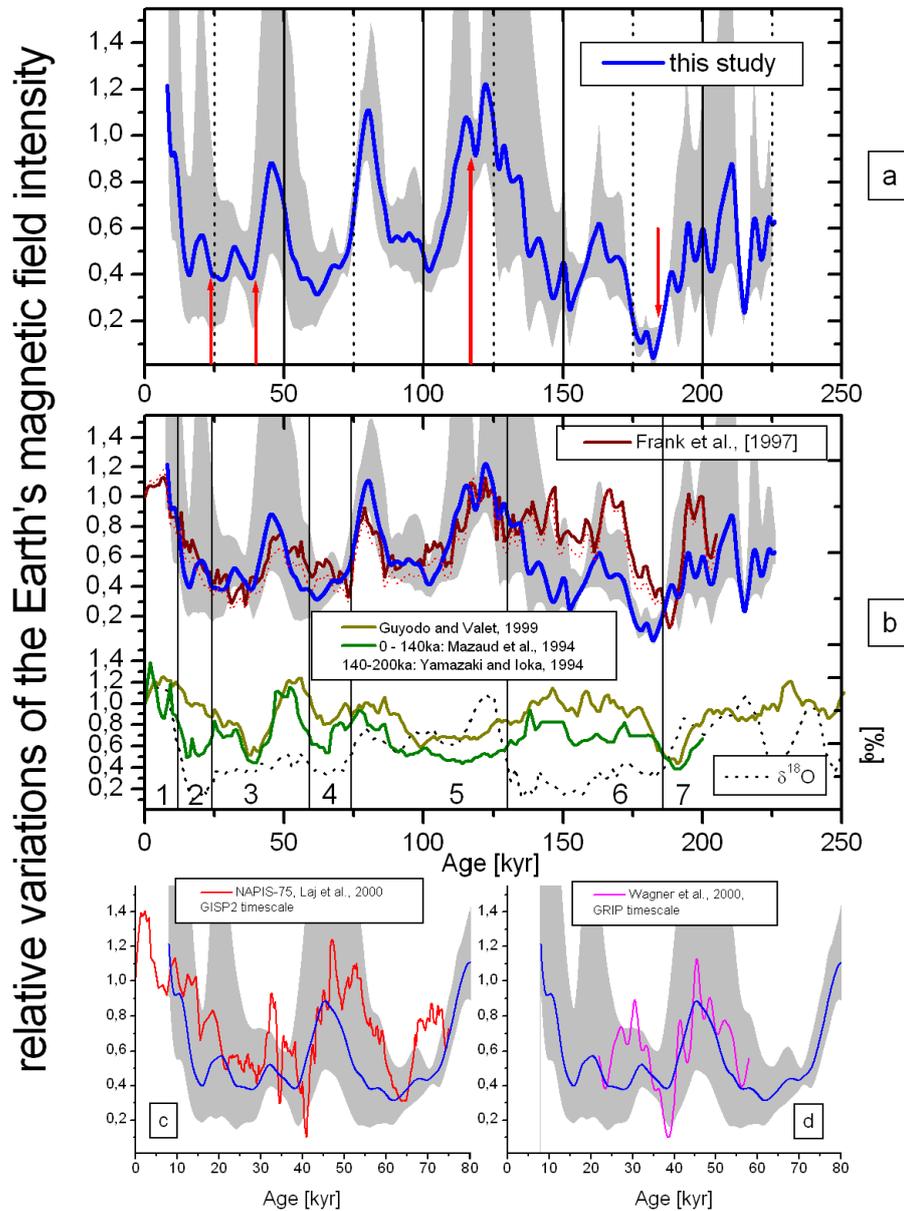


Abbildung 5.5: Aus den Modell-korrigierten ^{10}Be -Profilen berechnete relative Variation des Erdmagnetfeldes (blaue Kurve). Die Kurve wird (in Teil b) verglichen mit Rekonstruktionen der Erdmagnetfeldstärke von Frank et al. [1997]; Guyodo und Valet [1999]; Mazaud et al. [1994]; Yamazaki und Ioka [1994] und mit zeitlich hochaufgelösten Rekonstruktionen von Laj et al. [2000] (Teil c) und Wagner et al. [2000] (Teil d). Der Fehler der hier vorgestellten Rekonstruktion ist durch die graue Fläche gegeben. Die roten Pfeile in a zeigen globale geomagnetische Events an (siehe Text). Während die in teil a und b gezeigten Kurven auf dem Altersmodell der SPECMAP-Kurve (gepunktete Kurve in b) basieren, sind die Kurven in c und d an der GISP2 bzw. GRIP-Zeitskala (der Grönland-Eiskerne) eingehängt. Die Ziffern in Teil b stehen für die Marinen Isotopenstadien 1-7.

Worm [1997]. Die bekanntesten geomagnetischen events stellen dabei das Laschamp-Event bei etwa 40 ka vor heute und das Jamaica-Event bei etwa 185 - 190 ka vor heute dar. Diese beiden Events sind ebenso wie das Mono Lake-Event (24 ka) deutlich in der hier vorgestellten Rekonstruktion des Erdmagnetfeldes identifizierbar. Lediglich das Blake-Event (etwa 110 ka) ist nicht sehr deutlich ausgeprägt, was wahrscheinlich auf die zeitliche Auflösung der Rekonstruktion zurückzuführen ist.

Zum Vergleich der in dieser Arbeit vorgestellten Erdmagnetfeldrekonstruktion mit anderen Kurven bietet sich zunächst die in Abbildung 5.5b oben dargestellte Magnetfeldrekonstruktion von Frank et al. [1997] an (braune bzw. rote gestrichelte Kurve). Diese Kurve beruht auf dem sogenannten globalen ^{10}Be -Stack. Der ^{10}Be -Stack umfasst neunzehn ^{230}Th -normierte ^{10}Be -Profile aus dem Pazifischen und Atlantischen Ozean, die auf ihren jeweiligen Mittelwert normiert wurden. Da diese ^{10}Be -Profile nicht boundary scavenging korrigiert sind, besteht die Möglichkeit, dass diese Rekonstruktion durch den Transport von gelöstem ^{10}Be im Ozean beeinflusst ist. Aufgrund der relativ großen Anzahl der verwendeten Sedimentkerne vermuteten die Autoren jedoch, dass dieses Transportsignal bei der Mittelung herausfällt. Aufgrund der guten Übereinstimmung mit der hier vorgestellten Rekonstruktion lässt sich diese Vermutung im Nachhinein zwar bestätigen. Es sei jedoch angemerkt, dass die hier vorgestellte Methode zur Rekonstruktion der Erdmagnetfeldstärke auf einer völlig verschiedenen Grundlage beruht, da hier von vornherein versucht wird, alle Transportprozesse zu quantifizieren. Die einzige signifikante Abweichung zwischen den beiden Kurven zeigt sich im MIS 6. Die Tatsache, dass sich diese Abweichung nahezu konstant über ein komplettes Glazial erstreckt, kann auf einen systematischen Fehler bei den Modellannahmen hindeuten. Diese Abweichung wird im nächsten Abschnitt diskutiert. Weiterhin sind in Abbildung 5.5b der Synthetic Intensity Record (SINT 800) von Guyodo und Valet [1999] und ein zusammengesetzter Record aus Daten von Mazaud et al. [1994] und Yamazaki und Ioka [1994] dargestellt. Während die Rekonstruktionen von Guyodo und Valet [1999] sowie von Yamazaki und Ioka [1994] auf direkten magnetischen Messungen an Tiefsee-

sedimenten stammen, basieren die Daten von Mazaud et al. [1994] auf ^{10}Be -Daten des Vostok Eiskerns. Beim Vergleich mit diesen beiden Rekonstruktionen ist ebenfalls eine akzeptable Übereinstimmung mit der in Abbildung 5.5a gezeigten Kurve zu erkennen. Signifikante Abweichungen sind im Bereich zwischen etwa 110 ka und 150 ka festzustellen. Diese Abweichungen können jedoch kaum auf systematische Fehler bei der Modellkorrektur zurückgeführt werden. Eine inkorrekte Modellkorrektur während des glazialen MIS 6 würde zwar die Abweichung zwischen etwa 130 ka und 150 ka erklären, dies würde dann aber im Widerspruch zur akzeptablen Übereinstimmung der beiden Kurven zu Beginn des MIS 6 (zwischen 190 ka und 150 ka) stehen. Eine Diskrepanz zum SINT-Record wurde auch von Frank et al. [1997] im Altersbereich von 115 ka bis 125 ka berichtet, konnte von den Autoren jedoch ebenfalls nicht erklärt werden. In diesem Zeitintervall stimmen jedoch die beiden ^{10}Be -basierten Rekonstruktionen sehr gut miteinander überein, was wiederum auf mögliche systematische Fehler in der SINT-Rekonstruktion hindeuten könnte. Die Ursache der Diskrepanzen der ^{10}Be -basierten Rekonstruktionen mit dem SINT-Record in diesem Zeitintervall können auch hier nicht aufgeklärt werden.

Abbildung 5.5c und d zeigen zwei zeitlich hochaufgelöste Rekonstruktionen des Erdmagnetfeldes, zum einen basierend auf magnetischen Messungen an nordatlantischen Sedimentkernen mit besonders hoher Akkumulationsrate (North Atlantic Paleointensity Stack, NAPIS 75, [Laj et al., 2000]), zum anderen aus ^{36}Cl und ^{10}Be -Messungen am GRIP-Eiskern in Grönland [Wagner et al., 2000]. Beim Vergleich mit diesen zeitlich hochaufgelösten Rekonstruktionen ist zu beachten, dass jede Kurve auf ihrer eigenen Chronologie basiert. Zudem könnte man vermuten, dass die geographische Lage dieser beiden Archive (in hohen nördlichen Breiten) verglichen mit der Lage der Sedimentkerne der hier vorgestellten Rekonstruktion (äquatorialer Bereich und Südhemisphäre) einen Einfluss auf die Rekonstruktion haben könnte. Die beobachtete Übereinstimmung der Rekonstruktionen in Abbildung 5.5c und d ist daher erstaunlich gut und legt nahe, dass der hier präsentierte Verlauf der Erdmagnetfeldintensität (zumindest in diesem

Zeitbereich) globale Variationen widerspiegelt.

5.3 Inverser Ansatz, Folgen für die glaziale Ozeanzirkulation

Um die Modellannahmen zu überprüfen und eventuelle systematische Fehler des Korrekturverfahrens festzustellen, werden die Modell-korrigierten ^{10}Be -Profile aus Abbildung 5.4 mit globalen ^{10}Be -Produktionsschwankungen verglichen. Bei diesem inversen Ansatz wird davon ausgegangen, dass die berechnete ^{10}Be -Produktion exakt ist und jede Abweichung der korrigierten ^{10}Be -Profile vom zeitlichen Verlauf der berechneten Kurve auf unzureichende Modell-Korrekturen zurückzuführen ist. Als berechnete ^{10}Be -Profile wurden zum einen die Daten von Mazaud et al. [1994] verwendet, zum anderen wurden aus den von Guyodo und Valet [1999] sowie Yamazaki und Ioka [1994] präsentierten relativen Magnetfeldschwankungen (siehe Abbildung 5.5b) globale ^{10}Be -Produktionsraten abgeschätzt. Der berech-

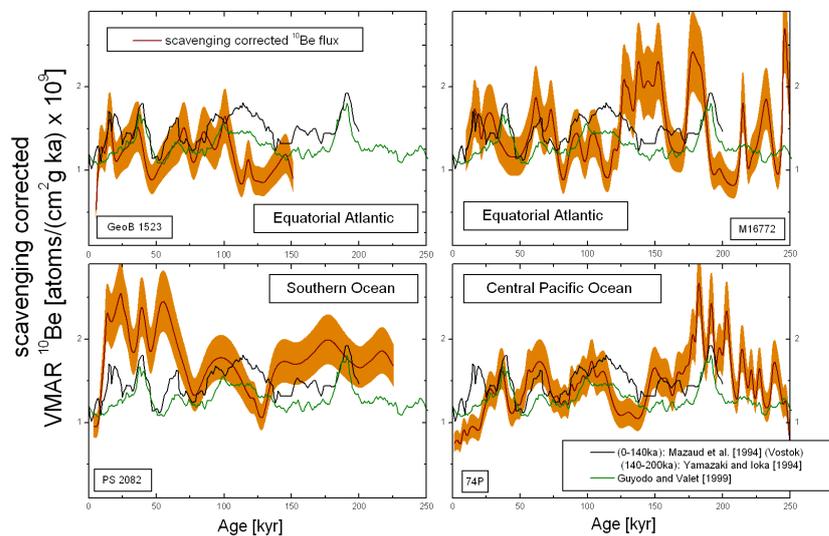


Abbildung 5.6: Inverser Ansatz: Die Modell-korrigierten ^{10}Be -Profile im Vergleich mit berechneten globalen ^{10}Be -Produktionsschwankungen. Systematische Abweichungen werden in den Glazialen (MIS 2-4 und MIS 6) beobachtet

nete Verlauf der ^{10}Be -Produktion ist in Abbildung 5.6 den Modell-korrigierten ^{10}Be -Profilen gegenübergestellt. Das Fehlerband entspricht dabei den Fehlern aus Abbildung 5.4. Zunächst ist in Abbildung 5.6 eine innerhalb der Fehler⁴ akzeptable Übereinstimmung der berechneten mit den gemessenen und Modell-korrigierten ^{10}Be -Profilen festzustellen. Dies zeigt, dass die in dieser Arbeit vorgestellte Methode der boundary scavenging Korrektur in der Lage ist, die ^{10}Be -Profile von Transportsignalen zu bereinigen. In Abbildung 5.6 sind jedoch auch deutliche Abweichungen festzustellen. Die deutlichste Diskrepanz zu den berechneten ^{10}Be -Produktionswerten ist während der Glaziale MIS 2-4 an Kern PS 2082 aus dem Südatlantik festzustellen. Während dieses Zeitintervalls (von etwa 24 bis 59 ka) liegt die ^{10}Be -Deposition dieses Kerns bis zu zweifach über der berechneten Produktion. Auch während des Kaltstadiums MIS 6 (von etwa 127 bis 186 ka) zeigen die Kerne M 16772 und PS 2082 (wenn auch weniger ausgeprägt) eine Überschreitung der berechneten ^{10}Be -Produktion. Obwohl diese beiden Kerne in Hochproduktivitätsgebieten liegen, wo bereits die höchsten Korrekturfaktoren angewendet wurden, scheinen die berechneten ^{10}Be -SCF während der Glaziale vom Modell unterschätzt zu werden. Diese Abweichungen deuten daher auf inadequate Modellannahmen während der Kaltstadien hin, die während dieser Zeit zu geringe Korrekturfaktoren bewirken. Bei der Beschreibung des glazialen Szenarios in Abschnitt 3.3.4 wurde festgestellt, dass größere ^{10}Be -SCF einerseits durch höhere rain rates in den Hochproduktivitätsgebieten, andererseits durch einen verminderten Wassermassenaustausch zwischen den Boxen (langsamere Ozeanzirkulation) verursacht werden können. Wahrscheinlich waren während der Glaziale beide Bedingungen für erhöhte ^{10}Be -SCF gleichzeitig erfüllt [Charles und Fairbanks, 1992; Flower et al., 2000]. Da zur Modellierung der Korrekturfaktoren jedoch die aus den Messdaten berechneten rain rates verwendet wurden, erscheint es als wahrscheinlich, dass die Ozeanzirkulation während der Glaziale langsamer war

⁴Der mittlere Fehler der aus dem SINT-Record berechneten ^{10}Be -Produktion liegt bei etwa 20%. Der Fehlerbereich ist jedoch aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht in Abbildung 5.6 eingezeichnet.

als vom Modell angenommen. Es ist jedoch nicht möglich, die zu geringen glazialen ^{10}Be -SCF auf der Basis des Südatlantischen Parametersatzes alleine mit einer längeren Ozean-Ventilationszeit zu erklären (siehe Abbildung 3.4). Es wäre ein ^{10}Be -SCF von etwa 3 (anstelle von 1,9 - siehe Abbildung 5.3) nötig, um die am Kern PS 2082 während der Kaltstadien MIS 2-4 beobachtete Abweichung quantitativ zu erklären. Auf der Basis des Südatlantischen Parametersatzes wäre ein ^{10}Be -SCF von 3 mit einer Wassermassen-Austauschzeit von etwa 2000 a und einem unrealistisch hohen rain rate ratio von etwa 30 realisierbar. Da nicht davon auszugehen ist, dass die rain rate ratios während der Glaziale derart erhöht waren, scheint die Erklärung der Diskrepanz zwischen berechneter ^{10}Be -Produktion und Modell-korrigiertem ^{10}Be -Profil des Kerns PS 2082 auf der Grundlage des Südatlantischen Parametersatzes nicht möglich. Mit den Pazifischen Parametern (siehe Abschnitt 3.3.1 und Abbildung 3.2) kann ein ^{10}Be -SCF von 3 mit einer Wassermassen-Verweilzeit von 1000 a und einem rain rate ratio von etwa 7-8 erreicht werden, was etwa dem 1,7-fachen des am Kern PS 2082 bestimmten rain rate ratios entspricht (siehe Abbildung 5.3). Mit dem Pazifischen Parametersatz kann die oben beschriebene Diskrepanz daher annähernd erklärt werden. Um die erhöhten glazialen ^{10}Be -Depositionsflüsse quantitativ zu beschreiben (unter Beibehaltung der in Abbildung 5.3 dargestellten rain rates), muss ein zusätzlicher, vom Modell nicht berücksichtigter Prozess existieren, durch den ^{10}Be in den Südatlantik transportiert wird. Eine Möglichkeit stellt das glaziale Vordringen von Pazifischem Tiefenwasser in den Südatlantik dar [Frank et al., 2002]. Da diese Wassermassen eine bis zu 30% höhere ^{10}Be -Konzentration aufweisen [Kusakabe et al., 1982; Measures et al., 1996], wäre die ^{10}Be -Deposition dementsprechend zusätzlich um den Faktor 1,3 erhöht. Der fehlende Faktor von 1,7 wird damit zwar nicht komplett erklärt, die verbleibende Abweichung läge dann aber etwa im Bereich der Fehler der in Abbildung 5.6 dargestellten Kurven. Das glaziale Vordringen der Pazifischen Wassermassen nach Norden erscheint zudem plausibel, da es sich am stärksten im südlichen Südatlantik bemerkbar machen würde, wo am Kern PS 2082 tatsächlich die höchsten

^{10}Be -Depositionsraten festgestellt werden.

5.4 Zusammenfassung

Mit Hilfe des in dieser Arbeit vorgestellten Zweiboxmodells ist es möglich, den Prozess des boundary scavenging von ^{10}Be im Ozean zu beschreiben und die gemessenen (^{230}Th -normierten) ^{10}Be -Profile zu korrigieren. Durch diese Korrektur werden die meist klimainduzierten Transportsignale aus den ursprünglichen ^{10}Be -Profilen herausgefiltert. Die größten Korrekturen mussten an den Sedimentkernen der Südatlantischen Hochproduktivitätsgebiete vorgenommen werden. Das ^{10}Be -Profil aus dem offenen Pazifik wurde dagegen nur um einen konstanten Faktor angehoben. Die Ergebnisse der Modellierung zeigen, dass die ^{10}Be -Profile des offenen Ozeans generell weniger von Transportprozessen beeinflusst sind als solche in Hochproduktivitätsgebieten. Die ^{10}Be -Profile von Sedimentkernen des offenen Ozean eignen sich daher prinzipiell besser zur Rekonstruktion der globalen ^{10}Be -Produktionsschwankungen.

Die aus den Modell-korrigierten ^{10}Be -Profilen berechnete relative Variation des Erdmagnetfeldes ist in guter Übereinstimmung mit anderen Rekonstruktionen basierend auf direkten magnetischen Messungen an Sedimentkernen oder auf Radionuklidmessungen in Eisbohrkernen. Dieses Ergebnis deutet darauf hin, dass die Modell-korrigierten ^{10}Be -Profile globale Änderungen der ^{10}Be -Produktion widerspiegeln und klimainduzierte Transportprozesse eliminiert werden konnten.

Die Modell-korrigierten ^{10}Be -Profile wurden darüberhinaus in einem inversen Ansatz berechneten Produktionsschwankungen gegenübergestellt. Die größten Abweichungen zu den berechneten Werten ergaben sich während der Glaziale (hauptsächlich MIS 2-4) im südlichen Südatlantik. Diese Abweichungen deuten auf einen systematischen Fehler bei der Annahme der glazialen Modellparameter hin. Eine Erklärung dieser erhöhten glazialen ^{10}Be -Deposition ist durch eine Kombination der folgenden Prozesse möglich: Eine wesentlich verlangsamte glaziale Ozeanzirkulation (Pazifischer Parametersatz) zusam-

men mit dem Vorstoß von ^{10}Be -reichen Pazifischen Tiefenwassern in den Südatlantik und einer erhöhten Bioproduktivität in den rezenten Hochproduktivitätsgebieten des Südatlantiks.

Im nächsten Kapitel soll der Frage nachgegangen werden, ob die Variation des GCR-Flusses auf der Erde einen Einfluss auf das Klima besitzt. Es bietet sich daher an, die soeben vorgestellte ^{10}Be -basierte Rekonstruktion des Erdmagnetfeldes als Tracer für den GCR-Fluss in der Vergangenheit zu benutzen und mit Klimaaufzeichnungen der letzten 200 ka zu vergleichen.

Kapitel 6

Sonne, GCR und Klima?

Die magnetische Variabilität der Sonne (z.B. der 11-Jahre Sonnenfleckenzyklus) bringt eine Schwankung des solaren Outputs in einem großen elektromagnetischen (EM) Spektralbereich mit sich. Einerseits wird durch die magnetische Aktivität direkt der Fluss der GCR auf der Erde beeinflusst, andererseits führt die Variation des EM-Outputs zu unterschiedlich starken Schwankungen im sichtbaren und UV-Bereich des Spektrums und damit zu einer Änderung der Solarkonstanten auf der Erde. In diesem abschließenden Kapitel werden mögliche Hypothesen verschiedener Zusammenhänge zwischen solarer Variabilität und Klima vorgestellt. Da sich diese Arbeit mit der Rekonstruktion des Erdmagnetfeldes und der damit verbundenen Änderung des GCR-Flusses auf der Erde befasst, liegt der Schwerpunkt der Diskussion in der sogenannten GCR-Hypothese, also dem möglichen indirekten Einfluss von Sonnen- und Erdmagnetfeld auf das Klima.

6.1 Zusammenhang zwischen solarer Variabilität und Klima

Die globale Oberflächentemperatur der Erde ist seit dem späten neunzehnten Jahrhundert um $0,6 \pm 0,2^\circ\text{C}$ angestiegen [Watson und Team, 2001]. Gleichzeitig hat sich die CO_2 -Konzentration in der Atmosphäre von 280 auf etwa 360 ppmv erhöht. Dies hat zu der Vermutung geführt, dass der Temperaturanstieg der letzten 150 Jahre allein auf das An-

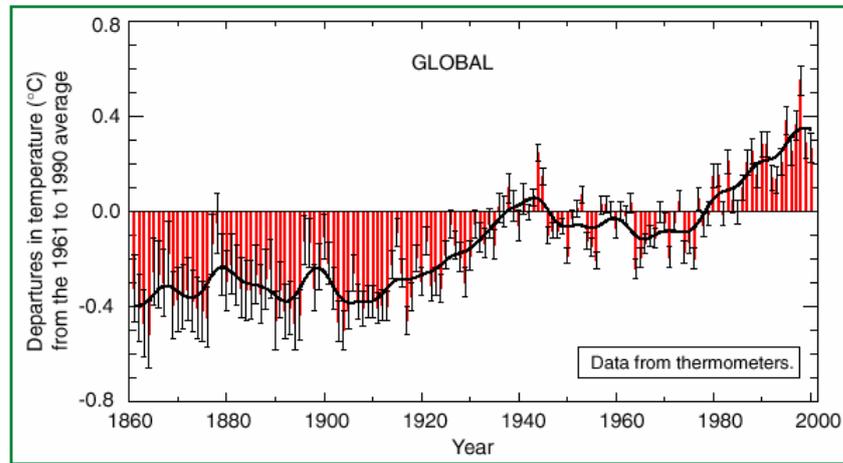


Abbildung 6.1: Anstieg der globalen Oberflächentemperatur der Erde seit 1860 [Watson und Team, 2001].

wachsen der Konzentration der anthropogenen Treibhausgase (im wesentlichen CO_2) in der Atmosphäre zurückzuführen sei [Watson und Team, 2001]. Im Gegensatz dazu zeigen verschiedene Studien, dass etwa ein Drittel bis zur Hälfte der beobachteten globalen Erwärmung durch die natürliche Variabilität der Sonne erklärt werden kann [Lockwood und Stamper, 1999; Cliver et al., 1998; Crowley und Kim, 1996; Lean und Rind, 1998; Reid, 1997]. So zeigen beispielsweise die Ergebnisse von Thejll und Lassen [2000], dass die Länge der Sonnenfleckenzyklen¹ mit dem zwischen 1850 und 1975 beobachteten globalen Temperaturanstieg gut übereinstimmt. Signifikante Abweichungen von diesem Trend sind nach 1975 zu erkennen. Diese Abweichungen werden auf den anthropogen verursachten Temperaturanstieg zurückgeführt.

