

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

vorgelegt von  
Dipl.-Phys. Benny Antz  
aus Heidelberg

Tag der mündlichen Prüfung: 14.12.2016



# Flächendeckende Analyse der atlantischen Zirkulation während der Heinrich-Ereignisse 1 & 2

Gutachter:

Prof. Dr. Norbert Frank

Prof. Dr. Oliver Friedrich



## Zusammenfassung

Die Atlantische meridionale Umwälzzirkulation (AMOC) hat entscheidenden Einfluss auf das globale Klima durch den Transport von Wärmeenergie und der Umverteilung von Kohlenstoff in Atmosphäre und Tiefsee. Eine bedeutende Aufgabe der Paläozeanographie ist daher die Rekonstruktion vergangener Zustände der AMOC, um daraus mögliche Szenarien zukünftiger Klimaveränderungen abzuleiten. Besonderes Interesse gilt der Frage nach der Beeinträchtigung der AMOC durch Süßwassereinträge aufgrund schmelzender Eismassen. Sogenannte Heinrich-Ereignisse, geprägt durch Einträge von großen Mengen an Süßwasser in den Nordatlantik durch schmelzende Eisberge, ermöglichen die Untersuchung des Verhaltens der AMOC unter solchen Bedingungen. Durch das Abschmelzen wird ein Kollaps der nördlichen Tiefenwasserbildung während der Heinrich-Ereignisse angenommen, welches weitreichende Folgen für die atlantische Zirkulation mit sich bringt. Für die Rekonstruktion der atlantischen Zirkulation hat sich die Analyse des Verhältnisses von Protactinium-231 zu Thorium-230 ( $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ ) aus marinen Sedimenten etabliert. In dieser Arbeit wurde eine  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Datenbank aus publizierten Ergebnissen erstellt und durch neue Messungen an Sedimentkernen des atlantischen Ozeans erweitert. Stärke und Geometrie der AMOC der Heinrich-Stadiale 1 und 2 werden durch diese neue Datenbasis abgeleitet. Im Kontext des Abschmelzens der grönländischen Eisschilde und zunehmendem Niederschlag im Nordatlantik, könnten Heinrich-Ereignisse folglich als Modell-Szenarien ausgelegt werden, um unser Verständnis einer bevorstehenden Reaktion der AMOC auf den Klimawandel zu verbessern.

## Abstract

The Atlantic meridional overturning circulation (AMOC) has crucial influence on the global climate due to the transport of heat and the redistribution of carbon in the atmosphere and deep sea. A major task of paleoceanography therefore is the reconstruction of past AMOC conditions to derive possible scenarios of future climate changes. Special interest focusses on the question of a disturbance of the AMOC due to freshwater input because of melting icebergs. The so-called Heinrich-Events, embossed by inputs of large amounts of freshwater into the North-Atlantic from melting icebergs, allow investigations of the AMOC behaviour on such terms. A collapse of northern deep water formation is expected because of melting icebergs with large-scale consequences for the atlantic circulation. For reconstructing the atlantic circulation analysis of the ratio protactinium-231 to thorium-230 ( $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ ) in marine sediments has established. In this thesis a dataset of published  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  from marine sediments has been generated and extended with new measurements on sediment-cores from the atlantic ocean. Strength and geometry of the AMOC during Heinrich-Stadials 1 and 2 is derived from the new database. In the context of melting ice-sheets in greenland and increasing precipitation in the North-Atlantic, Heinrich-Events could be considered as model scenarios to improve our understanding of an upcoming reaction of the AMOC to climate change.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>5</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen</b>	<b>9</b>
2.1	Ozeanzirkulation . . . . .	9
2.1.1	Atlantische Wassermassen . . . . .	9
2.1.2	Zirkulationsmodi . . . . .	11
2.2	Heinrich-Ereignisse . . . . .	13
2.3	$^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ als Zirkulationsstärken-Proxy . . . . .	17
2.3.1	Produktionsverhältnis . . . . .	18
2.3.2	Einfluss der AMOC auf das $^{231}\text{Pa}_{\text{xs}}/^{230}\text{Th}_{\text{xs}}$ . . . . .	21
2.3.3	Biogenes Opal . . . . .	24
2.3.4	Boundary Scavenging . . . . .	26
2.4	Studien zu $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ . . . . .	26
<b>3</b>	<b>Methoden</b>	<b>33</b>
3.1	Pa Standard: Spike und Pechblende . . . . .	33
3.2	ICP-MS Messungen . . . . .	35
<b>4</b>	<b>Lage der ausgewählten Sedimentkerne</b>	<b>39</b>
4.1	Überblick . . . . .	39
4.2	Kurzcharakteristiken . . . . .	40
4.2.1	IODP 1314 . . . . .	41
4.2.2	IODP 1304 . . . . .	41
4.2.3	IODP 1308 . . . . .	42
4.2.4	Me 69-196 . . . . .	43
4.2.5	IODP 1313 . . . . .	44
4.2.6	Blake Bahama Outer Ridge (BBOR): ODP 1056 - ODP 1061 . . . . .	45
4.2.7	GeoB 16202-2 und GeoB 16206-1 . . . . .	48

<b>5</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>49</b>
5.1	Altersmodellentwicklung der Blake Bahama Outer Ridge-Kerne . . . . .	49
5.2	Einzelprofile . . . . .	52
5.2.1	Bermuda Rise . . . . .	52
5.2.2	IODP 1314 . . . . .	59
5.2.3	IODP 1304 . . . . .	59
5.2.4	IODP 1308 . . . . .	60
5.2.5	Me 69-196 . . . . .	60
5.2.6	IODP 1313 . . . . .	61
5.2.7	GeoB 16202-2 und GeoB 16206-1 . . . . .	61
5.2.8	Blake Bahama Outer Ridge: ODP 1056 - ODP 1061 . . . . .	62
5.3	Kompilation . . . . .	66
5.3.1	Holozän und Letztes glaziales Maximum . . . . .	68
5.3.2	Heinrich-Stadial 1 und 2 . . . . .	74
5.3.3	Differenzen . . . . .	80
<b>6</b>	<b>Diskussion</b>	<b>89</b>
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>99</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>103</b>
<b>Anhang</b>		<b>117</b>
<b>A</b>	<b>Einzelprofile</b>	<b>119</b>
A.1	Grafiken und Zusatzdaten der Einzelprofile . . . . .	119
A.2	Tabellen zu den Einzelprofilen . . . . .	135
A.3	BBOR Altersmodelle . . . . .	152
A.4	Opal . . . . .	158
<b>B</b>	<b>Kompilation</b>	<b>159</b>
<b>C</b>	<b>Chemische Aufbereitung der Sedimentproben</b>	<b>163</b>
<b>D</b>	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>169</b>
<b>E</b>	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>173</b>







# 1 Einleitung

Die vorliegende Dissertation hat sich zum Ziel gesetzt, einen der wichtigsten Aspekte des sogenannten *Globalen Förderbandes* [Broecker et al., 1991], das Verhalten und die Antriebsmechanismen der *Atlantischen Meridionalen Umwälzirkulation* (Atlantic Meridional Overturning Circulation – AMOC), zu untersuchen. Dabei liegt der Fokus auf der Frage, inwiefern sich Süßwassereinträge in den Atlantischen Ozean auf Stärke und Struktur der AMOC auswirken und folglich auch auf die globale Verteilung von Wärme, Feuchtigkeit und CO<sub>2</sub>. Um dies zu ermöglichen, werden besondere Zeitintervalle des letzten Glazials analysiert, die sogenannten *Heinrich-Ereignisse*, in welchen große Mengen an Süßwasser durch schmelzende Eismassen in den Nordatlantik eingetragen wurden. Die Implikationen einer sich verändernden AMOC sind aktuell von großer Bedeutung, um beispielsweise der Frage zu begegnen, wie sich das Schmelzen der grönländischen Eismassen zukünftig auf den globalen Wärmehaushalt auswirken werden.