Die hier angeführten Ergebnisse deuten zum einen darauf hin, dass die solare Variabilität in der Lage ist, die globalen Temperaturschwankungen etwa bis zur Mitte des letzten Jahrhunderts zu erklären (siehe auch Abschnitt 6.1.1). Zum anderen nimmt der durch

¹Die Länge der Sonnenfleckenzyklen kann über die von Solanki et al. [2000] vorgeschlagene Beziehung: $\langle \Phi_0 \rangle = a \cdot \Omega \cdot \tau_0$ mit der magnetischen Aktivität der Sonne verknüpft werden. Dabei stellt $\langle \Phi_0 \rangle$ den über eine Sonnenfleckenperiode gemittelten magnetischen Fluss dar, Ω bezeichnet die Frequenz des Sonnenfleckenzyklus, τ_0 und a stellen hier nicht weiter erklärte Zeit- bzw. Proportionalitätskonstanten dar.

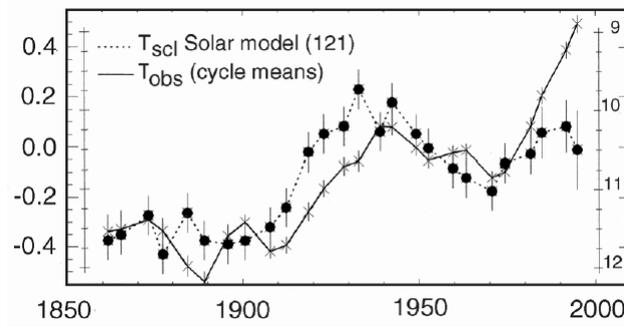


Abbildung 6.2: Vergleich der Länge der Sonnenfleckenzyklen in Jahren (Punkte, rechte Skala) mit dem globalen Temperaturanstieg (Kreuze, linke Skala).

die anthropogenen Treibhausgase verursachte Temperaturanstieg ab etwa 1970 stark zu. Dies scheint zumindest teilweise im Gegensatz zu den Abschätzungen des IPCC zu stehen, nach denen die Änderung des solaren Outputs zwischen 1750 und 2000 nur etwa $0,3 \text{ W/m}^2$ ausmacht, wohingegen der Anstieg des anthropogenen CO_2 im selben Zeitraum $1,5 \text{ W/m}^2$ zum globalen Strahlungsantrieb beiträgt. Es sei jedoch darauf hingewiesen, dass das Klimasystem aufgrund von Rückkopplungseffekten je nach beteiligtem Prozess unterschiedlich auf Änderungen im globalen Strahlungsantrieb reagieren kann [Rind und Overpeck, 1993]. Aus der Summe aller (der durch das Intergovernmental Panel on Climate Change, IPCC zusammengestellten) Beiträge der einzelnen Prozesse zum globalen Strahlungsantrieb von etwa $2,5 \text{ W/m}^2$ und dem Anstieg der globalen Temperatur seit 1750 von etwa $1,5^\circ\text{C}$ [Watson und Team, 2001] lässt sich eine mittlere Sensitivität des Klimasystems von etwa $0,6^\circ\text{C/W m}^{-2}$ abschätzen.

Im folgenden wird eine kurze Übersicht über die z.Zt. diskutierten physikalischen Prozesse (und Verstärker-Effekte) zwischen solarer Variabilität und Klima gegeben. Der Schwerpunkt liegt dabei auf der Beschreibung der GCR-Hypothese. Durch den Vergleich der in dieser Arbeit vorgestellten Erdmagnetfeldrekonstruktion (als Proxy für die langfristigen globalen Variationen des GCR-Flusses) mit Klimaaufzeichnungen kann die GCR-Hypothese zumindest qualitativ getestet

werden (siehe Abschnitt 6.2).

6.1.1 Schwankung der Solarkonstanten

Eine indirekte Bestimmung der Solarkonstanten² während der letzten 150 a ist aus dem aa-Index möglich (siehe Abschnitt 2.3.1). Die zur Beschreibung des Zusammenhangs zwischen Sonnenwindparametern und Magnetosphäre der Erde notwendige sogenannte *energy coupling function* liefert dabei sehr gute Ergebnisse (siehe Abbildung 6.3) [Stamper et al., 1999; Lockwood et al., 1999; Lockwood und Stamper, 1999]. In Abbildung 6.3 ist deutlich zu erkennen, dass sich der magnetische

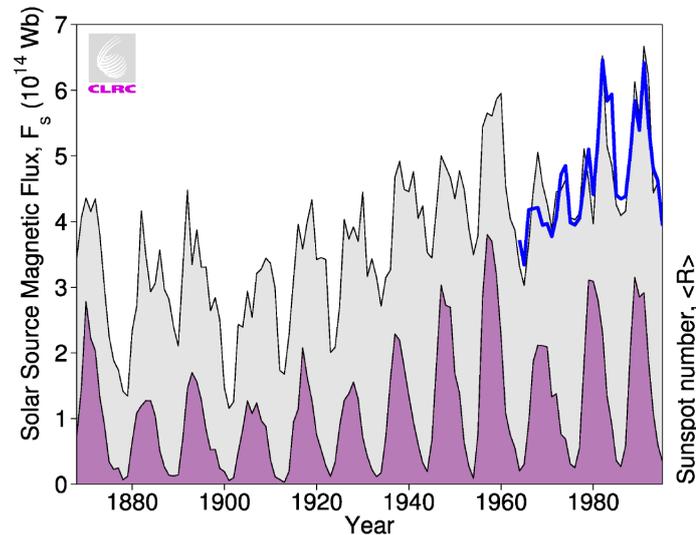


Abbildung 6.3: Magnetische Aktivität der Sonne während der letzten 150 a [Lockwood et al., 1999] berechnet aus dem aa-Index (in grau); Zahl der Sonnenflecken (violett); direkte Messung des Magnetischen Flusses von der Sonne (blau).

Fluss von der Sonne während der letzten einhundert Jahre etwa verdoppelt hat. Wie bereits beschrieben, ist die gesteigerte magnetische Aktivität der Sonne mit einem Anstieg der Solarkonstanten verbunden. Lockwood et al. [1999] geben aufgrund ihrer Berechnungen eine Steigerung der totalen solaren Einstrahlung von $1,65 \pm 0,23 \text{ W/m}^2$ zwischen 1901 und 1995 an, was einer relativen Variation der Solarkonstanten von nur etwa 1,2‰ entspricht. Der berechnete Beitrag der gesteigerten

²reziproker Wert: 1368 W/m^2

totalen solaren Einstrahlung zum globalen Strahlungsantrieb³ beträgt damit $0,29 \pm 0,04 \text{ W/m}^2$. Dieser Wert stimmt gut mit der oben erwähnten

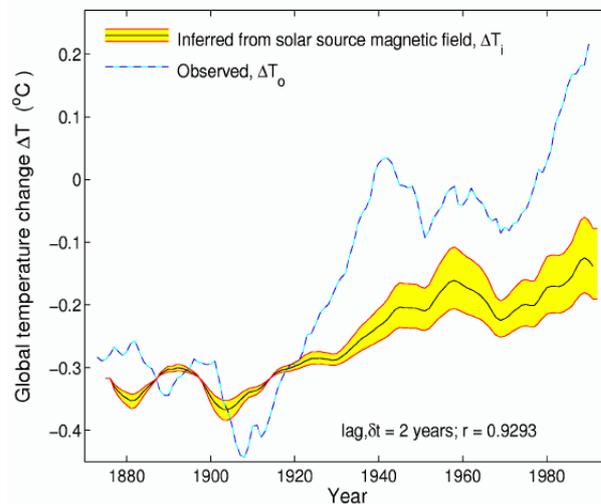


Abbildung 6.4: Auf der magnetischen Aktivität der Sonne berechnete globale Temperaturänderung [Lockwood und Stamper, 1999].

Abschätzung des IPCC für das Zeitintervall von 1750 bis 2000 überein. Zur Berechnung der globalen Temperaturänderung wurde von Lockwood et al. [1999] eine einfache lineare Beziehung zwischen der totalen solaren Einstrahlung und der Temperatur benutzt⁴. Das Ergebnis dieser Rechnung ist in Abbildung 6.4 dargestellt. Die berechnete Erwärmung von etwa $0,25^\circ\text{C}$ erklärt demnach im Mittel etwa ein Drittel der im selben Zeitraum beobachteten globalen Erwärmung. Der anthropogene Einfluss scheint jedoch im Verlauf des letzten Jahrhunderts deutlich zuzunehmen. Während der Verlauf der globalen Temperatur zwischen 1870 und 1910 in etwa durch die berechnete Variation beschrieben wird, kann die Änderung der Solarkonstanten im Zeitbereich zwischen 1910 und 1960 nur etwa 52% und nach 1970 lediglich 31% des globalen Temperaturanstiegs erklären.

³berechnet mit $\Delta Q = \Delta I \cdot (1-a)/4$; wobei a die Albedo der Erde bezeichnet und ΔI die Variation der totalen solaren Einstrahlung angibt; der Faktor $1/4$ ist notwendig, um die totale solare Einstrahlung auf die Oberfläche der Erde zu berechnen

⁴Diese Beziehung wurde auf der Basis der Daten des Sonnenfleckenzyklus Nr. 11 (1867 - 1878) aufgestellt [Lean et al., 1995; Rind und Overpeck, 1993].

Die oben angegebene globale Temperaturerhöhung von etwa $0,25^\circ\text{C}$ bei einem Strahlungsantrieb von etwa $0,29\text{ W/m}^2$ lässt auf eine Klimasensitivität von etwa $0,85^\circ\text{C/W m}^{-2}$ schließen, was über der oben abgeschätzten mittleren Sensitivität von etwa $0,6^\circ\text{C/W m}^{-2}$ liegt. Falls diese hohe Sensitivität des Klimasystems gegenüber der Änderung der Solarkonstanten vorliegt, deutet das auf das Vorhandensein von großen Verstärkern im Klimasystem hin. Zwei mögliche Verstärker-Faktoren werden in den folgenden Abschnitten vorgestellt. Dabei basiert die eine Hypothese auf der Variation der solaren UV-Strahlung und ihrer Kopplung an die stratosphärische und troposphärische Zirkulation, die andere Hypothese geht von einem Zusammenhang zwischen dem Fluss der solar modulierten GCR und der Bildung von Wolken aus. Falls die zweite Hypothese zutrifft, müsste das Erdmagnetfeld (über die Variation der GCR) zumindest auf längeren Zeitskalen (einige tausend Jahre) ebenfalls einen Einfluss auf das Erdklima haben. Diese Möglichkeit wird in Abschnitt 6.2 anhand der in dieser Arbeit vorgestellten ^{10}Be -basierten Rekonstruktion des Erdmagnetfeldes genauer untersucht.

6.1.2 Die UV-Hypothese

Wie oben bereits beschrieben, ist es unklar durch welchen physikalischen Mechanismus die relativ geringe Schwankung der totalen solaren Einstrahlung von etwa 1 ‰ einen signifikanten Einfluss auf das Erdklima haben kann. Die Variation der totalen Einstrahlung erfolgt jedoch nicht gleichmäßig auf allen Wellenlängen. Messungen zeigen, dass die Variation der UV-Strahlung während eines Sonnenfleckenzykluses zwischen 10 und 20 % betragen [Lean et al., 1997]. Die Absorption von UV-Strahlung liefert den primären Energie-Input in die Stratosphäre der Erde. Der erhöhte Fluss von solarer UV-C-Strahlung (hochenergetische UV-Strahlung) führt zu einer gesteigerten Ozonproduktion in der Stratosphäre, was wiederum zur stärkeren Absorption von solarer UV-B-Strahlung führt [Rozema et al., 2002]. Die dadurch bewirkte Erwärmung der Stratosphäre wird durch Messungen bestätigt [Labitzke und Loon, 1989]. Durch die Erwärmung der Stratosphäre werden

auch die stratosphärischen Winde beeinflusst, was zur Modulation der stratosphärischen planetaren Wellen und zu einem Energie- bzw. Impulsübertrag auf die planetaren Wellen der Troposphäre führt (zusammengefasst in Rind [2002]). In GCM-Studien konnte gezeigt werden, dass sich stratosphärische Zirkulationsänderungen auf die Troposphäre auswirken und das Wettergeschehen dort beeinflussen können [Shindell et al., 1999]. Messungen bestätigen ebenfalls einen Zusammenhang zwischen verstärktem stratosphärischen Polar Night Jet (PNJ)⁵ und positiven Northern Annular Mode (NAM)⁶ [Wallace und Thompson, 2002].

Obwohl es zur Zeit sehr aussichtsreich erscheint, den Einfluss der Sonne auf das Klima mit Hilfe der UV-Hypothese zu erklären, kommt es auf verschiedenen Zeitskalen zu Inkonsistenzen beim Vergleich der Vorhersagen der Hypothese mit den Messungen. Zum einen müssten die Effekte der UV-Hypothese in der Nordhemisphäre während des Winters stärker ausgeprägt sein als im Sommer; die beobachteten sommerlichen Temperatur- und Druckunterschiede (Differenz zwischen solarem Maximum und Minimum) können jedoch nicht durch GCMs nachgebildet werden. Zum anderen kann (auf einer längeren Zeitskala) der Vorstoß der Gletscher während der Kleinen Eiszeit (etwa 1500 - 1750) in Westeuropa nicht durch diesen Mechanismus erklärt werden (siehe Rind [2002] und Referenzen dort).

Zur weiteren Untersuchung der UV-Hypothese erscheint die Etablierung neuer (biologischer) Proxies interessant, die Auskunft über die Variation der UV-B Strahlung auf der Erde auf einer Zeitskala von einigen tausend Jahren geben könnten [Rozema et al., 2002]. Des weiteren ist es notwendig, die Zirkulation und Ozon-Chemie der Stratosphäre mit ausreichender räumlicher Auflösung in GCMs zu implementieren, um die vermutete Kopplung zwischen UV-Einstrahlung und Klima ge-

⁵Der PNJ ist ein Ring besonders starken, nächtlichen Westwindes, der nördlich von 65°N in den kalten polaren Nachtgebieten entsteht

⁶Der NAM-Index bezeichnet anschaulich gesprochen den Druckunterschied zwischen dem Azorenhoch und dem Tief über Island. Ein positiver NAM steht dabei für eine besonders hohe Druckdifferenz, was in Nordwesteuropa im Mittel zu deutlich ausgeprägteren Westwinden, mehr Niederschlägen und höheren Temperaturen führt

nauer untersuchen zu können [Shindell et al., 1999].

6.1.3 Die GCR-Hypothese

Die Aufzeichnungen der magnetischen Aktivität der Sonne (z.B. Sonnenflecken, aa-Index) dienen als Grundlage zur Rekonstruktion des totalen solaren Outputs (siehe obige Abschnitte). Die magnetische Aktivität der Sonne wird damit indirekt mit dem globalen Klimageschehen verknüpft. Eine direkte Auswirkung der magnetischen Variabilität der Sonne ist die Modulation des GCR-Flusses am Ort der Erde (siehe Abbildung 2.1, Seite 11). Die Auswirkung der Schwankung des GCR-Flusses auf das Klimageschehen der Erde ist jedoch weitgehend unbekannt. Basierend auf den Modellergebnissen von Masarik und Beer [1999] (Kapitel 2, auf Seite 12) variiert der Protonenfluss der GCR am Ort der Erde zwischen solarem Minimum und Maximum für hochenergetische Protonen (1 GeV) um etwa das Doppelte und um mehr als das Zehnfache für Protonen mit einer kinetischen Energie von etwa 100 MeV. Für Energien oberhalb von 10 GeV wird der Protonenfluss praktisch nicht mehr durch die Sonne moduliert. Um die Atmosphäre der Erde zu erreichen, müssen die GCRs zusätzlich zum Sonnenmagnetfeld die Magnetosphäre der Erde überwinden. Wie in Abbildung 2.2 gezeigt, ist dies für 1 GeV-Protonen nur in hohen geomagnetischen Breiten (oberhalb etwa 60°) möglich. Ein Einfluss der GCR auf die Atmosphäre der Erde ist daher in hohen Breiten zu erwarten.

Zwei in der Literatur vorgeschlagene Kopplungsmechanismen sind die direkte Beeinflussung der Wolkenbildung durch die ionisierenden GCR [Svensmark, 1998; Tinsley, 2000] und der verstärkte stratosphärische Ozonabbau durch die Bildung von NO_x , HO_x und Aerosolen in der oberen Atmosphäre [Quack et al., 2001; Vanhellemont et al., 2002]. Auf diese beiden Prozesse wird im folgenden genauer eingegangen.

Ein Zusammenhang zwischen globaler Bewölkung und GCR-Fluss (und weniger ausgeprägt mit dem direkten solaren Output) wurde von Svensmark [1998] zumindest im Zeitraum zwischen 1985 und 1995 ge-

funden (siehe Abbildung 6.5). Neuere Studien von Marsh und Svens-

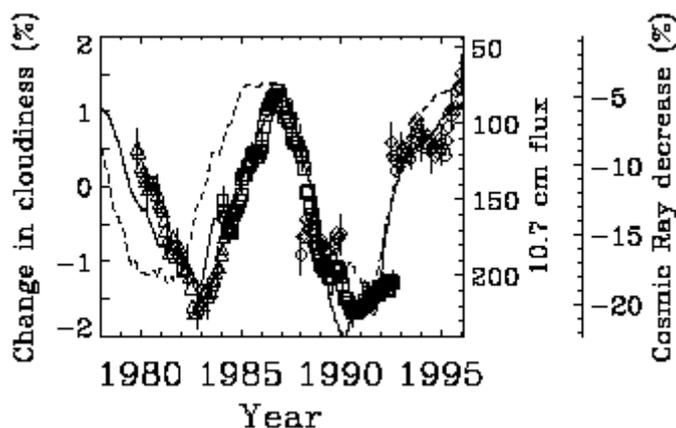


Abbildung 6.5: Änderung der Bewölkung (Südhemisphäre, über dem Ozean; Datenpunkte) im Vergleich zur Variation des GCR-Flusses (durchgezogene Linie) und des solaren Outputs (10,7 cm-Wellenlänge; gestrichelte Linie) [Svensmark, 1998].

mark [2000] zeigen jedoch im selben Zeitraum nur noch eine Korrelation der niederen Bewölkung mit der Variation des GCR-Flusses. Es bleibt unverstanden, warum nur die niedere Bewölkung von der ionisierenden Strahlung beeinflusst ist und warum diese Effekte auch in niederen geomagnetischen Breiten bemerkbar sind, da dort die Abschirmung der GCR durch das Erdmagnetfeld sehr groß ist.

Falls die Wolkenbildung von den GCR beeinflusst wird, hätte dies sicherlich eine starke Auswirkung auf das Erdklima. Der Einfluss von Wolken auf den globalen Strahlungsantrieb ist zwar abhängig von der Höhe und optischen Dichte der Bewölkung, es wird aber davon ausgegangen, dass die Schwankung der globalen Bewölkung im globalen Strahlungsantrieb insgesamt eine abkühlende Wirkung von etwa 27 W/m^2 besitzt [Marsh und Svensmark, 2000]. Ein Anstieg des GCR-Flusses auf der Erde sollte demnach zu einer globalen Abkühlung führen und umgekehrt.

Auch der zweite oben angeführte Kopplungsmechanismus zwischen Klima und GCR-Fluss könnte mit einer globalen Abkühlung verbunden sein. Ein Anstieg des GCR-Flusses würde demnach in der Stra-

tosphäre zur Produktion von Aerosolen und damit zu einem Abbau von Ozon führen, wodurch sich die Stratosphäre weniger stark aufheizt. Der mögliche Zusammenhang zwischen stratosphärischer Aufheizung und troposphärischer Zirkulation wurde bereits in Abschnitt 6.1.2 bei der Beschreibung der UV-Hypothese dargestellt. Zumindest theoretisch bestünde hier auch die Möglichkeit der positiven Rückkopplung zwischen beiden Hypothesen [mehr solare Aktivität \Rightarrow mehr UV **und** magnetischer Output \Rightarrow mehr Ozon-Bildung durch UV-C in der Stratosphäre **und** weniger Ozon-Abbau durch weniger GCR \Rightarrow Aufheizung der Stratosphäre ...].

Beide der hier vorgestellten GCR-Hypothesen sagen also eine Erwärmung des Klimas mit abnehmendem GCR-Fluss bzw. wachsender Schirmung durch solare- oder geomagnetische Felder vorher.

Eine weitere im folgenden kurz beschriebene GCR-Hypothese kommt zu einem gegenteiligen Schluss, wonach die Erwärmung der letzten hundert Jahre auf einen Anstieg des GCR-Flusses in höheren Breiten zurückzuführen ist. Möglicherweise basiert diese Hypothese jedoch auf einer Fehlinterpretation. Der Bereich (geomagnetische Breite) oberhalb dessen die GCRs bis in die untere Atmosphäre der Erde vordringen können, ist nach Ergebnissen von Feynman und Ruzmaikin [1999] nicht räumlich fixiert, sondern variiert mit der solaren Aktivität und mit der Stärke des Erdmagnetfeldes (Abbildung 6.6). Feynman und Ruzmaikin [1999] definieren das sogenannte *Aurorale Oval* (AO) als Übergangsbereich zwischen den hohen geomagnetischen Breiten (in die aufgrund der geringen cut off rigidity des Erdmagnetfeldes nahezu alle Energiebereiche der GCR eindringen können) und der subauroralen Region (die aufgrund der hohen cut off rigidity nicht von den solar modulierten GCRs beeinflusst sein sollte). Die Autoren berechnen die Ausdehnung des AO in Zeitraum von 1880 bis 1985 auf Grundlage des aa-Index (unter der Annahme eines konstanten geomagnetischen Feldes) und stellen einen Zusammenhang zwischen der Fläche des AO und der globalen Temperaturanomalie fest. In dieser Argumentationskette bewirkt der Anstieg des magnetischen Flusses von der Sonne seit dem Jahre 1900 (siehe auch Abbildung 6.3) eine zunehmende Störung des

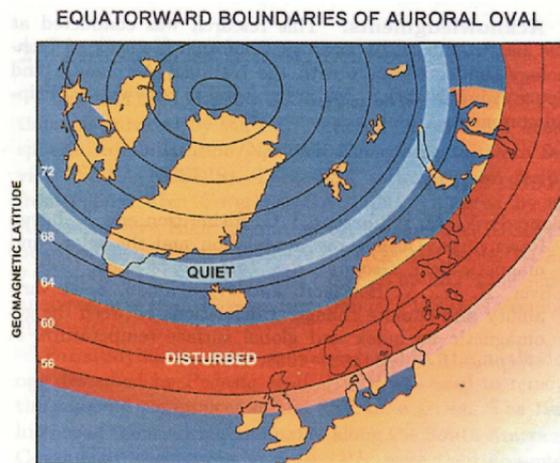


Abbildung 6.6: Geographisch Lage des Auroralen Ovals (AO) über dem Nordatlantik bei ruhiger (quiet) und aktiver (disturbed) Sonne [Feynman und Ruzmaikin, 1999].

geomagnetischen Feldes, was zu einer Ausdehnung der Fläche des AO führt, wodurch in diesen Breiten mehr GCR in die Atmosphäre der Erde eindringen können. Dieser (behauptete) Anstieg des GCR-Flusses in hohen Breiten wird dann, im Gegensatz zu den oben beschriebenen Hypothesen, durch den Vergleich der berechneten Fläche des AO mit der globalen Temperatur, mit der globalen Erwärmung in Verbindung gebracht.

Die soeben beschriebene Argumentation erscheint jedoch aus zwei Gründen fragwürdig. Beide Einwände beziehen sich auf den angeblichen Anstieg des GCR-Flusses während des letzten Jahrhunderts (zumindest in hohen Breiten). In diesem Zeitraum zeigen jedoch die Archive der kosmogenen Radionuklide, wie z.B. ^{10}Be in Eisbohrkernen, einen deutlichen Abfall der ^{10}Be -Deposition und damit des GCR-Flusses an [Beer et al., 1990], was mit dem seit etwa 1900 gestiegenen magnetischen Fluss von der Sonne in Verbindung gebracht wird [Solanki et al., 2000]. Zum anderen wird der erwartete Anstieg des GCR-Flusses durch die gesteigerte solare Aktivität sehr wahrscheinlich überkompensiert: Durch die Öffnung des AO aufgrund der gestiegenen solaren Aktivität könnten zwar mehr GCR in die Atmosphäre der Erde vordringen, die größere Abschirmung durch das Sonnenmagnetfeld verhindert dies aber gerade: Der Fluss von 1 GeV-Protonen am Ort der Erde sinkt bei einem Anstieg des solaren Modulationsparameters von z.B. 300 auf 600 MeV

um etwas mehr als das Doppelte ab, während sich die mittlere Fläche des AO lediglich um den Faktor 1,8 vergrößert. Der Fluss niederenergetischer Protonen wird dabei noch weitaus stärker unterdrückt (vgl. Abbildung 2.1). Wahrscheinlich zeigen die Daten lediglich die Korrelation des aa-Index (aus dem die Position des AO berechnet wurde) mit der globalen Temperatur an, die bereits von Cliver et al. [1998] festgestellt und mit einer Variation der Solarkonstanten in Verbindung gebracht wurde (siehe Abschnitt 6.1.1).

Dennoch ist das von Feynman und Ruzmaikin [1999] beschriebene Konzept des AO, vielleicht gerade für den im nächsten Abschnitt vorgenommenen Vergleich der Erdmagnetfelddaten mit Klimaaufzeichnungen interessant, da es auf physikalischer Grundlage die Variation der Lage des AO mit der Stärke der schirmenden Magnetfelder beschreibt. So ist es vorstellbar, dass sich das AO (konstante solare Aktivität vorausgesetzt) mit schwächer werdenden Erdmagnetfeld (geringere cut off rigidity auf allen geomagnetischen Breiten) sehr stark vergrößert und umgekehrt. Eine indirekte Kopplung von Erdmagnetfeld und Klima wäre auf diese Weise möglich.

6.2 Test der GCR-Hypothese; Vergleich der Erdmagnetfeldrekonstruktion mit Klimaaufzeichnungen von Stalagmiten

Falls die im letzten Abschnitt beschriebene GCR-Hypothese zutrifft, dann sollte die Modulation des GCR-Flusses durch das Erdmagnetfeld auf wesentlich längeren Zeitskalen ebenfalls eine Auswirkung auf das Klima der Erde haben. Entsprechend der oben geschilderten Vermutung sollten kalte und glaziale Perioden mit geomagnetischen Minima verknüpft sein und umgekehrt. Eine quantitative Analyse des Zusammenhangs zwischen Erdmagnetfeld und GCR-Fluss zeigt ein nichtlineares Verhalten mit einer größeren Sensitivität des GCR-Flusses bei niedrigen Feldstärken (siehe auch Abbildung 2.4 auf Seite 15). Man könnte daher eine deutlichere Auswirkung der globalen magnetischen Minima auf das Erdklima erwarten (siehe Abbildung 5.5). Aus die-

sem Grunde verglichen Wagner et al. [2001] den Depositionsfluss von ^{10}Be und ^{36}Cl mit Klimaindikatoren ($\delta^{18}\text{O}$, CH_4) am GRIP-Eiskern während des Laschamp-Events (vor etwa 38 bis 39 ka). Von den Autoren wurde jedoch kein Zusammenhang des GCR-Flusses mit dem Klima festgestellt. Andererseits zeigen [Wang et al., 2001] anhand von Th/U-datierten Profilen stabiler Isotope an Stalagmiten in China, dass das (kalte) Heinrich-Event Nr. 4 zwischen 38,2 und 39,5 ka liegt, also koinzident mit dem Laschamp-Event im GRIP-Eiskern ist. Das Altersmodell des GISP2-Eiskerns datiert das Laschamp-Event allerdings früher bei etwa 41 ka (siehe Abbildung 5.5).

Mit der in dieser Arbeit vorgestellten, ^{10}Be -basierten Erdmagnetfeldrekonstruktion ist es möglich, den Vergleich des GCR-Flusses mit Klimaindikatoren auf die letzten 200 ka auszuweiten. Die Rekonstruktion des Erdmagnetfeldes wird dazu mit den Wachstumsphasen von Stalagmiten aus dem Oman und den Zillertal-Alpen verglichen (Abbildung 6.7). Die Chronologien der Stalagmiten basieren auf Th/U-Altern, die am Institut für Umweltphysik in Heidelberg erstellt wurden. Im Oman (Hoti Cave) werden die Wachstumsphasen durch den Monsunregen, also durch eine deutliche Verlagerung der Innertropischen Konvergenzzone (ITCZ) nach Norden verursacht [Neff et al., 2001]. Die Hoti Cave wird in heutiger Zeit nicht von der ITCZ erreicht, so dass die Wachstumsphasen ein gegenüber heute wärmeres Klima anzeigen. Die Wachstumsphasen von Stalagmiten im nördlichen Oman [Neff et al., 2001; Burns et al., 2001] sind in Abbildung 6.7 als horizontale, graue Balken eingetragen. Das Wachstum von Stalagmiten in den Zillertal-Alpen (Spannagel-Höhle, 2500 m üNN) ist ebenfalls nur bei warmem Klima möglich. Die heutige Durchschnittstemperatur in dieser Höhle liegt bei $1,5 \pm 1^\circ\text{C}$ [Spoetl et al., 2002], so dass die Bildung von Stalagmiten in dieser Höhe bei einem Temperaturabfall von mehr als $2,5^\circ\text{C}$ wegen der Ausbildung von Permafrost nicht mehr möglich ist. Die sehr präzise datierten Wachstumsphasen der Stalagmiten in den Zillertal-Alpen [Spoetl und Mangini, 2002; Spoetl et al., 2002] sind als vertikale, schraffierte Bereiche ebenfalls in Abbildung 6.7 dargestellt. Weiterhin ist die in dieser Arbeit vorgestellte Erdmagnetfeldrekonstruktion (aus

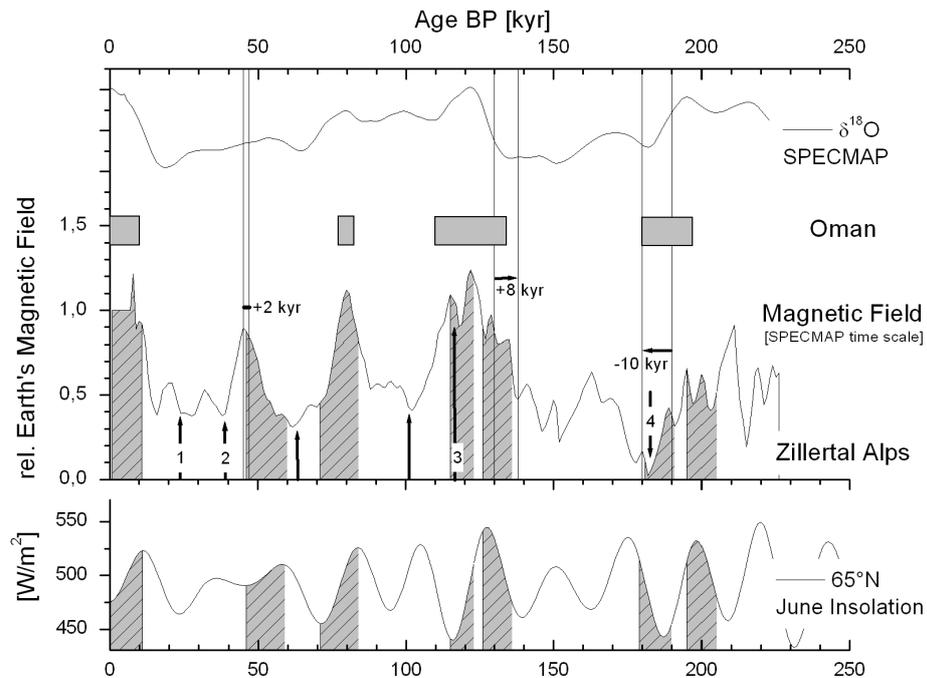


Abbildung 6.7: Von oben nach unten sind dargestellt: die SPECMAP-Kurve, die Wachstumsphasen von Stalagmiten im Oman [Burns et al., 2001], die hier vorgestellte Rekonstruktion der relativen Variation des Erdmagnetfeldes, die Wachstumsphasen von Stalagmiten in den Zillertal Alpen bei etwa 2500 m üNN (schraffierte Flächen) [Spoetl und Mangini, 2002; Spoetl et al., 2002], der Verlauf der sommerlichen Einstrahlung bei 65°N. Die vertikalen Pfeile zeigen relative Minima in einer zeitlich hochaufgelösten Geomagnetfeld-Rekonstruktion aus dem Nordatlantik (bei 24, 39, 63, und 101 ka) an. Die Ziffern stehen für globale geomagnetische Events nach Worm [1997]: 1 Mono Lake, 2 Laschamp, 3 Blake, 4 Jamaica. Die horizontalen Pfeile geben die in der Literatur vorgeschlagenen Altersverschiebungen der SPECMAP-Kurve an (siehe Text). Während die Wachstumsphasen der Stalagmiten nur teilweise mit der solaren Einstrahlung korrelieren, zeigt sich (unter der Berücksichtigung der Verschiebungen des SPECMAP-Altersmodells) eine Übereinstimmung der Erdmagnetfeldmaxima mit den Wachstumsphasen. Weiterhin findet (mit den im Text beschriebenen Einschränkungen) kein Stalagmitenwachstum während geomagnetischer Minima statt.

Abbildung 5.5), die standardisierte $\delta^{18}\text{O}$ -SPECMAP Kurve von Martinson et al. [1987] und die sommerliche solare Einstrahlung bei 65°N eingezeichnet⁷. Es sei angemerkt, dass die Datierung der Magnetfeldrekonstruktion am Altersmodell der SPECMAP-Kurve aufgehängt ist, die wiederum an den Verlauf der solaren Einstrahlung angepasst wurde (siehe Anhang B; aktuell diskutierte Probleme mit diesem Altersmodell sind dort ausführlich dargelegt). Trotz der Unsicherheiten im Altersmodell der SPECMAP-Kurve zeigt sich eine gute Übereinstimmung der fünf Maxima des Erdmagnetfeldes mit den Wachstumsphasen von Stalagmiten in niederen wie hohen Breiten. Zudem findet (mit einer weiter unten diskutierten Ausnahme) kein Wachstum der Stalagmiten während globaler Minima des Erdmagnetfeldes statt (Pfeile in Abbildung 6.7; das Minimum bei 110 ka ist aufgrund der zeitlichen Auflösung der Kurve nicht deutlich ausgeprägt). Nur die Wachstumsperiode bei etwa 50 ka hat keine Entsprechung im Oman. Entweder sind in dieser Zeit keine Stalagmiten im Oman gewachsen, da die Erwärmung nicht groß genug war, oder es wurden keine Exemplare aus dieser Zeit beprobt. Der Zeitraum dieser Wachstumsphase stimmt mit einer Phase deutlich erhöhten Meeresspiegels (30 - 60 m unterhalb des heutigen Werts zwischen etwa 45 und 50 ka [Cabiocch und Ayliffe, 2001]) sehr gut überein. Dieser deutliche Hinweis auf ein reduziertes Eisvolumen lässt sich nur schwer mit dem Anstieg der solaren Einstrahlung erklären, da die Insolations-Kurve hier nur eine leichte Erhöhung zeigt.

Der Vergleich der (absolut datierten) Wachstumsphasen der Stalagmiten mit der solaren Einstrahlung⁸ bei 65°N zeigt, dass nur fünf von neun Maxima der solaren Einstrahlung während der letzten 200 ka auf Wachstumsphasen der Stalagmiten entfallen. Umgekehrt findet im selben Zeitraum ein Wachstum von Stalagmiten während vier von acht Minima der solaren Einstrahlung statt. Auch die Phasenlage der Einstrahlungskurve zu den Wachstumsphasen ist nicht eindeutig. Bei manchen Phasen folgt das Stalagmitenwachstum auf ein solares Maximum

⁷Die sommerliche Einstrahlung bei 65°N wird als Hauptantrieb zur Ausbildung der großen nördlichen Eisschilde und damit des Klimas betrachtet.

⁸Der Verlauf der solaren Einstrahlung basiert allein auf Berechnungen der Erdbahnparameter und besitzt daher ein absolutes Altersmodell

(Holozän, 50 ka, 75 ka), bei anderen beginnt das Wachstum vor dem solaren Maximum (135 ka, 205 ka) oder fällt gar mit einem solaren Minimum zusammen (120 ka, 190 ka). Der Vergleich dieser beiden absolut datierten Kurven lässt also nicht eindeutig auf einen solaren Auslöser der Wachstumsphasen schließen.

Der genaue Vergleich der Wachstumsphasen mit dem Erdmagnetfeld ist wie oben angedeutet wegen der z.T. unterschiedlichen Zeitskalen der beiden Kurven (siehe auch Anhang B) mit größeren Unsicherheiten behaftet. Zunächst ist der von Martinson et al. [1987] angegebene Fehler der SPECMAP-Chronologie von ± 5 ka zu berücksichtigen. Weiterhin geben Spoetl und Mangini [2002] im Bereich von etwa 50 ka eine Verschiebung des SPECMAP-Altersmodells von +2 ka (zu älteren Altern hin) an. Daten von Henderson und Slowey [2000], Gallup et al. [2002] und Spoetl et al. [2002] zeigen, dass der Beginn des MIS 5 (Termination II) nicht, wie nach dem SPECMAP-Altersmodell bei 127 ka, sondern schon bei 135 ka stattfindet ($135 \pm 2,5$ ka, $135,8 \pm 0,8$ ka und $135 \pm 1,2$ ka). Das Ende des MIS 7 wird von Robinson et al. [2002] auf 178 ka vor heute datiert, also etwa 10 ka später als vom SPECMAP-Altersmodell vorgeschlagen. All diese Alterskorrekturen sind in Abbildung 6.7 als horizontale Pfeile eingetragen. Die Magnetfeldrekonstruktion (deren Altersmodell auf der SPECMAP-Kurve basiert) verschiebt sich damit ebenfalls an der jeweiligen Stelle in die durch die Pfeile angegebene Richtung. Daraus ergibt sich eine bessere Übereinstimmung der Wachstumsphasen mit dem Erdmagnetfeld. Die Wachstumsphasen fallen auf die Maxima des Erdmagnetfeldes und zu Zeiten niedrigen Erdmagnetfeldes findet kein Wachstum von Stalagmiten statt. Zur besseren Verdeutlichung der Übereinstimmung ist in Abbildung 6.8 der Zeitraum zwischen 110 und 160 ka dargestellt. Im unteren Teil der Abbildung ist in rot die SPECMAP-Kurve zusammen mit der solaren Einstrahlung im Juni bei 65°N gezeigt (anhand der die Datierung der SPECMAP-Kurve ausgerichtet wurde). Im oberen Teil ist ebenfalls die SPECMAP-Kurve gezeigt, nun aber um 8 ka nach rechts verschoben, so dass sie mit der Meeresspiegelkurve von Henderson und Slowey [2000] übereinstimmt. Zusätzlich ist der von Gallup et al. [2002] be-

obachtete Meeresspiegel-Hochstand bei 135 ka eingezeichnet. Die Aufzeichnung des Erdmagnetfeldes wurde ebenfalls um 8 ka nach rechts verschoben, während das Timing der solaren Einstrahlung festliegt. In dieser Abbildung ist deutlich zu erkennen, dass die Kurve der solaren Einstrahlung (zumindest in diesem Zeitbereich) nicht der Auslöser für den Anstieg des Meeresspiegels und das Wachstum von Stalagmiten im Oman und den Alpen gewesen sein kann. Der Anstieg des Erdmagnetfeldes, verbunden mit der GCR-Hypothese, wäre zumindest qualitativ in der Lage das Timing der Erwärmung zu beschreiben. Der Anstieg der solaren Einstrahlung wirkt hier sicherlich als zusätzlicher Antrieb im Klimasystem und sollte keinesfalls außer Acht gelassen werden; die hier vorgestellten Ergebnisse lassen jedoch nicht den Schluss zu, dass der Auslöser der Klimaerwärmung in der Vergangenheit alleine die aufgrund der variablen Erdbahnparameter gestiegene solare Einstrahlung ist.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass eindeutige und quantitative Aussagen über den Zusammenhang zwischen Erdmagnetfeld und Erdklima (noch) nicht möglich sind. Aufgrund der aufgezeigten Unsicherheiten bei der Datierung der Erdmagnetfeldrekonstruktion müssen detaillierte Aussagen beim Vergleich mit Wachstumsphasen von Stalagmiten oder dem Timing des Meeresspiegelanstiegs immer mit einem Fragezeichen versehen werden. Um diesen Zusammenhang zu klären, werden besser datierte und zeitlich hochaufgelöstere Rekonstruktionen des GCR-Flusses unbedingt benötigt. Zumindest qualitativ bestätigen die in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse jedoch die These, dass der GCR-Fluss eine Auswirkung auf das Klima der Erde hat. Warmphasen konnten mit Erdmagnetfeldmaxima in Verbindung gebracht werden, wohingegen kein Wachstum von Stalagmiten während globaler Erdmagnetfeldminima festgestellt wurde. Weiterhin geht den Maxima der solaren Einstrahlung bei 10 und 127 ka ein Anstieg des Erdmagnetfeldes bei 15 und etwa 140 ka (verschobene Kurve in Abbildung 6.8) voraus. Ob diese Übereinstimmungen zufällig sind, lässt sich aufgrund des momentanen Wissensstandes nicht klären. Zur weiteren Klärung des ver-

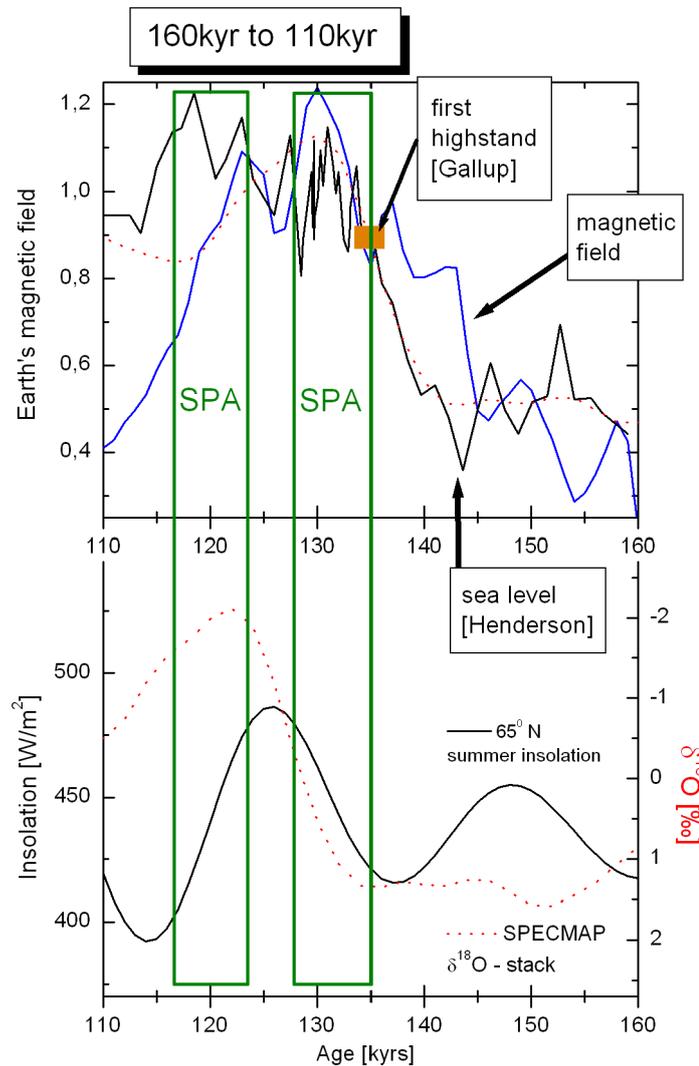


Abbildung 6.8: Der Zeitbereich zwischen 160 und 110ka vor heute: Der untere Teil der Abbildung zeigt die SPECMAP-Kurve und den Verlauf der Einstrahlung bei 65° N. Im oberen Teil der Abbildung wurden dies beiden Kurven um 8ka nach rechts (zu höheren Altern hin) verschoben, so dass das Timing der SPECMAP-Kurve mit dem der (absolut datierten) Meeresspiegel-Kurve von Henderson und Slowey [2000] übereinstimmt. Dadurch verschiebt sich die in blau eingezeichnete Magnetfeldrekonstruktion ebenfalls zu größeren Altern hin. Der Verlauf der solaren Einstrahlung erfährt keine Verschiebung. Weiterhin ist im oberen Teil der Abbildung die Wachstumsphase der Stalagmiten aus den Zillertalalpen (grüne Boxen, SPA) gezeigt. Der Verlauf der Meeresspiegelkurve von Henderson und Slowey [2000] ist in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Gallup et al. [2002], wonach der Meeresspiegel vor 135ka bereits 80% des Maximalwerts im Stadium 5 erreicht hatte. Es zeigt sich, dass der Verlauf der solaren Einstrahlung in diesem Falle wahrscheinlich nicht der Auslöser der Klimawechsels bei etwa 135ka war. Der Anstieg des Erdmagnetfeldes **zusammen** mit dem Verlauf der solaren Einstrahlung könnte das Timing des Meeresspiegelanstieges und des Wachstums von Stalagmiten in den Alpen erklären. Eindeutige Aussagen über einen Zusammenhang zwischen Magnetfeld der Erde und Klima können hier jedoch nicht getroffen werden.

muteten Zusammenhangs ist zudem die Kenntnis eines physikalischen Mechanismus erforderlich, der in der Lage ist die Wechselwirkung zwischen GCR-Fluss und z.B. Wolkenbildung zu beschreiben. Um die mikrophysikalischen Prozesse zu verstehen die für diesen Zusammenhang verantwortlich sein könnten, wurde im vergangenen Jahr von mehreren Wissenschaftlern am CERN (Centre Européen pour la Recherche Nucléaire) in Genf ein Forschungsantrag⁹ gestellt. Bei dem Laborexperiment (CLOUD, Cosmics Leaving Outdoor Droplets) geht es im wesentlichen darum, mit einem hochenergetischen Teilchenstrahl in eine sogenannte Wolkenkammer zu schießen, in der die Atmosphäre der Erde simuliert wird. Mit einer Anzahl Detektoren und Spektrometern soll dann die Zusammensetzung der Labor-Atmosphäre während der Exposition durch den Strahl untersucht werden. Falls es zur Durchführung dieses Forschungsvorhabens kommt, werden zahlreiche Erkenntnisse über den Zusammenhang zwischen GCRs und Wolkenbildung erwartet.