Die Aufgabe der Paläoklimatologie ist es, vergangene Änderungen des Erdklimas zu erkennen und deren Auslöser zu verstehen. Das Werkzeug hierfür ist das Analysieren und Interpretieren von Daten der *Klimaproxies*, gespeichert in den unterschiedlichsten, natürlich entstandenen *Klimaarchiven*. Dies geschieht durch die Messung der Konzentrationen von Elementen, deren Isotope oder Isotopenverhältnisse aus etwa Speläothemen, Korallen, Eisbohrkernen oder, wie in dieser Studie, die Bestimmung des Verhältnisses <sup>231</sup>Pa/<sup>230</sup>Th (Protactinium-231 zu Thorium-230) aus marinen Sedimenten zur Rekonstruktion der Ozeanzirkulation.

Es gibt eine ansehnliche Anzahl von Studien zur Ozeanzirkulation mittels <sup>231</sup>Pa/<sup>230</sup>Th, teilweise in sehr hoher Zeitaufösung an Einzelkernen (z.B. Henry et al. [2016]; Böhm et al. [2015]; Negre et al. [2010]; McManus et al. [2004]), welche bedeutende Implikationen für die Struktur der Ozeanzirkulation an dieser Lokation beinhalten. Um jedoch eine **flächendeckende** Analyse zu ermöglichen, wurde in dieser Arbeit eine Datenbank von publizierten und neu gemessenen <sup>231</sup>Pa/<sup>230</sup>Th-Daten erstellt und ausgewertet. Dabei ist der gesamte (Nord-)Atlantik als Untersuchungsobjekt im Fokus.

Aufgrund des globalen Transportes und der (Um-)Verteilung von Wärme, Nährstoffen und CO<sub>2</sub> ist der Einfluss des Ozeans in Bezug auf das globale Klima signifikant und damit Motivation für eine immer größer werdende Menge an wissenschaftlichen Studien und Modellsimulationen (z.B. Sabine et al. [2004]; Skinner et al. [2010]; Frölicher et al. [2015]; Morrison et al. [2016]).

Beispielsweise zeigten Bradtmiller et al. [2014] mit dem direkten Vergleich von atlantikweiten <sup>231</sup>Pa/<sup>230</sup>Th-Profilen, dass aufgrund des Heinrich-Ereignisses 1 vor ca. 16.000 Jahren im Vergleich zum modernen Ozean eine geschwächte Umwälzzirkulation mit einer unterschiedlichen Geometrie bestand, speziell in intermediären Schichten. Dies zeigt dass ein kompletter Zusammenbruch der nördlichen Tiefenwasserbildung, entgegen der veralteten Vorstellung, aufgrund des Heinrich-Ereignisses 1 nicht existierte. Böhm et al. [2015] untersuchten die atlantische Zirkulation an einem Sedimentkern (ODP 1063, Bermuda Rise) mit hoher zeitlicher Auflösung und stellten fest, dass nur bei einer sehr starken Ausdehnung des glazialen Eisvorkommens ein Stillstand der atlantischen Tiefenwasserbildung ausgelöst werden kann. Abrupte Klimaereignisse wie das Kollabieren der Eisschilde und dem Transport von schmelzenden Eisbergen über den Atlantik (Heinrich-Ereignisse) sind nicht mit einer grundsätzlich durchgehenden Abschwächung der Ozeanzirkulation gleichzusetzen.

In dieser Arbeit werden die Heinrich Ereignisse 1 und 2 analysiert, welche ca. 16.000 bzw. 24.000 Jahren vor heute eingetreten sind (siehe Tabelle 2.1). Sie werden in gegenseitigen Bezug gesetzt, um mögliche Unterschiede in Stärke und Struktur der (nord-)atlantischen Zirkulation als Folge dieser Ereignisse aufzudecken. In Daten des Dome-C- bzw. Vostok-Eisbohrkerns [Monnin et al., 2001; Petit et al., 1999] ist kurz nach Eintreten von Heinrich-Ereignis 1 ein starker Anstieg von atmosphärischem CO<sub>2</sub> zu sehen, nach Heinrich-Ereignis 2 eher stagnierende Werte. Es gibt demnach einen Unterschied zwischen der Interaktion von Ozean und Atmosphäre während der durch die Heinrich-Ereignisse ausgelösten *Heinrich-Stadiale* 1 und 2.