⁹Im Internet unter <http://xxx.lanl.gov/PScache/physics/pdf/0104/0104048.pdf>

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war es, aus Messungen von ^{10}Be an Tiefseesedimenten die Stärke des Erdmagnetfeldes während der letzten 200.000 a zu rekonstruieren. Da die Produktion von ^{10}Be auf langen Zeitskalen (einige tausend Jahre) funktional mit der Abschirmung durch das Erdmagnetfeld zusammenhängt, kann die Variation der ^{10}Be -Deposition in Tiefseesedimenten als Produktionsschwankung interpretiert werden. Zusätzlich unterliegt ^{10}Be jedoch zwei wesentlichen Transportprozessen im Ozean (Sedimentumlagerung und boundary scavenging), die das primäre Produktionssignal vollständig überdecken können. Die Hauptaufgabe bei der Rekonstruktion des ^{10}Be -Produktionssignals ist es daher, die Transportprozesse zunächst zu quantifizieren, um dann die gemessenen ^{10}Be -Profile auf diese Transportprozesse zu korrigieren. Während zur Korrektur von Sedimentumlagerungen die $^{230}\text{Th}_{ex}$ -Methode benutzt wurde, waren zur Quantifizierung des boundary scavenging Modellrechnungen notwendig. Zunächst wurde ein einfaches Zweiboxmodell verwendet, um die Verteilung der sedimentären Flüsse von ^{230}Th und ^{10}Be im Pazifischen und Südatlantischen Ozean zu beschreiben. Um der komplexen hydrographischen Situation des Südatlantiks besser gerecht zu werden, wurde ein Multiboxmodell mit wesentlich verbesserter räumlicher und zeitlicher Auflösung entwickelt und zur Beschreibung der sedimentären Flüsse von ^{10}Be und ^{230}Th angewandt. Beide Modelle lieferten sowohl für ^{230}Th als auch für ^{10}Be übereinstimmende Ergeb-

nisse bei der Beschreibung des boundary scavenging im Südatlantik. Das räumlich besser auflösende Multiboxmodell zeigte zudem eine gute Übereinstimmung der simulierten Holozänen ^{10}Be -SCF mit den an Sedimentkernen gemessenen Holozänen (^{230}Th -normierten) ^{10}Be -Depositionsflüssen. Bei der Simulation der Deposition von ^{230}Th im Ozean konnten beide Modelle die in GCM-Studien berechneten Verteilung des Depositionsflusses von ^{230}Th bestätigen. Aus diesen Ergebnissen folgten Einschränkungen für die Verwendung von ^{230}Th als constant flux tracer in Hochproduktivitätsgebieten. Die in dieser Arbeit vorgestellten Modellergebnisse können dazu benutzt werden, die Einschränkung bei der Verwendung der Methode der $^{230}\text{Th}_{ex}$ -Normierung in diesen Gebieten wieder aufzuheben. Auch bei der Modellierung spekulativer glazialer Szenarien lieferten beide Modelle vergleichbare Ergebnisse, wonach ein signifikanter Anstieg des boundary scavenging von ^{10}Be hauptsächlich aufgrund eines räumlich heterogenen Anstiegs der Bioproduktivität in den Hochproduktivitätsgebieten erfolgt.

Zur Korrektur der gemessenen (^{230}Th -normierten) ^{10}Be -Profile wurde das in Kapitel 3 vorgestellte Zweiboxmodell verwendet. Zum einen lieferte dieses Modell bei der Verwendung des Südatlantischen Parametersatzes vergleichbare Ergebnisse wie das komplexere Multiboxmodell, so dass seine Verwendung auch im Südatlantik gerechtfertigt erscheint. Zum anderen hängt dieses einfache Modell von nur zwei Parametern ab, die aufgrund der vorgestellten Sensitivitätsstudien noch weiter auf nur einen Parameter (den rain rate ratio) reduziert werden konnten. Das Zweiboxmodell liefert daher aussagekräftigere Ergebnisse als das komplexe Multiboxmodell und erscheint deshalb besser geeignet zur Korrektur der Messdaten auf Transportprozesse. Das zur Berechnung der Korrekturfaktoren benötigte rain rate ratio konnte teilweise aus Messdaten berechnet werden, für den offenen Ozean waren jedoch Annahmen bezüglich des Partikelflusses notwendig. Aus den Modell-korrigierten ^{10}Be -Profilen konnte die Variation der Erdmagnetfeldstärke während der letzten 200.000 a berechnet werden. Diese Rekonstruktion ist in guter Übereinstimmung mit anderen, zeitlich hochaufgelösten Datensätzen von Sediment- und Eisbohrkernen,

die allerdings nur für die letzten 75.000 a existieren. Es zeigt sich ebenfalls eine gute Korrelation mit einer bereits existierenden ^{10}Be -basierten Magnetfeldrekonstruktion [Frank et al., 1997], die aufgrund einer möglichen Beeinflussung durch klimainduzierte Transportsignale jedoch nicht unumstritten war [Kok, 1999]. Die hier vorgestellten Ergebnisse bestätigen im Nachhinein, dass die von Frank et al. [1997] vorgestellte Magnetfeldrekonstruktion wahrscheinlich nicht vom Transport von ^{10}Be beeinflusst ist. Durch die in dieser Arbeit vorgestellten Methode der Modell-Korrektur von ^{10}Be -Profilen zur Quantifizierung von Transportprozessen des ^{10}Be im Ozean wird die Verwendung von ^{10}Be zur Rekonstruktion des Erdmagnetfeldes auf eine fundierte Basis gestellt.

In einem inversen Ansatz wurden ^{10}Be -Produktionsschwankungen berechnet. Diese wurden den Modell-korrigierten ^{10}Be -Profilen gegenübergestellt, um mögliche systematische Fehler der Modellierung abzuschätzen. Abweichungen von der erwarteten Produktion konnten während der Glazialen in Hochproduktivitätsgebieten festgestellt werden. Diese Abweichungen können wahrscheinlich auf eine Kombination der folgenden Prozesse zurückgeführt werden: Verlangsamung der glazialen Ozeanzirkulation, Erhöhung der glazialen Bioproduktivität in den rezenten Hochproduktivitätsgebieten und das Vordringen ^{10}Be -reichen Pazifischen Tiefenwassers in den Südatlantik.

Aufgrund der aktuellen Diskussion über den solaren Einfluss auf das Klimageschehen der Erde wurden abschließend verschiedene Hypothesen über den Zusammenhang zwischen solarer Variabilität und Klima zusammengestellt. Die GCR-Hypothese, die einen Einfluss der kosmischen Höhenstrahlung auf das Klima annimmt, wurde dabei ausführlicher diskutiert. Falls diese Hypothese zutrifft, sollte ebenfalls ein Einfluss des Erdmagnetfeldes auf das Klima feststellbar sein. Dieser Zusammenhang wurde anhand des Vergleichs der Erdmagnetfeldrekonstruktion mit Wachstumsphasen von Stalagmiten untersucht. Obwohl ein solcher Zusammenhang zumindest qualitativ festgestellt wurde, konnte wegen der Unsicherheiten des Altersmodells der SPECMAP-Kurve, der mangelnden zeitlichen Auflösung der Magnetfeldrekonstruk-

tion und der unzureichenden Kenntnis eines mikrophysikalischen Zusammenhangs zwischen GCRs und Wolkenbildung, keine eindeutige Aussage getroffen werden. Zur weiteren Klärung dieses Zusammenhangs werden zeitlich besser aufgelöste und präzise datierte Datensätze kosmogener Radionuklide (als GCR-Tracer) benötigt. Der in Anhang E vorgestellte zeitlich hochaufgelöste ^{10}Be -Datensatz von ODP-Leg 177, Site 1089B, kann hierzu beitragen, sobald ein gesichertes Altersmodell dieses Kerns vorliegt. In weiterführenden Untersuchungen ist ein direkter Vergleich der auf ^{10}Be - bzw. auf Remanenz-Messungen basierender Erdmagnetfeldrekonstruktionen geplant, da an diesem Kern ^{10}Be - und magnetische Messungen in guter zeitlicher Auflösung vorliegen [Stoner, pers. Mitteilung]. Weiterhin ist die Erforschung des physikalischen Prozesses der den Zusammenhang von GCR und z.B. Wolkenbildung definiert notwendig. Ein solcher Mechanismus kann dann in Klimamodelle eingebaut werden, um die Sensitivität des Klimasystems auf die Variation der GCR zu studieren. Im Rahmen einer z.Zt am Institut für Umweltphysik in Heidelberg (in Zusammenarbeit mit dem Potsdamer Institut für Klimafolgenforschung) durchgeführten Diplomarbeit soll die GCR-Hypothese mit Hilfe des CLIMBER 2 Modells genauer untersucht werden. Erste Ergebnisse aus diesen Untersuchungen werden im Laufe des nächsten Jahres (2003) erwartet.

Literaturverzeichnis

- K. Aargaard und E. C. Carmack. The Arctic Ocean and Climate: A Perspective. In O.M. Johannessen, editor, *The Polar Oceans and Their Role in Shaping the Global Environment: The Nansen Centennial Volume*, pages 5–20. American Geophysical Union, Washington DC, 1994.
- A. Aldahan und G. Possnert. A high-resolution Be-10 profile from deep sea sediment covering the last 70 ka: Indication for globally synchronized environmental events. *Quat. Sci. Rev.*, 17(11):1023–1032, 1998.
- R. F. Anderson, M. P. Bacon, und P. G. Brewer. Removal of ^{230}Th and ^{231}Pa at ocean margins. *Earth and Planetary Science Letters*, 66:73–90, 1983b.
- R. F. Anderson, M. P. Bacon, und P. G. Brewer. Removal of ^{230}Th and ^{231}Pa from the open ocean. *Earth and Planetary Science Letters*, 62(1):7–23, 1983a.
- R. F. Anderson, Z. Chase, M. Q. Fleisher, und J. Sachs. The Southern Ocean's biological pump during the Last Glacial Maximum. *Deep-Sea Res. Part II-Top. Stud. Oceanogr.*, 49(9-10):1909–1938, 2002.
- R. F. Anderson, N. Kumar, R. A. Mortlock, P. N. Froelich, P. Kubik, B. Dittrich-Hannen, und M. Suter. Late-Quaternary changes in productivity of the Southern Ocean. *J. Mar. Syst.*, 17(1-4):497–514, 1998.
- R. F. Anderson, Y. Lao, W. S. Broecker, S. E. Trumbore, H. J. Hoffmann, und W. Wolfli. Boundary scavenging in the Pacific Ocean: a comparison of ^{10}Be and ^{231}Pa . *Earth and Planetary Science Letters*, 96(3-4):287–304, 1990.
- T. Asmus, M. Frank, C. Koschmieder, N. Frank, R. Gersonde, G. Kuhn, und A. Mangini. Variations of biogenic particle flux in the southern Atlantic section of the Subantarctic Zone during the late Quaternary:

- Evidence from sedimentary Pa-231(ex) and Th-230(ex). *Mar. Geol.*, 159(1-4):63–78, 1999.
- J. Beer, J. Blinov, G. Bonani, H. J. Hofmann, und R. C. Finkel. Use of Be-10 in polar ice to trace the 11-year cycle of solar activity. *Nature*, 347:164–166, 1990.
- J. Beer, F. Joos, C. Lukaszczuk, W. Mendel, J. Rodriguez, U. Siegenthaler, und R. Stellmacher. Be-10 as an indicator of solar variability and climate. In E. Nesme-Ribes, editor, *The Solar Engine and its Influence on Terrestrial Atmosphere and Climate*, pages 221–233. Springer Verlag, New York, 1994.
- A. L. Berger. *Accuracy and stability of the Quaternary terrestrial insolation*. D. Reidel Publishing Company, 1984.
- G. Bond, B. Kromer, J. Beer, R. Muscheler, M. N. Evans, W. Showers, S. Hoffmann, R. Lotti-Bond, I. Hajdas, und G. Bonani. Persistent solar influence on north Atlantic climate during the Holocene. *Science*, 294(5549):2130–2136, 2001.
- W. S. Broecker. *Chemical Oceanography*. Harcourt Brace Jovanovich, New York, 1974.
- W. S. Broecker. *The Glacial World according to Wally*. ELDIGIO Press, 1995.
- W. S. Broecker und T. H. Peng. *Tracers in the Sea*. Columbia University, New York, 1982.
- S. J. Burns, D. Fleitmann, A. Matter, U. Neff, und A. Mangini. Speleothem evidence from Oman for continental pluvial events during interglacial periods. *Geology*, 29(7):623–626, 2001.
- G. Cabioch und L. K. Ayliffe. Raised coral terraces at Malakula, Vanuatu, Southwest Pacific, indicate high sea level during marine isotope stage 3. *Quat. Res.*, 56(3):357–365, 2001.
- G. C. Castagnoli und D. Lal. Solar modulation effects in terrestrial production of carbon 14. *Radiocarbon*, 22:133–158, 1980.
- Ch. D. Charles und R. G. Fairbanks. Evidence from Southern Ocean sediments for the effect of North Atlantic deep-water flux on climate. *Nature (London)*, 355(6359):416–419, 1992.
- J. H. Chen, R. L. Edwards, und G. J. Wasserburg. U-238, U-234 and Th-232 in the sea water. *Earth and Planetary Science Letters*, 80: 241–251, 1980.

- E. W. Cliver, V. Boriakoff, und J. Feynman. Solar variability and climate change: Geomagnetic aa index and global surface temperature. *Geophys. Res. Lett.*, 25(7):1035–1038, 1998.
- T. J. Crowley und K.-Y. Kim. Comparison of proxy records of climate change and solar forcing. *Geophys. Res. Lett.*, 23:359–362, 1996.
- W. Elsaesser, E. P. Ney, und J. R. Winckler. Cosmic-ray intensity and geomagnetism. *Nature*, 178:1226–1227, 1956.
- D. W. Emilliani. Pleistocene Temperatures. *Journal of Geology*, 63: 538–578, 1955.
- J. Feynman und A. Ruzmaikin. Modulation of cosmic ray precipitation related to climate. *Geophys. Res. Lett.*, 26(14):2057–2060, 1999.
- B. P. Flower, D. W. Oppo, J. F. McManus, K. A. Venz, D. A. Hodell, und J. L. Cullen. North Atlantic intermediate to deep water circulation and chemical stratification during the past 1 Myr. *Paleoceanography*, 15(4):388–403, 2000.
- R. Francois, Michael P Bacon, M. A. Altabet, und L. D. Labeyrie. Glacial/interglacial changes in sediment rain rate in the SW Indian sector of Subantarctic waters as recorded by sediment delta N-15. *Paleoceanography*, 8:611–629, 1993.
- M. Frank. Reconstruction of Late Quaternary environmental conditions applying the natural radionuclides ^{230}Th , ^{10}Be , ^{231}Pa and ^{238}U : A study of deep-sea sediments from the eastern sector of the Antarctic Circumpolar Current System. Phd, Alfred Wegner Institute for Polar and Marine Research, 1996.
- M. Frank. Comparison of cosmogenic radionuclide production and geomagnetic field intensity over the last 200 000 years. *Philos. Trans. R. Soc. Lond. Ser. A-Math. Phys. Eng. Sci.*, 358(1768):1089–1107, 2000.
- M. Frank, A. Eisenhauer, W. J. Bonn, P. Walter, H. Grobe, P. W. Kubik, H. B. Dittrich, und A. Mangini. Sediment redistribution versus paleoproductivity change; Weddell Sea margin sediment stratigraphy and biogenic particle flux of the last 250,000 years deduced from $^{230}\text{Th}_{ex}$, ^{10}Be and biogenic barium profiles. *Earth and Planetary Science Letters*, 136(3-4):559–573, 1995.
- M. Frank, R. Gersonde, und A. Mangini. Sediment redistribution, $^{230}\text{Th}_{ex}$ -normalization and implications for the reconstruction of particle flux and export paleoproductivity. In G. Fischer and G. Wefer,

- editor, *Use of Proxies in Paleoceanography: Examples from the South Atlantic*, pages 409–426. Springer-Verlag, New York, 1999.
- M. Frank, R. Gersonde, M. R. van der Loeff, G. Bohrmann, C. C. Nurnberg, P. W. Kubik, M. Suter, und A. Mangini. Similar glacial and interglacial export bioproductivity in the Atlantic sector of the Southern Ocean: Multiproxy evidence and implications for glacial atmospheric CO₂. *Paleoceanography*, 15(6):642–658, 2000.
- M. Frank, B. Schwarz, S. Baumann, P. W. Kubik, M. Suter, und A. Mangini. A 200 kyr record of cosmogenic radionuclide production rate and geomagnetic field intensity from Be-10 in globally stacked deep-sea sediments. *Earth and Planetary Science Letters*, 149(1-4): 121–129, 1997.
- M. Frank, M. M. Rutgers van der Loeff, P. W. Kubik, und A. Mangini. Quasi-conservative behaviour of ¹⁰Be in deep waters of the Weddell Sea and the Atlantic sector of the Antarctic Circumpolar Current. *Earth and Planetary Science Letters*, 201(1):171–186, 2002.
- C. D. Gallup, H. Cheng, F. W. Taylor, und R. L. Edwards. Direct determination of the timing of sea level change during Termination II (vol 295, pg 310, 2002). *Science*, 295(5557):974–974, 2002.
- R. Gersonde, D.A. Hodell, und P. Blum. Proc. ODP, Init. Repts., 177 [CD-ROM]. In *Ocean Drilling Program*. Texas A&M University, College Station, TX 77845-9547, U.S.A., 1999.
- L. Guo, P. H. Santschi, M. Baskaran, und A. Zindler. Distribution of dissolved and particulate ²³⁰Th and ²³²Th in seawater from the Gulf of Mexico and off Cape Hatteras as measured by SIMS. *Earth and Planetary Science Letters*, 133(1-2):117–128, 1995.
- Y. Guyodo und J. P. Valet. Global changes in intensity of the Earth's magnetic field during the past 800 kyr. *Nature*, 399(6733):249–252, 1999.
- C. Heinze, E. Maier-Reimer, A. M. E. Winguth, und D. Archer. A global oceanic sediment model for long-term climate studies. *Glob. Biogeochem. Cycle*, 13(1):221–250, 1999.
- C. Heinze, E. Maier-Reimer, und K. Winn. Glacial CO₂ reduction by the world ocean: Experiments with the Hamburg carbon cycle model. *Paleoceanography*, 6:395–430, 1991.
- G. M. Henderson. Seawater (U-234/U-238) during the last 800,000 years. *Earth and Planetary Science Letters*, submitted, 2002.

- G. M. Henderson, C. Heinze, R. F. Anderson, und A. M. E. Winguth. Global distribution of the Th-230 flux to ocean sediments constrained by GCM modelling. *Deep-Sea Res. Part I-Oceanogr. Res. Pap.*, 46 (11):1861–1893, 1999.
- G. M. Henderson und N. C. Slowey. Evidence from U-Th dating against Northern Hemisphere forcing of the penultimate deglaciation. *Nature*, 404(6773):61–66, 2000.
- W. U. Henken-Mellies. *¹⁰Be in marinen Sedimenten: Anwendungen in der Geophysik und in der Paläo-Ozeanographie*. Phd, Eidgenössisch Technische Hochschule Zürich, 1990.
- H. J. Hofmann, J. Beer, G. Bonani, H.R. von Gunten, S. Raman, M. Suter, R. L. Walker, W. Wölfli, und D. Zimmermann. ¹⁰Be half-life and AMS-standards. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B-Beam Interact. Mater. Atoms*, B29:2–36, 1987.
- J. Imbrie, J. D. Hays, D. G. Martinson, A. McIntyre, A. Mix, J. J. Morley, N. G. Pisias, W. L. Prell, und N. J. Shackleton. The orbital theory of Pleistocene climate: Support from a revised chronology of the marine delta O-18 record. In A.L. Berger, J. Imbrie, J.D. Hays, G. Kukla and B. Saltzman, editor, *Milankovich and climate*, volume Part 1, pages 269–305. 1984.
- M. Ivanovich und R. S. Harmon. *Uranium-series Disequilibrium, Applications to Earth, Marine, and Environmental Sciences*. Second Edition. Oxford Science Publications, Oxford, 1992.
- S.J. Johnsen, H.B. Clausen, W. Dansgaard, N.S. Gundestrup, C.U. Hammer, U. Andersen, K.K. Andersen, C.S. Hvidberg, D. Dahl-Jensen, J.P. Steffensen, et al. The delta O-18 record along the Greenland Ice Core Project deep ice core and the problem of possible Eemian climatic instability. *Journal of Geophysical Research*, 102:26397–26410, 1997.
- R. F. Keeling und M. Visbeck. Palaeoceanography - Antarctic stratification and glacial CO₂. *Nature*, 412(6847):605–606, 2001.
- R. S. Keir. On the late Pleistocene ocean geochemistry and circulation. *Paleoceanography*, 3(4):413–445, 1988.
- Y. S. Kok. Climatic influence in NRM and Be-10-derived geomagnetic paleointensity data. *Earth and Planetary Science Letters*, 166(3-4): 105–119, 1999.

- T. L. Ku und et al. Beryllium isotope distribution in the western North Atlantic: a comparison to the Pacific. *Deep Sea Research*, 37(5A): 795–808, 1990.
- T. L. Ku, K. G. Knauss, und G. G. Mathieu. Uranium in the open ocean: concentration and isotopic composition. *Deep Sea Research*, 24:1005–1017, 1979.
- T. L. Ku, M Kusakabe, C. I. Measures, J. R. Southon, J Vogel, D E Nelson, und S. Nakaya. Be Isotope distribution in the western North Atlantic: a comparison to the Pacific. *Deep Sea Research*, 37:795–808, 1985.
- N. Kumar, R. F. Anderson, R. A. Mortlock, P. N. Froelich, P. Kubik, B. DittrichHannen, und M. Suter. Increased biological productivity and export production in the glacial Southern Ocean. *Nature*, 378 (6558):675–680, 1995.
- M. Kusakabe, T. L. Ku, J. R. Southon, J. S. Vogel, D. E. Nelson, C. I. Measures, und Y. Nozaki. Distribution of ^{10}Be and ^9Be in the Pacific Ocean. *Earth and Planetary Science Letters*, 82(3-4):231–240, 1987.
- M. Kusakabe, T. L. Ku, J. Vogel, J. R. Southon, D. E. Nelson, und G. Richards. ^{10}Be profiles in seawater. *Nature (London)*, 299(5885): 712–714, 1982.
- K. Labitzke und H. Loon. Association between the 11-year solar cycle, the QBO, and the Atmosphere. Part III: Aspects of the Association. *J. Clim.*, 2:554–565, 1989.
- C. Laj, C. Kissel, A. Mazaud, J. E. T. Channell, und J. Beer. North Atlantic palaeointensity stack since 75 ka (NAPIS-75) and the duration of the Laschamp event. *Philos. Trans. R. Soc. Lond. Ser. A-Math. Phys. Eng. Sci.*, 358(1768):1009–1025, 2000.
- D. Lal. Theoretically expected variations in the terrestrial cosmic-ray production rates of isotopes. *Soc. Italiana di Fisica-Bologna-Italy XCV corso*, pages 216–233, 1988.
- D. Lal und B. Peters. Cosmic ray produced radioactivity on the Earth. In *Handbook of physics*, volume 46/2, pages 551–612. Springer, 1967.
- Y. Lao, R. F. Anderson, W. S. Broecker, S. E. Trumbore, H. J. Hoffmann, und W. Wolfli. Transport and burial rates of ^{10}Be and ^{231}Pa in the Pacific Ocean during the Holocene period. *Earth and Planetary Science Letters*, 113(1-2):173–189, 1992.

- J. Lean, J. Beer, und R. Bradley. Reconstruction of solar irradiance since 1610: implications for climate change. *Geophys. Res. Lett.*, 22(23):3195–3198, 1995.
- J. Lean und D. Rind. Climate forcing by changing solar radiation. *J. Clim.*, 11(12):3069–3094, 1998.
- J. L. Lean, G. J. Rottman, H. L. Kyle, T. N. Woods, J. R. Hickey, und L. C. Puga. Detection and parameterization of variations in solar mid- and near-ultraviolet radiation (200–400 nm). *J. Geophys. Res.-Atmos.*, 102(D25):29939–29956, 1997.
- M. Lockwood und R. Stamper. Long-term drift of the coronal source magnetic flux and the total solar irradiance. *Geophys. Res. Lett.*, 26(16):2461–2464, 1999.
- M. Lockwood, R. Stamper, und M. N. Wild. A doubling of the Sun's coronal magnetic field during the past 100 years. *Nature*, 399(6735):437–439, 1999.
- E. Maier-Reimer. Geochemical cycles in an ocean general circulation model. Preindustrial tracer distributions. *Glob. Biogeochem. Cycle*, 7(3):645–677, 1993.
- A. Mangini, M. Segl, G. Bonani, H. J. Hofmann, E. Morenzoni, M. Nesi, M. Suter, W. Woelfli, und K. K. Turekian. Mass-spectrometric ^{10}Be dating of deep-sea sediments applying the Zurich tandem accelerator. In H. Andersen Hans and S.T. Picraux, editor, *Proceedings of the Third international symposium on accelerator mass spectrometry.*, volume 233 [b5]; 2 of *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, pages 353–358. North-Holland, Amsterdam, Netherlands, 1984.
- A. Mangini, Ch. Sonntag, G. Bertsch, und E. Müller. Evidence for a higher natural U-content in world rivers. *Nature*, 79:337–339, 1979.
- O. Marchal, R. Francois, T. F. Stocker, und F. Joos. Ocean thermohaline circulation and sedimentary Pa-231/Th-230 ratio. *Paleoceanography*, 15(6):625–641, 2000.
- O. Marchal, T. F. Stocker, und F. Joos. A latitude-depths, circulation-biogeochemical ocean model for paleoclimate studies. Development and sensitivities. *Tellus, Ser. B*, 50:290–316, 1998.
- N. D. Marsh und H. Svensmark. Low cloud properties influenced by cosmic rays. *Phys. Rev. Lett.*, 85(23):5004–5007, 2000.

- J. H. Martin. Glacial-interglacial CO₂ change: the iron hypothesis. *Paleoceanography*, 5(1):1–13, 1990.
- D. G. Martinson, N. G. Pisias, J. D. Hays, J. Imbrie, Jr. T. C. Moore, und N. J. Shackleton. Age dating and the orbital theory of the ice ages; development of a high-resolution 0 to 300,000-year chronostratigraphy. *Quaternary Research (New York)*, 27(1):1–29, 1987.
- J. Masarik und J. Beer. Simulation of particle fluxes and cosmogenic nuclide production in the Earth's atmosphere. *J. Geophys. Res.-Atmos.*, 104(D10):12099–12111, 1999.
- J. Masarik und R. C. Reedy. Terrestrial cosmogenic-nuclide production systematics calculated from numerical simulations. *Earth and Planetary Science Letters*, 136(3-4):381–395, 1995.
- A. Mazaud, C. Laj, und M. Bender. A geomagnetic chronology for Antarctic ice accumulation. *Geophys. Res. Lett.*, 21(5):337–340, 1994.
- R. McCorkell, E. L. Fireman, und Jr. Langway. Aluminium-26 and Beryllium-10 in Greenland ice. *Science*, 158:1670–1692, 1967.
- L. R. McHargue und P. E. Damon. The global beryllium-10 cycle. *Reviews of Geophysics*, 29(2):141–158, 1991.
- C. I. Measures, T. L. Ku, S. Luo, J. R. Southon, X. Xu, und M. Kusakabe. The distribution of ¹⁰Be and ⁹Be in the South Atlantic. *Deep-Sea Research. Part I: Oceanographic Research Papers*, 43(7): 987–1009, 1996.
- M. M. Milankovich. *Kanon der Erdbestrahlung und seine Anwendung auf das Eiszeitproblem*, volume 133. Königlich Serbische Akademie, Belgrad, 1941.
- M. C. Monaghan, S. Krishnaswami, und K. K. Turekian. The global-average production rate of ¹⁰Be. *Earth and Planetary Science Letters*, 76(3-4):279–287, 1986.
- J. K. Moore, M. R. Abbott, J. G. Richman, und D. M. Nelson. The Southern Ocean at the last glacial maximum: A strong sink for atmospheric carbon dioxide. *Glob. Biogeochem. Cycle*, 14(1):455–475, 2000.
- R. A. Mortlock et al. Evidence for lower productivity in the Antarctic Ocean during the last glaciation. *Nature*, 351(6323):220–223, 1991.

- U. Neff, S. J. Burns, A. Mangini, M. Mudelsee, D. Fleitmann, und A. Matter. Strong coherence between solar variability and the monsoon in Oman between 9 and 6 kyr ago. *Nature*, 411(6835):290–293, 2001.
- Y. Nozaki, Y. Horibe, und H. Tsubota. The water column distributions of thorium isotopes in the western North Pacific. *Earth and Planetary Science Letters*, 54(2):203–216, 1981.
- K. O’Brien. Secular variations in the production of cosmogenic isotopes in the Earth’s atmosphere. *Journal of Geophysical Research*, 84:423–431, 1979.
- M. Quack, M.-B. Kallenrode, M. von König, K. Künzi, J. Burrows, B. Heber, und E. Wolff. Ground Level Events and Consequences for Stratospheric Chemistry. In *27th International Cosmic Ray Conference*, Hamburg, 2001.
- G. M. Raisbeck, F. Yiou, M. Lieuvin, J. C. Ravel, M. Fruneau, und J. M. Loiseaux. Be-10 in the environment: some recent results and their application. In *Symposium of Accelerator Mass Spectrometry III*, page 458, Argonne, 1981. Argonne Natl. Lab.
- G. C. Reid. Solar forcing of global climate change since the mid-17th century. *Clim. Change*, 37(2):391–405, 1997.
- R. L. Reyss, Y. Yokoyama, und F. Guichard. Production cross sections of Al-26, Na-22, Be-7 from argon and of Be-10, Be-7 from nitrogen: Implications for production rates of Al-26 and Be-10 in the atmosphere. *Earth and Planetary Science Letters*, 53:203–210, 1981.
- D. Rind. The Sun’s Role in Climate Variations. *Science*, 296(5568):673–677, 2002.
- D. Rind und J. T. Overpeck. Hypothesized causes of decade-to-decade climate variability: climate model results. *Quat. Sci. Rev.*, 12:357–374, 1993.
- L. F. Robinson, G. M. Henderson, und N. C. Slowey. U-Th dating of marine isotope stage 7 in Bahamas slope sediments. *Earth and Planetary Science Letters*, 196(3-4):175–187, 2002.
- J. e Rozema, B. van Geel, L. O. Bjorn, J. Lean, und S. Madronich. Toward Solving the UV Puzzle. *Science*, 296(5573):1621–1622, 2002.
- C. Ruhlemann, B. Diekmann, S. Mulitza, und M. Frank. Late Quaternary changes of western equatorial Atlantic surface circulation and Amazon lowland climate recorded in Ceara Rise deep-sea sediments. *Paleoceanography*, 16(3):293–305, 2001.

- M. M. Rutgers van der Loeff und G. W. Berger. Scavenging of ^{230}Th and ^{231}Pa near the Antarctic Polar Front in the South Atlantic. *Deep-Sea Research. Part I: Oceanographic Research Papers*, 40(2):339–357, 1993.
- H. J. Rutsch, A. Mangini, G. Bonani, H. B. Dittrich, P. W. Kubik, M. Suter, und M. Segl. ^{10}Be and Ba concentrations in West African sediments trace productivity in the past. *Earth and Planetary Science Letters*, 133(1-2):129–143, 1995.
- J. M. Schaefer, S. Ivy-Ochs, G. H. Denton, C. Schluechter, R. Wieler, P. W. Kubik, und P. Schlosser. Rise and fall of the Last Glacial Maximum in southern mid- latitudes. *Geochim. Cosmochim. Acta*, 66(15A):A672–A672, 2002.
- V. Schulz. *Stratigraphy of sediment cores from the arctic continental slope at the Barents- and Laptev Sea with the radionuclids ^{230}Th and ^{10}Be* . Diploma thesis, University of Heidelberg, 1997.
- B. Schwarz. *Geochemical studies of biogenic and carbonate rich sediments from the western equatorial Pacific Ocean: Reconstruction of environmental conditions during the late Quaternary*. Phd, University of Heidelberg, 1996.
- M. Segl, A. Mangini, J. Beer, G. Bonani, M. Suter, W. Woelfli, und C. I. Measures. ^{10}Be in the Atlantic Ocean, a transect at 25 degrees N. In H.E. Gove, A.E. Litherland and D. Elmore, editor, *Accelerator mass spectrometry; proceedings of the Fourth international symposium*, volume B29, pages 332–334. North-Holland, Amsterdam, 1987.
- M. Sharma. Variations in solar magnetic activity during the last 200,000 years: is there a Sun-climate connection? *Earth and Planetary Science Letters*, 199(3-4):459–472, 2002.
- P. Sharma, R. Mahannah, W. S. Moore, T. L. Ku, und J. R. Southon. Transport of ^{10}Be and ^9Be in the ocean. *Earth and Planetary Science Letters*, 86(1):69–76, 1987.
- D. Shindell, D. Rind, N. Balachandran, J. Lean, und P. Lonergan. Solar Cycle Variability, Ozone, and Climate. *Science*, 284(5412):305–308, 1999.
- S. Siegle. *Modellierung der Verteilung von ^{230}Th , ^{231}Pa und ^{10}Be im Südatlantik mit Hilfe eines Mehrboxmodells*. Master thesis, Universität Heidelberg, 2001.
- D. M. Sigman und E. A. Boyle. Glacial/interglacial variations in atmospheric carbon dioxide. *Nature*, 407(6806):859–869, 2000.

- S. K. Solanki, M. Schussler, und M. Fligge. Evolution of the Sun's large-scale magnetic field since the Maunder minimum. *Nature*, 408 (6811):445–447, 2000.
- B. L. K. Somayajulu. Analysis of causes for the Be-10 variations in deep sea sediments. *Geochim. Cosmochim. Acta*, 41:909–913, 1977.
- C. P. Sonett, C. E. Morfill, und J. R. Jokipii. Interstellar shockwaves and Be-10 from ice cores. *Nature*, 330:458–460, 1987.
- C. Spoetl und A. Mangini. Stalagmite from the Austrian Alps reveal Dansgaard-Oeschger events during isotope stage 3: Implications for the absolute chronology of Greenland ice cores. *Earth and Planetary Science Letters*, in press, 2002.
- C. Spoetl, A. Mangini, N. Frank, R. Eichstadter, und S. J. Burns. Start of the last interglacial period at 135 ka: Evidence from a high Alpine speleothem. *Geology*, 30(9):815–818, 2002.
- R. Stamper, M. Lockwood, M. N. Wild, und T. D. G. Clark. Solar causes of the long-term increase in geomagnetic activity. *J. Geophys. Res-Space Phys.*, 104(A12):28325–28342, 1999.
- B. B. Stephens und R. F. Keeling. The influence of Antarctic sea ice on glacial-interglacial CO₂ variations. *Nature*, 404(6774):171–174, 2000.
- J. S. Stoner, J. E. T. Channell, C. Hillaire-Marcel, und C. Kissel. Geomagnetic paleointensity and environmental record from Labrador Sea core MD95-2024: global marine sediment and ice core chronostratigraphy for the last 110 kyr. *Earth and Planetary Science Letters*, 183(1-2):161–177, 2000.
- J. S. Stoner, C. Laj, J. E. T. Channell, und C. Kissel. South Atlantic and North Atlantic geomagnetic paleointensity stacks (0-80 ka): implications for inter-hemispheric correlation. *Quat. Sci. Rev.*, 21(10): 1141–1151, 2002.
- Ch. Strobl. *Dating of sediment cores and reconstruction of the pathways of ¹⁰Be, ²³⁰Th and ²³¹Pa in high northern latitudes*. Phd, University of Heidelberg, 1998.
- M. Stuiver und T. F. Braziunas. Modeling atmospheric ¹⁴C influences and ¹⁴C ages of marine samples to 10 000 BC. *Radiocarbon*, 35(1): 137–189, 1993a.
- M. Stuiver und T. F. Braziunas. Sun, ocean, climate and atmospheric ¹⁴CO₂ : an evaluation of causal and spectral relationships. *Holocene*, 3(4):289–305, 1993b.

- M. Stuiver, T. F. Braziunas, P. M. Grootes, und G. A. Zielinski. Is there evidence for solar forcing of climate in the GISP2 oxygen isotope record? *Quat. Res.*, 48(3):259–266, 1997.
- H. Svensmark. Influence of cosmic rays on Earth's climate. *Phys. Rev. Lett.*, 81(22):5027–5030, 1998.
- P. Thejll und K. Lassen. Solar forcing of the Northern hemisphere land air temperature: New data. *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.*, 62(13):1207–1213, 2000.
- B. A. Tinsley. Correlations of atmospheric dynamics with solar wind-induced changes of air-earth current density into cloud tops. *J. Geophys. Res.-Atmos.*, 101(D23):29701–29714, 1996.
- B. A. Tinsley. Influence of solar wind on the global electric circuit, and inferred effects on cloud microphysics, temperature, and dynamics in the troposphere. *Space Sci. Rev.*, 94(1-2):231–258, 2000.
- I. Usoskin und K. Mursula. Heliospheric Physics and Cosmic Rays, 2001.
- J. P. Valet und L. Meynadier. Geomagnetic field intensity and reversals during the past four million years. *Nature (London)*, 366(6452):234–238, 1993.
- F. Vanhellemont, D. Fussen, und Ch. Bingen. Cosmic rays and stratospheric aerosols: Evidence for a connection? *Geophys. Res. Lett.*, 29(15):10–1 – 10–4, 2002.
- S. Vogt, G. F. Herzog, und R. C. Reedy. Cosmogenic nuclides in extraterrestrial materials. *Reviews of Geophysics*, 28:253–275, 1990.
- F. von Blanckenburg und H. Igel. Lateral mixing and advection of reactive isotope tracers in ocean basins: observations and mechanisms. *Earth and Planetary Science Letters*, 169(1-2):113–128, 1999.
- G. Wagner, D. M. Livingstone, J. Masarik, R. Muscheler, und J. Beer. Some results relevant to the discussion of a possible link between cosmic rays and the Earth's climate. *J. Geophys. Res.-Atmos.*, 106(D4):3381–3387, 2001.
- G. Wagner, J. Masarik, J. Beer, S. Baumgartner, D. Imboden, P. W. Kubik, H. A. Synal, und M. Suter. Reconstruction of the geomagnetic field between 20 and 60 kyr BP from cosmogenic radionuclides in the GRIP ice core. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B-Beam Interact. Mater. Atoms*, 172:597–604, 2000.

- J. M. Wallace und D. W. J. Thompson. Annular modes and climate prediction. *Phys. Today*, 55(2):28–33, 2002.
- H. J. Walter, der Loeff M. M. Rutgers van, und H. Hoeltzen. Enhanced scavenging of ^{231}Pa relative to ^{230}Th in the South Atlantic south of the Polar Front; implications for the use of the $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ ratio as a paleoproductivity proxy. *Earth and Planetary Science Letters*, 149(1-4):85–100, 1997.
- Y. J. Wang, H. Cheng, R. L. Edwards, Z. S. An, J. Y. Wu, C.-C. Shen, und J. A. Dorale. A High-Resolution Absolute-Dated Late Pleistocene Monsoon Record from Hulu Cave, China. *Science*, 294(5550):2345–2348, 2001.
- R.T. Watson und Core Writing Team. Climate Change 2001: Synthesis Report. Technical report, IPCC, 2001.
- K. H. Wedepohl. The comparison of the continental crust. *Geochim. Cosmochim. Acta*, 59:1217–1232, 1995.
- I.J. Winograd, T.B. Coplen, J.M. Landwehr, A.C. Riggs, K.R. Ludwig, B.J. Szabo, P.T. Kolesar, und K.M. Revesz. Continuous 500,000-year climate record from vein calcite in Devils Hole, Nevada. *Science*, 258:255–260, 1992.
- H. U. Worm. A link between geomagnetic reversals and events and glaciations. *Earth and Planetary Science Letters*, 147(1-4):55–67, 1997.
- D. G. Wright und T. F. Stocker. Sensitivities of a zonally averaged global ocean circulation model. *Journal of Geophysical Research*, 97(12):707–730, 1992.
- T. Yamazaki und N. Ioka. Long-term secular variation of the geomagnetic field during the last 200 kyr recorded in sediment cores from the western Equatorial Pacific. *Earth and Planetary Science Letters*, 128(3-4):527–544, 1994.
- J. A. Young und W. B. Silker. The Determination of Air-Sea Exchange and Ocean Mixing Rates Using Be-7 during the Bombex Experiment. *Journal of Geophysical Research*, 79(30):4481–4489, 1974.
- E. F. Yu. *Variations in the particulate flux of Th-234 and Pa-231 and paleoceanographic applications of the Pa-231/Th-230 ratio*. PhD thesis, WHOI, 1994.

Anhang A

Messung von Beryllium-10

Die chemische Aufbereitung der Sedimentproben wurde nach dem z.B. von Strobl [1998] beschriebenen Verfahren im Institut für Umweltphysik der Uni-Heidelberg durchgeführt. Die Proben werden dabei mit Säure gelaugt, um das adsorbierte ^{10}Be zu extrahieren. In mehreren Trennungsschritten werden Aluminium, Eisen, sowie alle Alkali- und Erdalkalimetalle abgetrennt. Schließlich wird ^{10}Be als BeOH ausgefällt. Um das Isobar ^{10}B abzutrennen wird mehrfach eine sogenannte Borwäsche durchgeführt. Das gereinigte BeOH wird bei $1000\text{ }^\circ\text{C}$ im Ofen in BeO übergeführt und abschließend mit Kupferpulver vermischt in ein Kupfertarget eingepresst.

Die Messung der Targets findet am Beschleuniger-Massenspektrometer (AMS) der ETH in Zürich (Arbeitsgruppe von G. Bonani und M. Suter) statt. Die AMS-Technik bietet den Vorteil kleine Probenmengen mit großer Präzision messen zu können. Dabei werden Isotopenverhältnisse ($^{10}\text{Be}/^9\text{Be}$) und keine Absolutkonzentrationen gemessen. Das Proben target wird von einer Ionenquelle mit positiven Cäsiumionen beschossen. Die Cäsiumionen geben weitere Elektronen an das BeO ab, so dass BeO^- -Molekülionen entstehen. Diese werden durch elektrostatische Felder fokussiert, beschleunigt und durch ein Magnetfeld nach ihrem Impuls / Ladung Verhältnis vorselektiert. Es werden abwechselnd negative $^{10}\text{BeO}^-$ - und $^9\text{BeO}^-$ -Moleküle in den Beschleuniger eingeschossen. Die $^9\text{BeO}^-$ -Moleküle werden ansonsten in einen Faraday-Cup gelenkt (Abbildung A.1).

Im Tandem Van de Graaf-Beschleuniger werden die einfach negativ

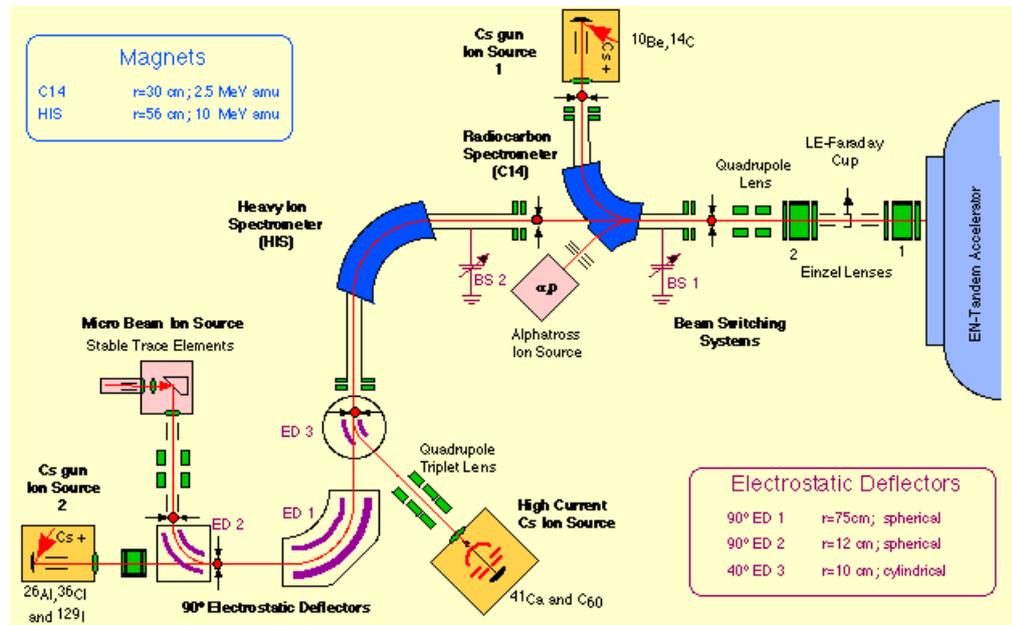


Abbildung A.1: „low energy line“ des Tandem Van de Graaf Beschleunigers in Zürich

geladenen BeO-Moleküle dann mit Spannungen von etwa 5 - 6 MeV beschleunigt und zur Kollision mit einem Strippergas (Argon) gebracht. Bei der Wechselwirkung mit dem Stripper-Gas verlieren die negativen BeO-Moleküle einen Teil ihrer Hüllelektronen und positive Be³⁺-Ionen entstehen. Die unter anderem entstandenen Be³⁺-Ionen werden wieder beschleunigt und besitzen nach dem Austritt aus dem Beschleuniger eine kinetische Energie von etwa 20 MeV. Durch ein weiteres elektrostatisches Feld werden die Ionen nach ihrer Energie, in einem weiteren magnetischen Feld nach dem Verhältnis von Impuls zu Ladung selektiert. Der Strom der ⁹Be³⁺-Ionen wird in einem zweiten Faraday-Cup, die ¹⁰Be³⁺ in einem mit einer Argon-Methan Mischung gefüllten Gasedetektor gemessen. In diesem werden sowohl die Gesamtenergie der Ionen als auch der Energieverlust pro Längeneinheit gemessen. Aufgrund des verschiedenen Bremsverhaltens im Zählgas lassen sich so die beiden Isobare ¹⁰Be und ¹⁰B trennen.

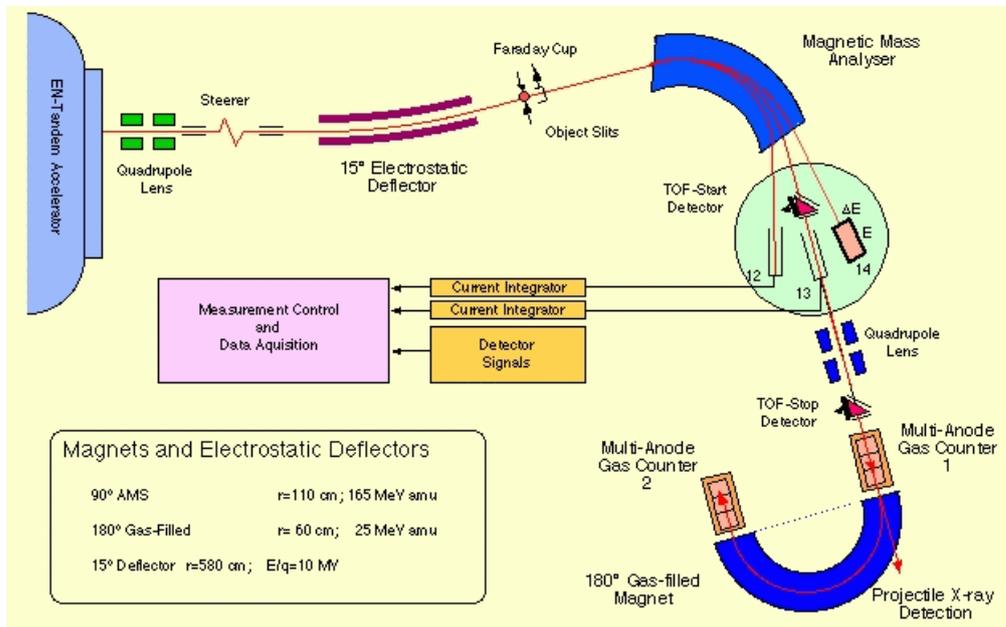


Abbildung A.2: „AMS-line“ des Tandem Van de Graaf Beschleunigers in Zürich

Wichtige Messgrößen sind neben der Anzahl der ^{10}Be -Counts die ^9Be -Ströme vor und nach dem Beschleuniger zur Bestimmung der Transmission und die Anzahl der ^{10}B -Counts. Ein Probenmagazin umfasst 25 Proben, davon sind vier Proben Standards und eine Probe ein Maschinenblank (zur Kontrolle des Mess-Untergrundes). Zusätzlich wird ein Prozessblank zur Abschätzung der Kontamination während der Probenaufbereitung gemessen. Der Maschinen-Untergrund liegt derzeit bei etwa $1\text{-}2 \cdot 10^{-14}$, die in Sedimentproben gemessenen Verhältnisse in der Größenordnung von 10^{-11} . Die Transmission liegt für Beryllium etwa bei 7 - 10%. Der Fehler der Messung setzt sich aus folgenden Beiträgen zusammen:

- Statistischer Fehler (Wurzel aus der Zählrate), etwa 1 - 10 %
- Fehler der Bor-Korrektur, etwa 1 - 10 %
- Reproduzierbarkeit des Standards, 1 - 2 %
- Korrektur des Blank-Untergrundes, < 1 %

Anhang B

Datierung von Sedimentkernen

Es existieren zahlreiche Methoden der Datierung von Sedimentkernen. Zum einen werden Methoden benutzt, die sogenannte absolute Alter liefern (z.B. ^{14}C -Datierung oder die ESR-Methode), zum anderen kann der Vergleich zu bestimmten Referenzkurven dazu benutzt werden sogenannte stratigraphische Alter zu ermitteln. Da die Anwendbarkeit der ^{14}C -Methode nach dem heutigen stand der Technik auf die letzten etwa 50 ka beschränkt ist, muss im darüber hinausgehenden Altersbereich auf stratigraphische Datierungen zurückgegriffen werden. So werden z.B. das Auftreten (der Überreste) bestimmter Spezies von Kleinstlebewesen (Biostratigraphie), der Verlauf der magnetischen Suszeptibilität (Magnetostratigraphie), oder einer Kombination aus Karbonatgehalt, dem Verlauf der Sedimentdichte und der Reflektivität einer bestimmten Wellenlänge [Gersonde et al., 1999] dazu verwendet verschiedene Sedimentprofile zur Deckung zu bringen und sie dann durch den Vergleich mit Referenzkurven zu datieren. Damit hängt die Qualität der daraus resultierenden Datierung direkt von der Genauigkeit der Referenzkurve ab.