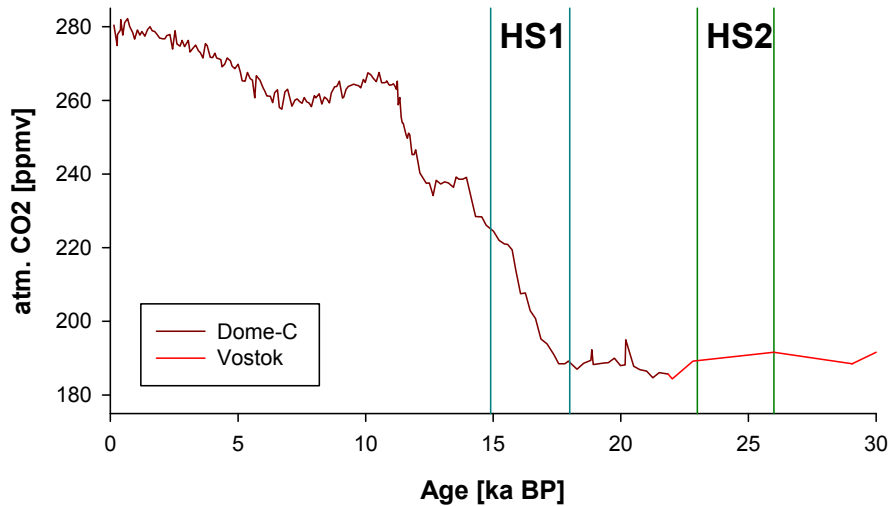


Abb. 1.1: Atmosphärisches CO<sub>2</sub> der letzten 30.000 Jahre, gemessen an den Eisbohrkernen Dome-C und Vostok [Monnin et al., 2001; Petit et al., 1999]. Auffällig ist der starke Anstieg des CO<sub>2</sub> während Heinrich Stadial 1 im Gegensatz zu eher konstanten Werten von Heinrich Stadial 2.

Mit dem verwendeten Proxy  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  (siehe Kap. 2.3) wird unter anderem untersucht, wie gewichtig die Auswirkungen der Heinrich-Ereignisse auf die vorhergehende Zirkulation war. Es stellen sich Fragen wie: Können Schlüsse über die entsprechende Menge der Frischwasser-einträge gebildet werden? Falls eine existente Ozeanzirkulation während der Heinrich-Stadiale herrschte, wo und im welchem Ausmaß unterscheiden sie sich? Besteht ein Zusammenhang zwischen beispielsweise dem atmosphärischen CO<sub>2</sub>-Gehalt und einer sich voneinander unterscheidenden Zirkulationsstruktur der beiden Heinrich-Stadiale?



# 2 Grundlagen

## 2.1 Ozeanzirkulation

Der ständige Austausch von Energie und Wärme zwischen Ozean und Atmosphäre ist eine der entscheidenden Faktoren für das Klima der Erde. Etwa 70% der Erdoberfläche sind mit dem Wasser der Weltmeere bedeckt. Die hohe spezifische Wärmekapazität des Wassers im Vergleich zur Atmosphäre und damit die Fähigkeit, über das Globale Förderband Wärmeenergie über große Strecken zu transportieren, ermöglicht das milde Klima in Westeuropa im Vergleich zu anderen Orten der Erde auf den selben Breitengraden [Ganachaud and Wunsch, 2000]. Die Ozeane als CO<sub>2</sub>-Senke speichern erhebliche Mengen an zuvor atmosphärischem CO<sub>2</sub>. Sie sind nach chemischen Reaktionen mit den Wassermolekülen in Form von Kohlensäure oder Karbonate bzw. Hydrogenkarbonate gelöst. Gegenwärtig sind damit etwa die Hälfte des vom Menschen emittierten fossilen CO<sub>2</sub> [Sabine et al., 2004] in den Ozeanen gebunden.

Großskalige Bewegung der ozeanischen Wassermassen lassen sich auf die zwei wesentlichen Mechanismen Windreibung und Dichteschwankungen zurückführen. Oberflächennahe Strömungen werden durch horizontale Windfelder angetrieben, tiefere durch Dichtegradienten, welche durch unterschiedliche Temperaturen und Salinitäten hervorgerufen werden. Der daraus entstehende globale Massenfluss wird aufgrund seiner Abhängigkeit von **Temperatur** und **Salinität** zum Terminus *Thermohaline Zirkulation* (THC) zusammengefasst [Rahmstorf, 2002; Wunsch et al., 2002].