B.1 Sauerstoffisotopenstratigraphie

Die bei weitem am häufigsten benutzte Methode der Altersbestimmung von marinen Sedimentkernen ist die sogenannte Sauerstoffisotopenstra-

tigraphie (im folgenden $\delta^{18}\text{O}$ -Methode genannt). Im globalen mittel kommt Sauerstoff mit seinen drei stabilen Isotopen ^{16}O , ^{17}O und ^{18}O mit einer relativen Häufigkeit von 99,76 %, 0,04 % und 0,20 % vor. Auch im Wassermolekül H_2O sollte sich diese Isotopenverteilung des Sauerstoffs wiederfinden lassen. Die relative Verteilung der Sauerstoffisotope wird jedoch durch physikalische (z.B. Verdunstung), chemische (z.B. Kalkausfällung) oder biochemische (z.B. Bildung von Kalkschalen) Prozesse beeinflusst, so dass es zu einer Verschiebung des Verhältnisses von $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$ kommt. Die Änderung dieses Verhältnisses wird im allgemeinen in der Delta-Notation als Abweichung von einem Standardwert (im marinen Bereich meist Standard Mean Ocean Water, SMOW; im kontinentalen Bereich meist Pee-Dee-Belemnite, PDB) in [‰] angegeben.

$$\delta^{18}\text{O} = \frac{\left\{ \left(\frac{^{18}\text{O}}{^{16}\text{O}} \right)_{\text{Probe}} - \left(\frac{^{18}\text{O}}{^{16}\text{O}} \right)_{\text{Standard}} \right\}}{\left(\frac{^{18}\text{O}}{^{16}\text{O}} \right)_{\text{Standard}}} \cdot 1000 \quad (\text{B.1})$$

Bei der Verdunstung von Meerwasser in niederen Breiten werden leichtere Sauerstoffisotope bevorzugt, so dass der entstandene Wasserdampf einen geringeren $\delta^{18}\text{O}$ -Wert als der Ozean besitzt. Bei der Niederschlagsbildung tritt erneut eine Fraktionierung zugunsten der leichteren Isotope im Wasserdampf auf, da das schwere Isotop bevorzugt wieder ausgerechnet wird. Die Niederschläge in mittleren bis hohen Breiten weisen deshalb eine charakteristische isotopische Signatur auf, mit proportional zur der Entfernung der Quelle abnehmenden $\delta^{18}\text{O}$ -Werten (Kontinentaleffekt). Da während der Kaltzeiten ein Großteil des (isotopisch leichten) Niederschlages in Gletschern oder den polaren Eisschilden in Form von Schnee und Eis fixiert wird, kommt es zu einer deutlichen Anreicherung des schweren Sauerstoffisotops (und damit zu hohen $\delta^{18}\text{O}$ -Werten) im glazialen Ozean. Umgekehrt weisen kontinentale Archive (Eiskerne, Gletscher, Devilshole-Karbonate) besonders niedrige glaziale $\delta^{18}\text{O}$ -Werte auf. Als Archiv für die Isotopie des Ozeans in der Vergangenheit wird das $\delta^{18}\text{O}$ Signal von fossilen CaCO_3 -Schalen auf dem Meeresboden lebender (benthischer) Foraminiferen benutzt. Der in die Kalkschalen eingebaute Sauerstoff spiegelt das zu Zeit der Entstehung der Foraminifere vorliegende $\delta^{18}\text{O}$ Verhältnis des Ozeans

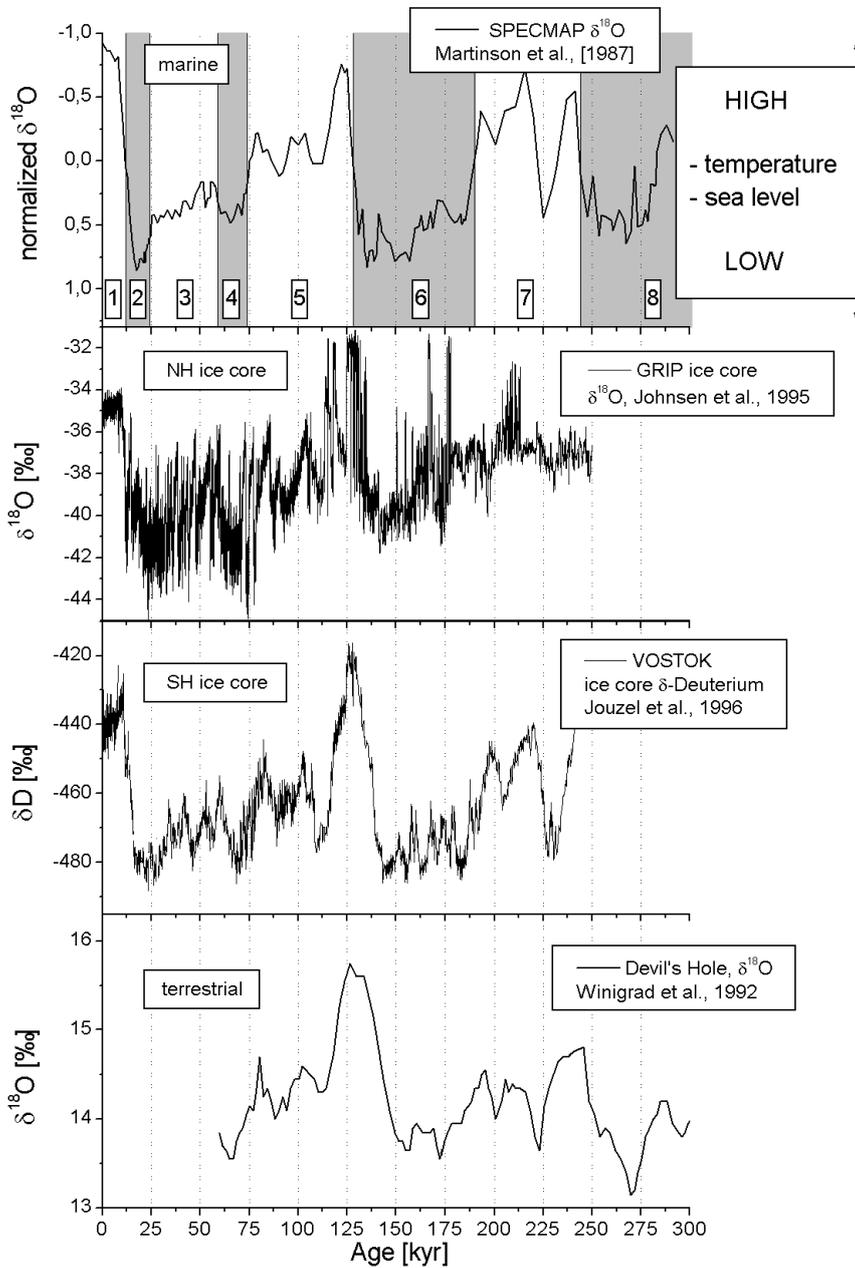


Abbildung B.1: Gezeigt sind verschiedene Sauerstoffisotopenkurven aus marinen und terrestrischen Archiven. Von oben nach unten sind dies: die SPECMAP-Kurve von Martinson et al. [1987], die Sauerstoff-Isotopie am GRIP-Eiskern in Grönland von Johnsen et al. [1997], das Delta Deuterium am VOSTOK-Eiskern aus der Antarktis und ein terrestrisches Sauerstoff-Isotopenprofil von Karbonaten aus Devils Hole, Nevada (USA) Winograd et al. [1992]. Alle diese Kurven werden als globaler Klimaindikator benutzt. Es sind jedoch Abweichungen in den Altersmodellen der Kurven festzustellen (z.B. Beginn von Stadium 5, siehe Text)

wider. Mit Hilfe diesen $\delta^{18}\text{O}$ -Signals in Tiefseesedimenten wurde von Imbrie et al. [1984] und Martinson et al. [1987] eine generalisierte $\delta^{18}\text{O}$ -Kurve erstellt, anhand derer sich Klimastadien (marine isotopic stages, MIS) einteilen lassen (SPECMAP-Chronologie, siehe Abbildung B.1). Nach Emilliani [1955] bezeichnen ungerade Zahlen Warm- und gerade Zahlen Kaltstadien. Danach entspricht das Holozän MIS 1, das letzte Interglazial MIS 5, u.s.w. Unterstufen werden meist mit Buchstaben bezeichnet. Beispielsweise lässt sich MIS 5 nochmals in fünf Unterstadien (a-e) einteilen. Dabei repräsentieren Unterstadien b und d Kaltphasen während des Interglazials 5, das Unterstadium 5e entspricht der dem Holozän klimatisch sehr ähnlichen EEM-Warmzeit. Die besonders große und schnelle Abfall des marinen $\delta^{18}\text{O}$ -Signals bei 12.000 und etwa 130.000 a wird durch das sehr schnelle Abschmelzen der großen glazialen Eismassen verbunden mit einem Meeresspiegel Anstieg von über 100 m erklärt. Die Übergänge MIS 6/5 und MIS 2/1 werden daher als Termination II bzw. Termination I bezeichnet. In Abbildung B.1 ist die SPECMAP-Kurve zusammen mit Isotopendaten von Eiskernen aus der Nord- und Südhemisphäre und den Sauerstoffisotopendaten eines terrestrischen Karbonatprofils dargestellt (Details siehe Bildunterschrift).

Durch den Vergleich der gemessenen $\delta^{18}\text{O}$ -Werte (z.B. von Foraminiferen in Sedimentkernen) mit der in Abbildung B.1 (oben) dargestellten Referenzkurve von Martinson et al. [1987] ist es also möglich Sedimentkerne zu datieren. Wie oben bereits erwähnt, hängt die Unsicherheit der Datierung dabei direkt von der verwendeten Referenzkurve ab. Martinson et al. [1987] geben für ihre Chronologie einen Fehler von 5.000 a an. Es muss jedoch berücksichtigt werden, dass die SPECMAP Chronologie an den berechneten zeitlichen Verlauf der Sonneneinstrahlung bei 65°N aufgrund der Variation der Erdbahnparameter (Milankowich-Theorie, [Milankovich, 1941]) angepasst wurde (orbital tuning). Obwohl im marinen Bereich während der letzten Jahrzehnte nahezu jedes Altersmodell eines Sedimentkerns in die SPECMAP-Zeitskala eingehängt wird, ist die Methode des orbital tuning nicht unumstritten, zumal die SPECMAP-Referenzkurve nur über sechs z.T. ungenau Datierete (unabhängige) Alterspunkte verfügt. So

gibt es kaum noch Zweifel an dem Befund, dass die Termination II nicht mit dem Maximum der 65°N-Einstrahlung bei 126 ka zusammenfällt, sondern dass der Meeresspiegel bereits vor 140 ka anzusteigen beginnt [Henderson und Slowey, 2000]. Aktuelle Ergebnisse von Gallup et al. [2002] und Spoetl et al. [2002], gewonnen an vollkommen unterschiedlichen Archiven, zeigen unabhängig voneinander, dass die Erwärmung vor dem Maximum der Einstrahlung bereits stark fortgeschritten war ($135,8 \pm 0,8$ ka: Meeresspiegel in Barbados bei 80 % des Maximums während MIS 5e; $135 \pm 1,2$ ka: Wachstum von Stalagmiten in den Alpen bei 2500 m). Verschiebungen in ähnlicher Größenordnung (≈ 10 ka), jedoch hin zu jüngeren Altern werden für das Ende von MIS 7 (178 ka anstatt 190 ka) und für die Termination III (240 ka anstatt 245 ka) vorgeschlagen [Robinson et al., 2002]. Diese Abweichungen zu der berechneten Variation der Sonneneinstrahlung lassen zumindest darauf schließen, dass der Beginn einer Eiszeit oder eines Interglazials keine lineare Antwort auf das orbitale forcing darstellt. Aufgrund der variierenden Phasenlage (z.T. Klimasignal vor dem Maximum der Einstrahlung) muss auch die Möglichkeit eines anderen (unbekannten) Auslösers dieser rapiden Klimaänderungen in Betracht gezogen werden.

Trotz der bekannten Unsicherheiten werden, aus Gründen der Vergleichbarkeit, marine Sedimente weiterhin relativ zur SPECMAP-Zeitskala datiert. Auch die in dieser Arbeit vorgestellten Sedimentkern-daten halten sich an diese Konvention. Beim Vergleich mariner mit anderen, unabhängig datierten Archiven ist jedoch Vorsicht geboten, um Fehlinterpretationen zu vermeiden.

Anhang C

Anwendungen von $^{230}\text{Th}_{ex}$ in der Paläoozeanographie

Basierend auf der in Abschnitt 2.2.1 geschilderten Annahme, dass die Deposition von ^{230}Th im Sediment der Produktion aus der darüberliegenden Wassersäule entspricht, ergeben sich zwei wesentliche Anwendungen für die Paläoozeanographie. Zum einen kann $^{230}\text{Th}_{ex}$ dazu benutzt werden zeitlich hochaufgelöste Sedimentationsraten zu berechnen ($^{230}\text{Th}_{ex}$ -constant-flux-model), zum anderen kann mit Hilfe von $^{230}\text{Th}_{ex}$ auf Sedimentumlagerungen korrigiert werden und damit der vertikale Fluss anderer Tracer berechnet werden ($^{230}\text{Th}_{ex}$ -Normierung). Zunächst wird hier kurz auf die Berechnung und Messung von $^{230}\text{Th}_{ex}$ eingegangen.

C.1 Berechnung und Messung von $^{230}\text{Th}_{ex}$

Die Methode zur Berechnung von $^{230}\text{Th}_{ex}$ ist bereits zahlreich beschrieben worden [Ivanovich und Harmon, 1992; Schulz, 1997; Strobl, 1998] und soll daher hier nur sehr kurz behandelt werden. Das im Sediment gemessene ^{230}Th setzt sich zusammen aus dem aus der Wassersäule adsorbierten $^{230}\text{Th}_{excess}$, dem im Trägermaterial bereits vorhandenen $^{230}\text{Th}_{supported}$ und dem durch den Einbau von Uran ins Sediment gelangtem $^{230}\text{Th}_{authigen}$. Die Abschätzung des Anteils von $^{230}\text{Th}_{supported}$ kann aufgrund des von Wedepohl [1995] angegebenen Aktivitätsverhältnis $^{238}\text{U}/^{232}\text{Th} \approx 0,75 \pm 0,2$ abgeschätzt werden. Da das Trägermaterial sehr

alt ist, gilt:

$$^{230}\text{Th}_{supported} = ^{234}\text{U}_{supported} = ^{238}\text{U}_{supported} = 0,75 \cdot ^{232}\text{Th} \quad (\text{C.1})$$

Falls kein authigenes Uran ins Sediment eingebaut wurde, liefern die beiden folgenden Gleichungen dasselbe:

$$^{230}\text{Th}_{excess} = ^{230}\text{Th}_{gesamt} - ^{234}\text{U}_{gesamt} \quad (\text{C.2})$$

$$^{230}\text{Th}_{excess} = ^{230}\text{Th}_{gesamt} - 0,75 \cdot ^{232}\text{Th} \quad (\text{C.3})$$

Stimmen beide Ergebnisse nicht überein, so wurde authigenes Uran eingebaut und kann wie folgt berechnet werden:

$$^{234}\text{U}_{authigen} = ^{234}\text{U}_{gesamt} - 0,75 \cdot ^{232}\text{Th} \quad (\text{C.4})$$

Der Anteil von $^{230}\text{Th}_{authigen}$ kann dann mit folgender Näherungsformel berechnet werden (siehe Ivanovich und Harmon [1992]):

$$^{230}\text{Th}_{authigen} \approx ^{234}\text{U}_{authigen} \cdot (1 - e^{-\lambda_{230}t}) \quad (\text{C.5})$$

Die chemische Aufbereitung der Proben wird nach dem von Ivanovich und Harmon [1992] beschriebenen Verfahren in modifizierter Form durchgeführt. Eine ausführliche Beschreibung des Aufbereitungsverfahrens befindet sich beispielsweise in Siegle [2001]. Es soll daher hier nur darauf verwiesen werden. Die anschließende Messung von ^{230}Th erfolgt mittels Alphaspektroskopie. Mit Hilfe eines selbstentwickelten Programms werden aus den Spektren die Aktivitäten der von ^{232}Th , ^{230}Th , ^{234}U und ^{238}U berechnet. Eine Beschreibung des Aufbaus und der Funktionsweise der alphaspektrometrischen Messung, sowie der Auswertung der α -Spektren befindet sich z.B. in Schulz [1997].

Der zeitliche Anwendungsbereich der $^{230}\text{Th}_{ex}$ -Methode ist durch die Halbwertszeit von ^{230}Th und die Nachweisgrenze der Alphaspektroskopie festgelegt. Als Faustregel kann von einer Anwendbarkeit der Methode im Zeitbereich von 5 Halbwertszeiten, also etwa 350 ka, ausgegangen werden.

C.2 Sedimentumlagerung (focussing/winnowing), Methode der $^{230}\text{Th}_{ex}$ -Normierung

Eine wichtige Größe bei der Lösung paläoozeanographischer Fragestellungen ist die Akkumulationsrate eines Stoffes/Tracers im Sediment. Die Akkumulation eines Stoffes hängt linear mit der Sedimentationsrate des betrachteten Sedimentkerns zusammen. Diese (gesamt) Sedimentationsrate kann jedoch stark von lateralem Sedimenttransport beeinflusst sein. So können bereits an Partikeln adsorbierte Stoffe aktiv mit Meeresströmungen mittransportiert und anderswo deponiert werden. Für die Umverteilung von bereits sedimentierten Material sind meist bodennahe Strömungen verantwortlich, die Sediment in Erosionsgebieten abtransportieren (winnowing) und an anderer Stelle, z.B. an der Leeseite der Strömung, im Überschuss zu dem dort bereits deponierten Sediment ablagern (focusing). Um eine gute zeitliche Auflösung bei der Untersuchung paläoozeanographischer Fragestellungen zu bekommen, werden meist Kerne mit hoher Sediment Akkumulationsrate erbohrt. Diese hohen Akkumulationsraten kommen jedoch nur teilweise durch einen erhöhten vertikalen Partikelfluss zustande, meist übersteigt der laterale Antransport von Sediment die vertikale Rate um ein vielfaches. Beispielsweise zeigen Sedimentkerne aus dem Südatlantik einen zehnfach über der vertikalen Sedimentationsrate gelegenen lateralen Antransport von Sediment [Frank et al., 1999; Frank, 1996; Francois et al., 1993]. Auch der im Anhang E vorgestellte Sedimentkern weist einen focusing-Faktor von etwa 15 auf. Werden diese unkorrigierten Sedimentationsraten zur Berechnung von Depositionsflüssen paläoozeanographischer Tracer verwendet, führt dies zu einer groben Überschätzung der Deposition des betrachteten Tracers und unweigerlich zu einer Fehlinterpretation der paläoozeanographischen Situation an dieser Stelle.

Die Methode der $^{230}\text{Th}_{ex}$ -Normierung liefert ein wichtiges Werkzeug zur Quantifizierung von Sedimentumlagerungen und der Vermeidung von paläoozeanographischen Fehlinterpretationen. Wie in Abschnitt 2.2.1 beschrieben beträgt die Depositionsflussdichte von ^{230}Th aus der

Produktion in der Wassersäule $F_p = 2,63 \text{ dpm/cm}^2 \cdot \text{ka}$ pro 1000 m Wassertiefe. Aus den gemessenen Konzentrationen von ^{230}Th im Sediment lässt sich mit Hilfe der Sedimentationsrate und der Trockenraumdichte des Sediments der tatsächlich akkumulierte Depositionsfluss von ^{230}Th (F_a) berechnen. Unter der Annahme, dass gelöstes ^{230}Th im Ozean keinem oder nur geringem lateralen Transport in der Wassersäule unterliegt, deutet ein F_a/F_p -Verhältnis ungleich eins auf Sediment focusing ($F_a/F_p > 1$) bzw. winnowing ($F_a/F_p < 1$) hin. Mit Hilfe der $^{230}\text{Th}_{ex}$ -Normierung ist es möglich eine um Sedimentumlagerungen korrigierte, vertikale Akkumulationsrate (*rain rate*) anzugeben:

$$F_{vi} = F_{ai} \cdot \frac{1}{(F_a/F_p)_{Th}} = C_i \cdot \frac{\beta \cdot z}{^{230}\text{Th}_{ex}^0} \quad . \quad (\text{C.6})$$

mit:

F_{vi} : vertikale Depositionsflussdichte eines Stoffes i (rain rate)

F_{ai} : akkumulierte (gesamt) Depositionsflussdichte eines Stoffes i

$(F_a/F_p)_{Th}$: sogenannter *Focusing-Faktor*, siehe Text

C_i : gemessene Konzentration des Stoffes i

$^{230}\text{Th}_{ex}^0$: gemessene, zerfallskorrigierte Konzentration von $^{230}\text{Th}_{ex}$

β : Produktionsrate von ^{230}Th in der Wassersäule

z : Wassertiefe in Kilometer

Aus der Annahme eines konstanten ^{230}Th -Flusses ergeben sich weitere Anwendungsmöglichkeiten wie etwa die Berechnung zeitlich hochaufgelöster Sedimentationsraten zwischen zwei unabhängig bestimmten Zeitmarken, z.B. die Grenzen mariner Isotopenstadien aus der $\delta^{18}\text{O}$ -Stratigraphie. Auf diese Anwendung soll in den folgenden Abschnitten eingegangen werden.

C.3 Berechnung von Sedimentationsraten

Der radioaktive Zerfall des Radionuklids ^{230}Th kann, falls keine andere (genauere) Datierungsmöglichkeit besteht, dazu benutzt werden,

ein grobes Altersmodell eines Sedimentkerns zu erstellen. Falls ein unabhängiges Altersmodell existiert (z.B. eine $\delta^{18}\text{O}$ -Stratigraphie), kann die zeitliche Auflösung des bestehenden Altersmodells (z.B. zwischen zwei Isotopenstadien-Grenzen) mit Hilfe eines $^{230}\text{Th}_{ex}$ -constant-flux Modells wesentlich verbessert werden. Dadurch bietet sich ebenfalls die Möglichkeit zeitlich hochaufgelöste, vertikale Sedimentakkumulationsraten (rain rates) zu berechnen.

C.3.1 Benutzung des radioaktiven Zerfalls

Eine einfache, aber i.a. auch ungenaue Methode zur Bestimmung der Sedimentationsrate eines Sedimentkerns, ist die Verwendung des radioaktiven Zerfalls eines Radionuklids. Nach dem Gesetz für den radioaktiven Zerfall ändert sich die Aktivität von z.B. ^{230}Th nach:

$$A(t) = A_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t}. \quad (\text{C.7})$$

Mit:

λ : Zerfallskonstante [$1/\text{ka}$]

t : Zeit [ka]

$A(t), A_0$: Aktivität zum Zeitpunkt t bzw. $t = 0$.

Unter der Annahme eines konstanten Flusses von ^{230}Th ins Sediment und einer konstanten Sedimentationsrate $S = x/t$, mit x als Kerntiefe, ergibt sich nach Logarithmierung:

$$\ln \frac{A(t)}{A_0} = -\frac{\lambda}{S} \cdot x. \quad (\text{C.8})$$

Bei logarithmischer Auftragung ergibt sich aus der Steigung (m) der Geraden eine mittlere, über den gesamten Zeitbereich konstante Sedimentationsrate:

$$S = -\frac{\lambda}{m}. \quad (\text{C.9})$$

Werden die logarithmisch gegen die Tiefe aufgetragenen, gemessenen $^{230}\text{Th}_{ex}$ -Aktivitäten linear gefittet, so kann mit Gleichung C.9 völlig unabhängig ein Altersmodell erstellt werden. Da jedoch nicht davon

auszugehen ist, dass die oben gemachten Annahmen einer konstanten Sedimentationsrate und eines konstanten ^{230}Th -Flusses während der ganzen Zeit (letzten 300 ka) erfüllt waren, ist diese Methode der Bestimmung von Altern und Sedimentationsraten eher als grobe Abschätzung zu sehen und sollte nur angewendet werden, falls keine andere Datierungsmöglichkeit besteht.

C.3.2 $^{230}\text{Th}_{ex}$ -constant flux model

Falls bereits ein Altersmodell z.B. aus einer $\delta^{18}\text{O}$ -Stratigraphie existiert, kann ein $^{230}\text{Th}_{ex}$ -Modell dazu benutzt werden, die zeitliche Auflösung des Altersmodells wesentlich zu verbessern und damit hochaufgelöste vertikale Sediment-Akkumulationsraten zu berechnen. Dabei ist es Möglich zu jeder ^{230}Th -Probe ein Alter und dementsprechend eine Sedimentationsrate zu berechnen. Falls der Probenabstand nicht zu groß gewählt wurde, bleiben die durch die Interpolation der ^{230}Th -Konzentrationen entstandenen Fehler gering. Ausgangspunkt ist die Gleichung zur Berechnung der Depositionsflussdichte:

$$F_a = ^{230}\text{Th}_{ex} \cdot S \cdot \rho_{db}. \quad (\text{C.10})$$

Wobei $^{230}\text{Th}_{ex}$ die Thoriumkonzentration in der Tiefe x im Sediment, ρ_{db} die Trockenraumdichte (dry bulk density) an dieser Stelle und S die Sedimentationsrate darstellt.

Ist die ^{230}Th -Depositionsrate F_a bekannt, z.B. als mittlere Flussdichte zwischen zwei Isotopenstadiengrenzen, so kann mit $S = \Delta x / \Delta t$ für die oberste Probe mit guter Näherung ein Alter berechnet werden:

$$t_1 = \frac{^{230}\text{Th}_{ex}(x_1) \cdot \rho_{db}(x_1) \cdot x_1}{F_a} \quad (\text{C.11})$$

Dabei wird angenommen, dass die $^{230}\text{Th}_{ex}$ -Konzentration der obersten Probe aufgrund ihres jungen Alters nicht zerfallskorrigiert werden muss. Falls die oberste Probe jünger als 3000 a ist, liegt der dabei gemachte Fehler unter 3 %. Das Alter der darunterliegenden Proben kann dann iterativ berechnet werden:

$$t_i = \frac{^{230}\text{Th}_{ex}(x_i) \cdot \rho_{db}(x_i) \cdot x_i}{F_a} \cdot e^{\lambda \cdot t_{i-1}} + t_{i-1} \quad (\text{C.12})$$

Dabei wird die an der Stelle x_i gemessene $^{230}\text{Th}_{ex}$ -Konzentration mit dem an der Stelle x_{i-1} berechneten Alter zerfallskorrigiert. Die Massen-Akkumulationsrate (MAR) zwischen zwei Proben berechnet sich dann aus:

$$(MAR)_i = \frac{x_i - x_{i-1}}{t_i - t_{i-1}} \cdot \rho_{db_i} \quad [\text{g}/\text{cm}^2 \cdot \text{ka}] \quad (\text{C.13})$$

Die so berechnete MAR kann zusätzlich auf Sedimentumlagerungen korrigiert werden (siehe Abschnitt C.2) indem durch das $(F_a/F_p)_{Th}$ -Verhältnis der Probe (i) geteilt wird. Die vertikale Massen-Akkumulationsrate (vMAR) ergibt sich zu:

$$(vMAR)_i = \frac{\Delta x_{[i \dots i-1]}}{\Delta t_{[i \dots i-1]}} \cdot \rho_{db_i} \cdot \left(\frac{F_p}{F_a}\right)_i \Leftrightarrow S_i \cdot \frac{\rho_{db_i} \cdot \beta \cdot z}{^{230}\text{Th}_{ex}^0 \cdot S_i \cdot \rho_{db_i}} \quad (\text{C.14})$$

$$\Rightarrow (vMAR)_i = \frac{\beta \cdot z}{^{230}\text{Th}_{ex}^0} \quad [\text{g}/\text{cm}^2 \cdot \text{ka}] \quad (\text{C.15})$$

Die Bezeichnung der Variablen entspricht der von Gleichung C.6. Die vMAR kann damit alleine aus der $^{230}\text{Th}_{ex}^0$ Konzentration, der Wassertiefe und der bekannten Produktionsrate von ^{230}Th in der Wassersäule berechnet werden.

Anhang D

Multiboxmodell Anhänge

D.1 Mathematische Beschreibung

D.1.1 Eingabeparameter

Die Boxen bilden im Programm eine 13 X 3-Matrix. Jede Box ist charakterisiert durch ihr Volumen und ihre Tiefe, welche im Programmcode festgelegt sind. Die Tiefen der Oberflächen- bzw. NADW-Boxen betragen 1000 bzw. 2000 m, für die AABW-Boxen wird eine mittlere Tiefe verwendet. Diese berechnet sich für jede Box als Mittelwert der Tiefen aller Punkte, die tiefer als 3000 m liegen minus 3000 m. Zerfallskoeffizienten und Produktionsraten (siehe auch Abschnitte 2.2.1 und 2.1.2) der Radionuklide sind ebenfalls im Programmcode festgelegt. Sie werden als räumlich und zeitlich konstant angenommen.

In einer Eingabemaske sind nach Programmstart folgende Eingaben möglich:

- Horizontaler Wasseraustausch $Fluss_{j,k,l}$ (z. B. Strömungen, turbulente Durchmischung) zwischen beliebigen Boxen j und k, beide in der Tiefe l. Wasseraustausch ist zwar nur dann sinnvoll, wenn die beteiligten Boxen aneinander grenzen. Die Möglichkeit, beliebige Boxen miteinander zu vernetzen ermöglicht es allerdings, die Aufteilung der Boxen zu ändern, oder auch das Modell auf beliebige andere Gebiete anzuwenden, falls dies in Zukunft interessant werden sollte. Dabei müssten dann nur die Boxvolumina und -tiefen abgeändert werden. Grenzen Boxen nicht aneinander,

so ist der jeweilige $Fluss_{j,k,l}$ gleich null gesetzt.

- Vertikaler Wasseraustausch $Fluss_{k,l}^{up}$ bzw. $Fluss_{k,l}^{down}$ aus der Box k in der Tiefe l auf- bzw. abwärts zur Simulation von Upwelling und Tiefenwasserproduktion. $Fluss_{k,1}^{up}$ und $Fluss_{k,3}^{down}$ sind per Definition gleich null.
- Verweilzeiten τ der Radionuklide in jeder einzelnen Box.
- Die Laufzeit des Programmes T .
- Die Schrittweite dt (in dieser Arbeit immer ein Jahr).
- Eine Zeit, nach der neue Parameter eingelesen werden können. Ist diese Funktion aktiviert, lädt das Modell nach der eingestellten Zeit einen neuen Satz von Verweilzeiten und Austauschkoefizienten. So ist es prinzipiell möglich, z. B. Übergänge von Eiszeit zu Warmzeit, Veränderungen der Zirkulation o.ä. zu simulieren.

D.1.2 Berechnungen

Mit den im vorigen Abschnitt beschriebenen Parametern wird für jede Box das Inventar an ^{230}Th und ^{10}Be berechnet, d.h. die Anzahl Atomen des jeweiligen Radionuklids, die sich in der Box befinden. Aus diesen Inventaren werden dann Flussdichten ins Sediment berechnet und mit den Produktionsflussdichten verglichen:

Zuerst wird aus dem Boxvolumen V und der Höhe der Box h die Fläche A einer Box k in der Tiefe l definiert als:

$$A_{k,l} = \frac{V_{k,l}}{h_{k,l}}. \quad (\text{D.1})$$

Der horizontale Austauschkoefizient, der einen Fluss aus Box j in Box k charakterisiert, wobei beide Boxen in der Tiefe l liegen ist definiert als:

$$AK_{j,k,l} = \frac{Fluss_{j,k,l}}{V_{j,l}}, \quad (\text{D.2})$$

wobei *Fluss* die Stärke des Flusses in Sverdrup (Sv) angibt ($1\text{Sv}=10^6 \frac{\text{m}^3}{\text{s}}$). Die Einheit der Austauschkoefizienten ist $[1/a]$. Vertikale Austauschkoefizienten aus Box $[k,l]$ in die darüber- bzw darunterliegende Box werden analog berechnet und mit $AK_{k,l}^{up}$ und $AK_{k,l}^{down}$ bezeichnet.

Beim Programmstart werden für alle Boxen die Inventare an ^{230}Th und ^{10}Be (I^{Th} und I^{Be}) und die entsprechenden Inventaränderung (dI) gleich null gesetzt. Das Inventar von ^{230}Th wird in [dpm] berechnet, das von ^{10}Be in [Atomen]. Dann werden für $t < T$ die Inventare nach Gl. D.3 berechnet. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wird im Folgenden auf die oberen Indizes Th und Be verzichtet, da die Berechnungen in weiten Teilen analog verlaufen. An Stellen, an denen dies nicht der Fall ist, wird dies ausdrücklich erwähnt und die Indizes verwendet. Das Inventar einer Box $[k,l]$ zur Zeit $(t+1)$ wird berechnet zu:

$$I_{k,l}(t+1) = I_{k,l}(t) + dI_{k,l}(t) \quad (\text{D.3})$$

mit

$$\begin{aligned} dI_{k,l}(t) &= \left[P_{k,l} - Z_{k,l}(t) + T_{k,l}(t) + Tv_{k,l}(t) - S_{k,l}(t) \right] \cdot dt && \text{für } l = 1 \\ dI_{k,l}(t) &= \left[P_{k,l} - Z_{k,l}(t) + T_{k,l}(t) + Tv_{k,l}(t) - S_{k,l}(t) + S_{k,(l-1)}(t) \frac{A_{k,(l-1)}}{A_{k,l}} \right] \cdot dt && \text{für } l = 2,3. \end{aligned} \quad (\text{D.4})$$

Die Bedeutung der einzelnen Variablen erschließt sich aus den folgenden Gleichungen: $P_{k,l}$ bezeichnet die Produktion des betreffenden Nuklids nach

$$\begin{aligned} P_{k,l}^{Th} &= 2,63 \cdot 10^{-8} \cdot \frac{\text{dpm}}{\text{cm}^3} \cdot V_{k,l}, \\ P_{k,1}^{Be} &= 1,2 \cdot 10^6 \cdot \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2} \cdot A_{k,l}, & P_{k,2}^{Be}(t) &= P_{k,3}^{Be}(t) = 0[\text{Atome}]. \end{aligned} \quad (\text{D.5})$$

$Z_{k,l}$ ist der radioaktiven Zerfall des Nuklids nach

$$\begin{aligned} Z_{k,l}^{Th}(t) &= 9,22 \cdot 10^{-6} \frac{1}{a} \cdot I_{k,l}^{Th}(t), \\ Z_{k,l}^{Be}(t) &= 4,60 \cdot 10^{-7} \frac{1}{a} \cdot I_{k,l}^{Be}(t). \end{aligned} \quad (\text{D.6})$$

$T_{k,l}$ bezeichnet den horizontalen Transport:

$$T_{k,l}(t) = \sum_{j,j \neq k} AK_{j,k,l} \cdot I_{j,l}(t) - AK_{k,j,l} \cdot I_{k,l}(t), \quad (\text{D.7})$$

$Tv_{k,l}$ den vertikalen Transport:

$$\begin{aligned}
Tv_{k,1}(t) &= AK_{k,2}^{up} \cdot I_{k,2}(t) & - & AK_{k,1}^{down} \cdot I_{k,1}(t) \\
Tv_{k,2}(t) &= AK_{k,3}^{up} \cdot I_{k,3}(t) + AK_{k,1}^{down} \cdot I_{k,1}(t) & - & (AK_{k,2}^{down} + AK_{k,2}^{up}) \cdot I_{k,2}(t) \\
Tv_{k,3}(t) &= AK_{k,2}^{down} \cdot I_{k,2}(t) & - & AK_{k,3}^{up} \cdot I_{k,3}(t).
\end{aligned} \tag{D.8}$$

$S_{k,l}$ schließlich bezeichnet den Scavengingprozess

$$S_{k,l}(t) = I_{k,l}(t)/\tau_{k,l}, \tag{D.9}$$

der den einzigen Unterschied zwischen den beiden Gleichungen D.4 darstellt: Scavenging stellt für die Oberflächenboxen nur eine Senke dar, für die darunterliegenden Boxen ist es aber auch eine Quelle, da von oben Partikel eingetragen werden.

Aus den nach Gl. D.3 berechneten Inventaren werden die Flussdichten der Radionuklide aus den Boxen berechnet zu:

$$Fi_{k,l}(t) = \frac{S_{k,l}(t)}{A_{k,l}}. \tag{D.10}$$

Außerdem werden die Produktionsflussdichten berechnet zu:

$$Fp_{k,l}(t) = \sum_{x=1}^l \frac{P_{k,x}}{A_{k,x}}. \tag{D.11}$$

Das in Gl. D.10 berechnete Fi entspricht für die unterste Box die in Abschnitt 4.2 definierte akkumulierten Flussdichte ins Sediment dar (Fa) dar.

D.2 Holozäner Parametersatz

In diesem Abschnitt sind die für den Holozänen Modelldurchlauf verwendeten Verweilzeiten und die Zirkulation in den einzelnen Ebenen dargestellt.

D.2.1 Verweilzeiten

Verweilzeit in Box [a]	Th total	Th 0-1000m	Th 1000-3000m	Th unter 3000m
Äquator	15	1,9	7,5	4,7
Rand Ost	10	1,3	5,0	2,8
Südostatlantik	30	3,8	15,0	11,5
Südwestatlantik	30	3,8	15,0	11,8
Rand West	20	2,5	10,0	5,0
SAZ	30	3,8	15,0	12,2
PFZ	15	1,9	7,5	6,0
AAZ	30	3,8	15,0	9,1
Weddellsee	69	8,6	34,5	25,8
Nordatlantik	30	3,8	15,0	10,0
Indischer Ozean	30	3,8	15,0	10,1
Pazifischer Ozean	30	3,8	15,0	12,3
ACC	30	3,8	15,0	10,0

Verweilzeit in Box [a]	Be total	Be 0-1000m	Be 1000-3000m	Be unter 3000m
Äquator	150	18,8	75,0	47,3
Rand Ost	100	12,5	50,0	27,9
Südostatlantik	800	100,0	400,0	307,5
Südwestatlantik	800	100,0	400,0	313,4
Rand West	200	25,0	100,0	49,7
SAZ	300	37,5	150,0	122,5
PFZ	150	18,8	75,0	60,4
AAZ	300	37,5	150,0	90,7
Weddellsee	1600	200,0	800,0	597,6
Nordatlantik	800	100,0	400,0	267,6
Indischer Ozean	800	100,0	400,0	268,8
Pazifischer Ozean	800	100,0	400,0	327,8
ACC	300	37,5	150,0	99,6

Tabelle D.1: Verweilzeiten von ^{230}Th und ^{10}Be für alle 13 Boxen und 3 Tiefen

D.3 Glaziale Parametersätze

D.3.1 Verweilzeiten

Im Folgenden sind die in den G2- bis G4-Runs verwendeten Verweilzeiten in den einzelnen Boxen aufgelistet. Die Verweilzeiten des G1-Run entsprechen denen im Holozän.

G2-Run

Verweilzeit in Box [a]	Th total	Th 0-1000m	Th 1000-3000m	Th unter 3000m
Äquator	8	1	3,8	2,4
Rand Ost	5	1	2,5	1,4
Südostatlantik	15	1,9	7,5	5,8
Südwestatlantik	15	1,9	7,5	5,9
Rand West	10	1,3	5,0	2,5
SAZ	15	1,9	7,5	6,1
PFZ	8	1	3,8	3,0
AAZ	15	1,9	7,5	4,5
Weddellsee	35	4,3	17,3	12,9
Nordatlantik	15	1,9	7,5	5,0
Indischer Ozean	15	1,9	7,5	5,0
Pazifischer Ozean	15	1,9	7,5	6,1
ACC	15	1,9	7,5	5,0

Verweilzeit in Box [a]	Be total	Be 0-1000m	Be 1000-3000m	Be unter 3000m
Äquator	75	9,4	37,5	23,6
Rand Ost	50	6,3	25,0	14,0
Südostatlantik	400	50,0	200,0	153,8
Südwestatlantik	400	50,0	200,0	156,7
Rand West	100	12,5	50,0	24,9
SAZ	150	18,8	75,0	61,2
PFZ	75	9,4	37,5	30,2
AAZ	150	18,8	75,0	45,3
Weddellsee	800	100,0	400,0	298,8
Nordatlantik	400	50,0	200,0	133,8
Indischer Ozean	400	50,0	200,0	134,4
Pazifischer Ozean	400	50,0	200,0	163,9
ACC	150	18,8	75,0	49,8

Tabelle D.2: Verweilzeiten von ^{230}Th und ^{10}Be in den einzelnen Boxen für den G2-Run

Verweilzeit in Box [a]	Th total	Th 0-1000m	Th 1000-3000m	Th unter 3000m
Äquator	8	1	3,8	2,4
Rand Ost	5	1	2,5	1,4
Südostatlantik	30	3,8	15,0	11,5
Südwestatlantik	30	3,8	15,0	11,8
Rand West	10	1,3	5,0	2,5
SAZ	15	1,9	7,5	6,1
PFZ	8	1	3,8	3,0
AAZ	30	3,8	15,0	9,1
Weddellsee	69	8,6	34,5	25,8
Nordatlantik	30	3,8	15,0	10,0
Indischer Ozean	30	3,8	15,0	10,1
Pazifischer Ozean	30	3,8	15,0	12,3
ACC	30	3,8	15,0	10,0

Verweilzeit in Box [a]	Be total	Be 0-1000m	Be 1000-3000m	Be unter 3000m
Äquator	75	9,4	37,5	23,6
Rand Ost	50	6,3	25,0	14,0
Südostatlantik	800	100,0	400,0	307,5
Südwestatlantik	800	100,0	400,0	313,4
Rand West	100	12,5	50,0	24,9
SAZ	150	18,8	75,0	61,2
PFZ	75	9,4	37,5	30,2
AAZ	300	37,5	150,0	90,7
Weddellsee	1600	200,0	800,0	597,6
Nordatlantik	800	100,0	400,0	267,6
Indischer Ozean	800	100,0	400,0	268,8
Pazifischer Ozean	800	100,0	400,0	327,8
ACC	300	37,5	150,0	99,6

Tabelle D.3: Verweilzeiten von ^{230}Th und ^{10}Be in den einzelnen Boxen für den G3-Run

G3-Run

Verweilzeit in Box [a]	Th total	Th 0-1000m	Th 1000-3000m	Th unter 3000m
Äquator	8	1	3,8	2,4
Rand Ost	10	1,3	5,0	2,8
Südostatlantik	30	3,8	15,0	11,5
Südwestatlantik	30	3,8	15,0	11,8
Rand West	20	2,5	10,0	5,0
SAZ	15	1,9	7,5	6,1
PFZ	8	1	3,8	3,0
AAZ	30	3,8	15,0	9,1
Weddellsee	69	8,6	34,5	25,8
Nordatlantik	30	3,8	15,0	10,0
Indischer Ozean	30	3,8	15,0	10,1
Pazifischer Ozean	30	3,8	15,0	12,3
ACC	30	3,8	15,0	10,0

Verweilzeit in Box [a]	Be total	Be 0-1000m	Be 1000-3000m	Be unter 3000m
Äquator	75	9,4	37,5	23,6
Rand Ost	100	12,5	50,0	27,9
Südostatlantik	800	100,0	400,0	307,5
Südwestatlantik	800	100,0	400,0	313,4
Rand West	200	25,0	100,0	49,7
SAZ	150	18,8	75,0	61,2
PFZ	75	9,4	37,5	30,2
AAZ	300	37,5	150,0	90,7
Weddellsee	1600	200,0	800,0	597,6
Nordatlantik	800	100,0	400,0	267,6
Indischer Ozean	800	100,0	400,0	268,8
Pazifischer Ozean	800	100,0	400,0	327,8
ACC	300	37,5	150,0	99,6

Tabelle D.4: Verweilzeiten von ^{230}Th und ^{10}Be in den einzelnen Boxen für den G4-Run

G4-Run

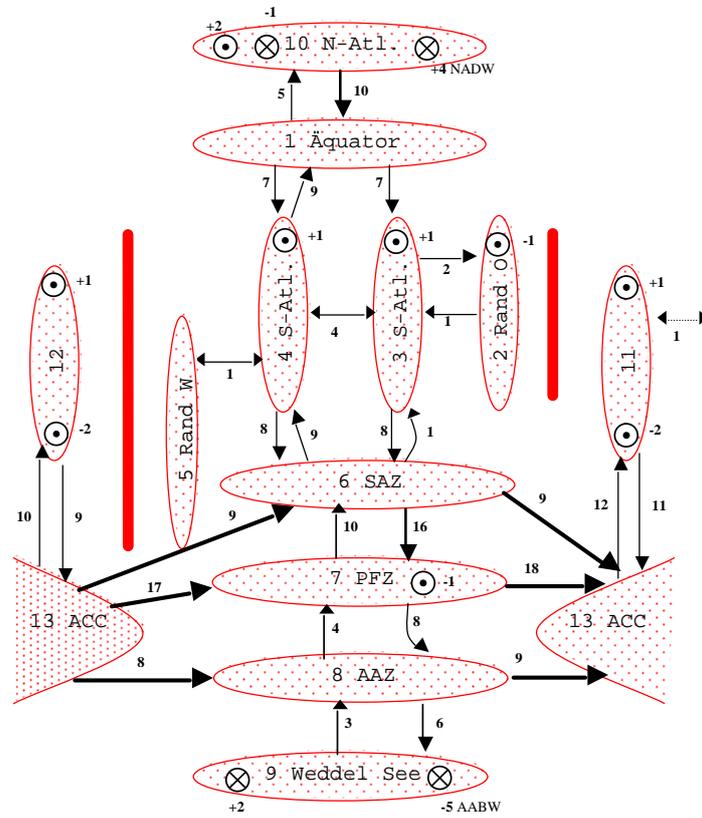


Abbildung D.5: Angenommene glaziale Zirkulation in den NADW-Boxen.

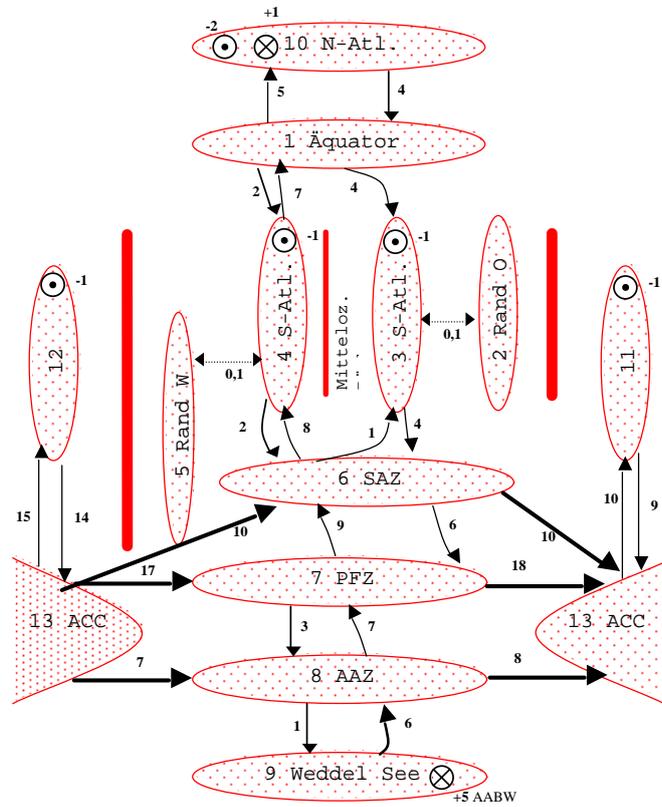


Abbildung D.6: Angenommene glaziale Zirkulation in den AABW-Boxen.

Anhang E

Zeitlich hochaufgelöste ^{10}Be -Daten aus dem Südatlantik (ODP Leg 177 Site 1089 Hole B

Im Rahmen dieser Arbeit wurde am Kern 1089B des ODP Leg 177 zahlreiche ^{10}Be - und ^{230}Th -Messungen durchgeführt. Die Site 1089 liegt im südlichen Cape-Becken an der nördlichen Flanke des Agulhas-Rückens (Abbildung E.1). Dieses Gebiet befindet sich südlich der heutigen Lage der Subtropischen Front die die nördliche Grenze des ACCs darstellt. Aufgrund seiner Lage in einer sogenannten *drift deposit* [Gersonde et al., 1999] (das Sediment wird von bodennahen Strömungen antransportiert) zeigt Kern 1089B eine während der letzten etwa 600.000 a kontinuierlich hohe Sedimentationsrate von über 15 cm/ka (siehe Abbildung E.2). Dieser Kern eignet sich daher sehr gut für zeitlich hochaufgelöste Radionuklidmessungen.

Da bis zum gegenwärtigen Zeitpunkt kein publiziertes Altersmodell der Site 1089 vorliegt wurden die Daten nicht zur Rekonstruktion der Erdmagnetfeldstärke in Kapitel 5 verwendet. Die Darstellung der Daten von Kern 1089B beschränkt sich in diesem Abschnitt daher meist auf die Angabe mittlerer Werte für ein Isotopenstadium. Aufgrund der hohen Sedimentationsrate dieses Kerns, können die ^{10}Be -Daten in Zukunft sicherlich dazu beitragen die zeitliche Auflösung der bisher vorlie-

genden ^{10}Be -basierenden Erdmagnetfeldrekonstruktionen wesentlich zu verbessern. In Abbildung E.2 sind verschiedene Vorschläge für ein Al-

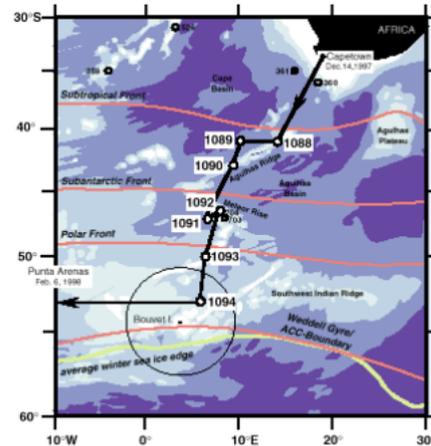


Abbildung E.1: Lage der Sedi-
mentkerne des ODP Leg 177. Im
Rahmen dieser Arbeit wurden ^{10}Be -
und ^{230}Th -Messungen am Kern B
der Site 1089 durchgeführt.

tersmodell der Kerne der Site 1089 dargestellt. Bis auf den Abschnitt zwischen etwa 2 und 10 mcd (siehe Einsatz in Abbildung E.2) weisen die Altersmodelle eine gute Übereinstimmung auf. Da die Daten von Hodell [pers. Mitteilung] nach eigenen Aussagen noch wesentlichen Veränderungen unterliegen können, wird im weiteren Verlauf das von Stoner [pers. Mitteilung] vorgeschlagene Altersmodell benutzt. Dieses Altersmodell wurde bereits von Stoner et al. [2002] bei der Erstellung des South Atlantic Paleointensity Stack (SAPIS) für die Site 1089 verwendet.

E.1 F_a/F_p - ^{230}Th , ^{10}Be -SCF

Der obere Teil der Abbildung E.3 zeigt die über das jeweilige Isotopenstadium gemittelten F_a/F_p -Werte von $^{230}\text{Th}_{ex}$. Es ist zu erkennen, dass der Depositionsfluss von $^{230}\text{Th}_{ex}$ konstant etwa fünfzehnfach produktionsüberschreitend ist. Das bedeutet, dass während der letzten etwa 300.000 a (bis auf das Holozän, da das oberste Stück des Kerns fehlt) etwa fünfzehn mal mehr Sediment lateral antransportiert wurde als vertikal aus durch die Wassersäule sinkenden Partikeln an diese Stelle gelangte. Diese Beobachtung ist in Übereinstimmung mit der Lage des

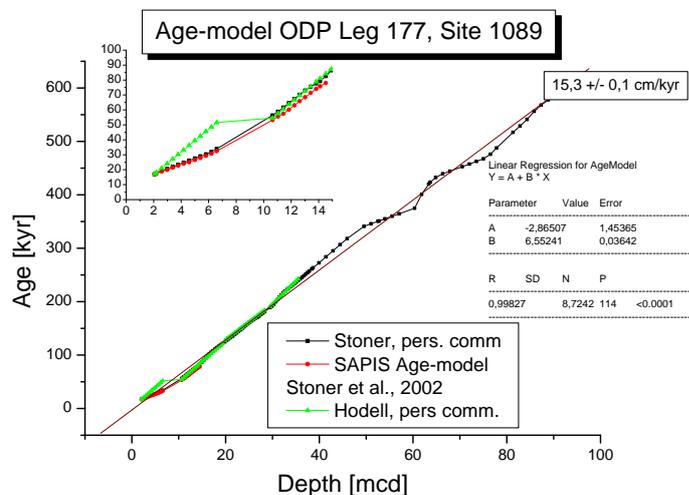


Abbildung E.2: Vorgeslagene Altersmodelle für die Kerne der Site 1089. Bei jeder Site werden mehrere nahe beieinanderliegende Kerne erbohrt, für die dann eine gemeinsame Tiefenskala (meters composite depths, mcd) erstellt wird. Die hier dargestellten Altersmodelle gelten für alle Kerne der Site 1089 und beziehen sich auf die mcd-Tiefenskala

Kerns in einer drift deposit (siehe oben).

Auch die F_A/F_P -Werte von ^{10}Be zeigen eine deutliche Produktionsüberschreitung des Depositionsflusses an. Die Werte liegen etwas über denen von ^{230}Th , was auf einen zusätzlichen ^{10}Be -Import durch boundary scavenging hindeuten kann. Im Multiboxmodell (Kapitel 4) ist dieser Kern aufgrund seiner geographischen Lage bei etwa 41°S der Subantarktischen Box zuzuordnen. Er befindet sich jedoch deutlich weiter nördlich als Kern PS 2082 und könnte daher weniger von der Hochproduktivitätszone beeinflusst sein. Die Situation könnte daher hier ähnlich wie bei Kern Geo B1523 sein (Abschnitt 4.2.4). Dieser Kern stellte einen Übergangsbereich zwischen offenen Ozean und Hochproduktivitätsgebiet dar und war nur sehr wenig von boundary scavenging von ^{10}Be beeinflusst. Die berechneten ^{10}Be -SCF (blaue Linie in Abbildung E.4) scheinen dies zu bestätigen. Entsprechend der Ergebnisse des Multiboxmodells (siehe Abbildung 4.9) für die SAZ sind in dieser Box ^{10}Be -SCF von $1,8 \pm 0,1$ zu erwarten. Dieser Wert wird am

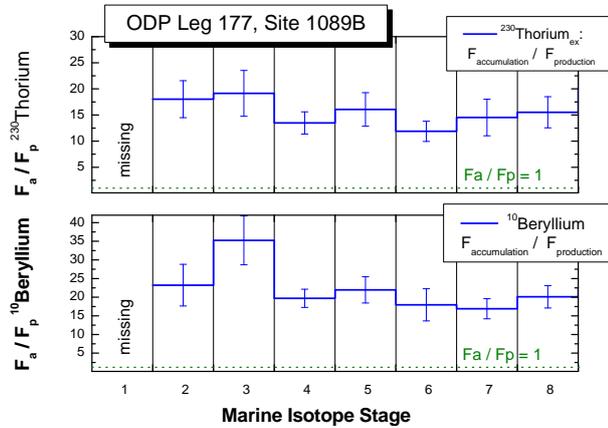


Abbildung E.3: Über das jeweilige Isotopenstadium gemittelte F_a/F_p -Werte von ^{230}Th (oben) und ^{10}Be (unten). Die Werte zeigen deutlich produktionsüberschreitende Depositionsflüsse an. Für das Holozän liegen keine Daten vor.

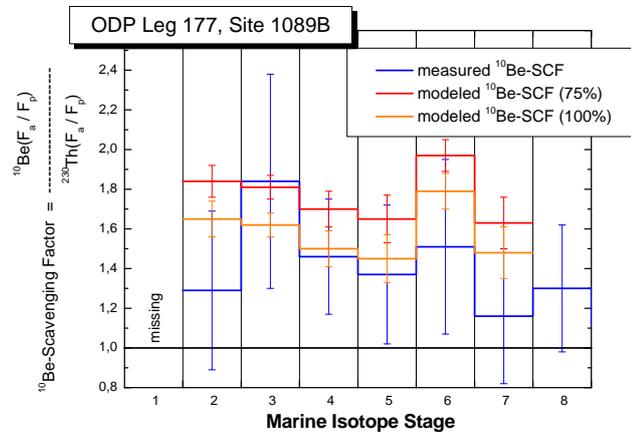


Abbildung E.4: Aus den Daten in Abbildung E.3 berechnete ^{10}Be -SCF (blaue Kurve). Zusätzlich sind die aus den vertikalen rain rates des Kerns berechneten ^{10}Be -SCF eingetragen. Entsprechend des in Abschnitt 5.1 beschriebenen Verfahrens wurde zunächst 75 % des Minimums der vertikalen rain rate von Kern 1089B als rain rate des offenen Ozeans verwendet (rote Kurve). Zusätzlich wurden die ^{10}Be -SCF unter der Annahme von 100 % des Minimums als offener Ozean Wert berechnet (orangefarbene Kurve).

Kern 1089B aber nur im MIS 3 erreicht. In der übrigen Zeit sind die ^{10}Be -SCF wesentlich kleiner (im Mittel etwa bei 1,3). Auch Werte von eins (kein boundary scavenging von ^{10}Be) wären teilweise innerhalb der Fehlergrenzen erlaubt. Es ist daher möglich, dass dieser Kern nur sehr wenig von boundary scavenging beeinflusst ist. Dennoch wurde das in Abschnitt 5.1 beschriebene (boundary scavenging) Korrekturverfahren auf diesen Kern angewendet. Dafür wurden zunächst die vertikale rain rate aus den $^{230}\text{Th}_{ex}$ -Daten von Kern 1089B berechnet (siehe Abbildung E.5), um damit die ^{10}Be -SCF zu modellieren. Aufgrund der Lage des Kerns wurde, ähnlich wie bei Kern Geo B1523 (siehe Abschnitt 5.1), 100 % des Minimums der vertikalen rain rate von Kern 1089B als Wert für den offenen Ozean benutzt. Die berechneten ^{10}Be -SCF sind in Abbildung E.5 eingetragen. Zusätzlich wurden die ^{10}Be -SCF unter der Verwendung von 75 % der minimalen rain rate des Kerns berechnet (nicht in Abbildung E.5 dargestellt). Die Ergebnisse sind, gemittelt über das jeweilige Isotopenstadium, in Abbildung E.4 als rote bzw. orangefarbene Kurven dargestellt. Ein Vergleich der ^{10}Be -SCF zeigt, dass (mit Ausnahme des Stadiums 3) die modellierten ^{10}Be -SCF die gemessenen Werte überschätzen. Dies bestätigt die oben beschriebene Annahme, dass Kern 1089B nur sehr wenig von boundary scavenging beeinflusst ist. Das ^{230}Th -normierte sowie das boundary scavenging korrigierte ^{10}Be -Profile sind in Abbildung E.5 unten gezeigt. Es ist zu erkennen, dass die korrigierten Werte relativ gering sind, was auf zu starke boundary scavenging Korrekturen hindeuten kann. Zur (vorläufigen) Berechnung der relativen Variation des Erdmagnetfeldes wurden daher die ^{230}Th -normierten ^{10}Be -rain rates verwendet. Ein Vergleich dieser (vorläufigen) Paläomagnetfeld-Rekonstruktion mit den in Kapitel 5 vorgestellten Daten ist in Abbildung E.6 dargestellt. Die beiden Kurven zeigen trotz der oben beschriebenen Unsicherheiten der ODP-Daten bezüglich Altersmodell und der Beeinflussung durch boundary scavenging eine akzeptable Übereinstimmung. Es ist zu beachten, dass für die Zeit zwischen 32 und 56 ka derzeit keine Daten vorliegen. Ob der Anstieg des Magnetfeldes tatsächlich schon bei 28 ka beginnt oder ob dies auf ein (noch) ungenaues Altersmodell des Kerns hin-

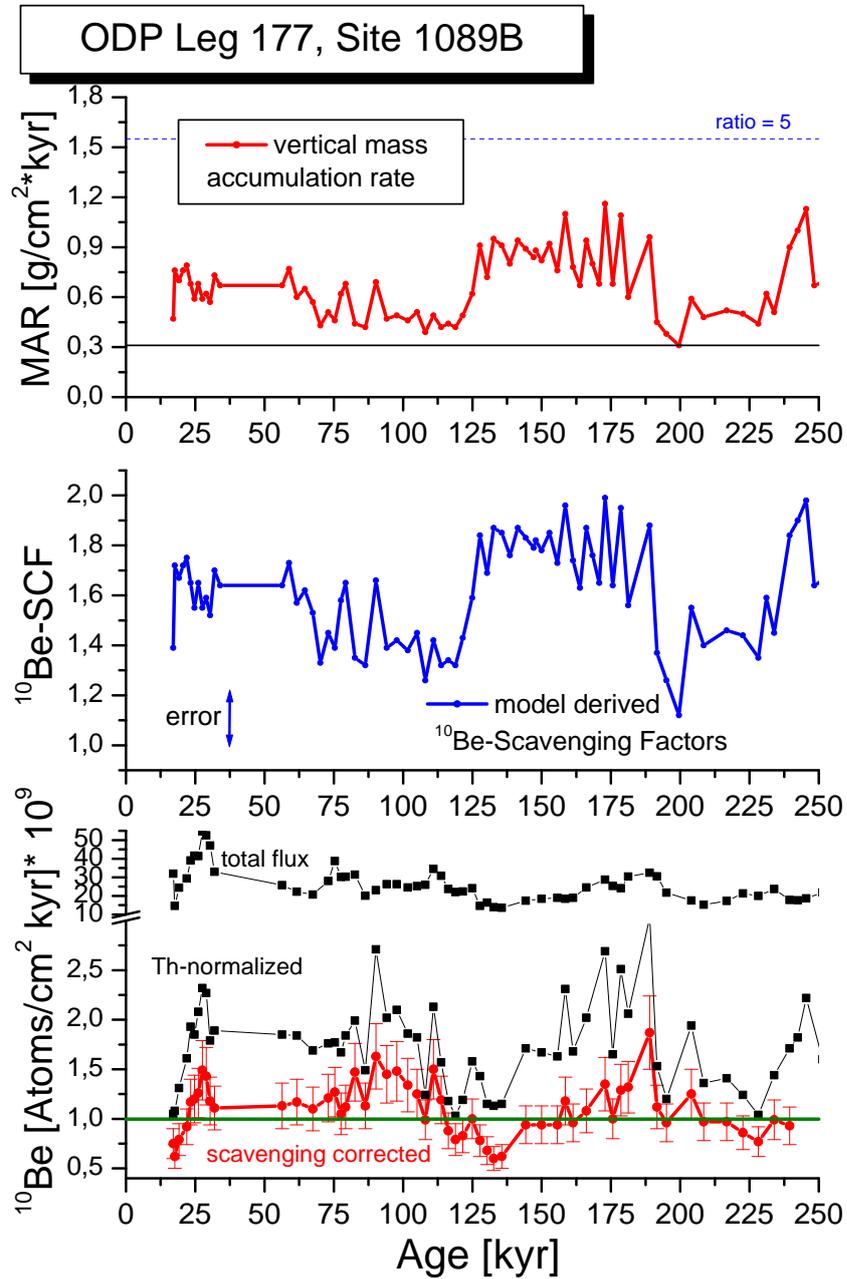


Abbildung E.5: Aus $^{230}\text{Th}_{ex}$ -Daten berechnete vertikale rain rate des Kerns 1089B (oben); modellierte ^{10}Be -SCF (Mitte); totaler ^{10}Be -Depositionsfluss, ^{230}Th -normierte ^{10}Be -rain-rate und scavenging korrigierte ^{10}Be -Deposition (unten)

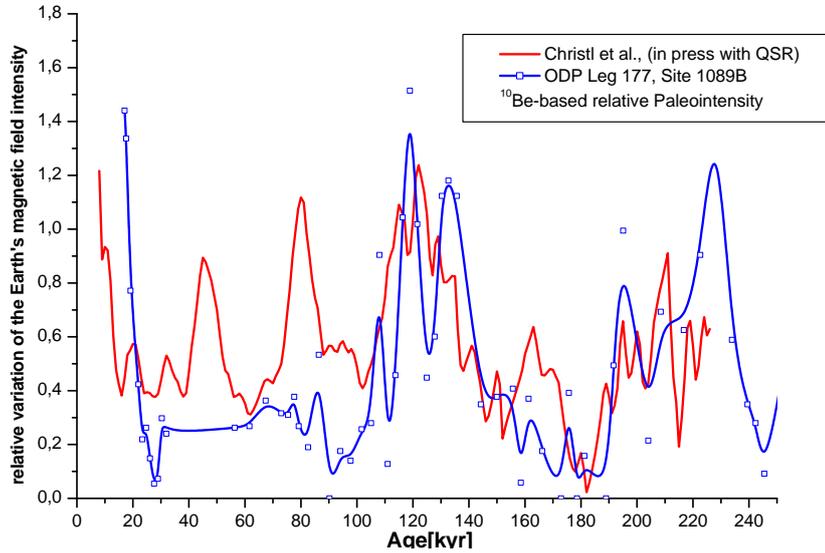


Abbildung E.6: Vergleich der Erdmagnetfeldrekonstruktion aus Kapitel 5 mit der vorläufigen Rekonstruktion aus den ^{10}Be -Daten des Korns 1089B, ODP Leg 177

weist, lässt sich derzeit nicht beantworten. Auch ist es nicht klar, ob das Maximum bei etwa 80 ka in den ODP-Daten nicht vorhanden ist, oder ob lediglich keine Proben in diesem Tiefenabschnitt vorliegen. Die Bearbeitung weiterer Proben ist geplant, und sobald ein gesichertes Altersmodell dieses Korns vorliegt könnte die oben aufgeworfenen Fragen geklärt werden.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Zuallererst richtet sich mein Dank an meinen Betreuer und Doktorvater Prof. Dr. A. Mangini (Heidelberger Akademie der Wissenschaften, Forschungsstelle Radiometrie), der mir viel Freiheiten bei der Umsetzung meiner Ideen gewährte, stets zu konstruktiven Diskussionen bereit war und durch sein Interesse an der Arbeit immer wieder für Motivation gesorgt hat.

Weiterhin gilt mein besonderer Dank Prof. Dr. K. Roth (Institut für Umweltphysik) für die Übernahme des Zweitgutachtens und für die Flexibilität die er in Bezug auf meinen Prüfungsterminwunsch bewiesen hat.

Dank an die Züricher Arbeitsgruppe um M. Suter und G. Bonani (Institut für Teilchenphysik, ETH Zürich) für die Unterstützung bei der AMS-Messung der Beryllium-Proben. Insbesondere möchte ich P. Kubik für seine technische Unterstützung, seine Geduld und für sein Interesse an den Daten und dieser Arbeit danken.

Für die reibungslose Zusammenarbeit mit dem Bremer ODP-Kernlager möchte ich mich bei W. Hale und A. Wülbers bedanken.

Evelyn Böhm sei für die zahlreichen U/Th-Aufbereitungen gedankt, die sie während ihrer Hiwi-Tätigkeit durchgeführt hat. Auch wenn das Schnecken-Rennen der Säulen nicht immer spannend war, die U-Plättchen aus dem ehemaligen Ostblock hatten immer genügend counts.

Eine schnöde Erwähnung hier wäre zu wenig, um der nettesten Arbeitsgruppe der Welt zu danken (böse Zungen nannten sie wegen der zahlreichen Kaffeetreffe auch die faulste...). Chris Strobl habe ich nicht nur den Spitznamen Macke zu verdanken, sondern auch den besten Einstieg ins erste Jahr der Arbeit

den man sich nur wünschen kann. Dank auch für die Unterstützung, die er mir auch nach seinem Ausscheiden aus dem Institut noch zuteil kommen lies. Besonderen Dank auch an meinen treuen Zimmerkollegen Stephan Laukenmann (Dr. Lauke). Die mehr als drei Jahre in einem Büro haben zusammengeschweißt und die zahlreichen sinnigen und unsinnigen Gespräche sind sicher nicht spurlos an mir vorübergegangen (brudal!).

Weiterhin möchte ich mich bedanken bei:

Meinen Arbeits- und Tagungsreisekollegen (Strasbourg, San Francisco, Davos, ...?) Thierry Marbach -vive la France!- der immer für einen Belgier-Witz zu haben ist. Sibylle Reuter, Mitstreiterin an der Alpha-Front und Hüterin des Geheimnisses der Th/U- und Pa-Aufbereitung. Clemens Woda, der einst ewige Doktorand, in mathematisch-theoretischen Fragen ungeschlagen. Dirk Hoffmann, der viel Geduld mit mir hatte, was die Alpha-Daten für seine ESR-Proben anging. Uli Neff, der jetzt zwar was anständiges arbeitet aber irgendwie immer noch zur Gruppe gehört. Kaza-heavy-user Denis Scholz, ständig auf der Suche nach dem neuesten FIFA-crack. Scheich Steffen Holzkämper, in der arabischen Welt als Stalagmitenforscher gerne gesehen. Elke Wiedner, die mit Groß-Umzügen dafür sorgt, dass die Gruppenmitglieder auch körperlich fit bleiben. Holger Braun, für die Zeichensetzung hier zuständig. Und last but not least Andrea Schröder-Ritzrau, das letzte verbleibende Nordlicht in der Gruppe, immer noch damit beschäftigt uns Hochdeutsch beizubringen (längs gehen...).

Außerdem sei einfach allen Menschen gedankt, die mit dieser Arbeit zwar überhaupt nichts zu tun haben, sie vielleicht nicht einmal zu Gesicht bekommen werden, aber ohne deren soziale Unterstützung das Gelingen der Arbeit sicherlich nicht möglich gewesen wäre.

Abschließend möchte ich mich bei meinen Eltern bedanken für die Unterstützung während des gesamten Studiums und für das Vertrauen, dass aus dem Bub doch noch mal was anständiges wird. Dank auch an meine Schwestern Anne und Maria (natürlich auch Nina, Olli und Fa). Seitdem ich euch allen neue Computer aufgeschwätzt habe, sind die Nächte in Frankfurt und Berlin meist recht kurz...