### 2.1.1 Atlantische Wassermassen

Im Nordatlantik<sup>1</sup> bildet sich *Nordatlantisches Tiefenwasser* (North Atlantic Deep Water – NADW), im südlichen polaren Ozean<sup>2</sup> *Antarktisches Bodenwasser* (Antarctic Bottom Water – AABW).

---

<sup>1</sup>In der Norwegen-, Grönland-, sowie Labradorsee.

<sup>2</sup>Im Weddell- und Rossmeer.

AABW ist charakterisiert durch Temperaturen von 0 bis  $-0,4^{\circ}\text{C}$  und einer Salinität von 34,6 bis 34,7 ‰ [Hay, 1993] und bildet die dichteste Wassermasse der Weltmeere.

Es mischt sich mit dem Antarktischen Zirkumpolarstrom (AAC) und strömt in den indischen und pazifischen Ozean. Ein geringer Teil breitet sich direkt als atlantisches Bodenwasser unterhalb von 4000 m in Richtung Norden aus [Schmittner et al., 2007] und reicht heute bis etwa  $37,5^{\circ}\text{N}$  [Sloyan and Rintoul, 2001; Luo et al., 2010]. NADW ist mit ca. 2 bis  $4^{\circ}\text{C}$  wärmer als AABW, die Salinität ist höher und reicht von ca. 34,9 bis 35 ‰. NADW erstreckt sich über eine Tiefe von etwa 1500 m bis in 4000 m. Diese Wassermasse fließt im zeitlichen Mittel nach Süden und füllt heute einen großen Teil des Atlantiks. Durch Oberflächenströmungen und großskaliges *Upwelling* wird der Kreislauf wieder geschlossen. Im südlichen Atlantik wird NADW vom nordwärts fließenden AABW unterströmt.

Die tieferen Wasserschichten werden in der Thermokline von Zwischenwassermassen überlagert, welche eine leicht geringere Salinität und/oder höhere Temperaturen besitzen. *Antarctic Intermediate Water* (AAIW) besitzt eine Temperatur von 2 bis  $4^{\circ}\text{C}$ . Es ist gegenüber NADW allerdings salzärmer mit  $\sim 34,7$  ‰. Damit ist diese Wassermasse (hauptsächlich aufgrund ihrer Temperatur) leichter als NADW und AABW. Diese atlantische Zirkulation wird kurz mit AMOC bezeichnet und wird heute häufig unabhängig von der globalen THC betrachtet.

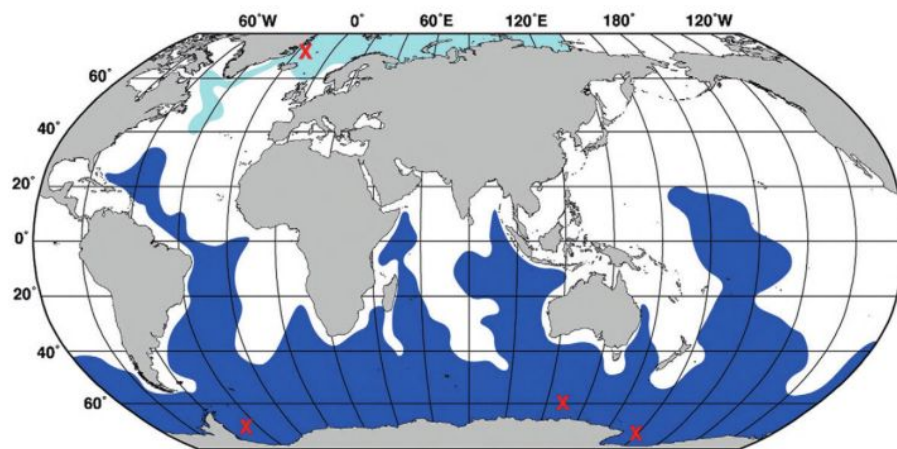


Abb. 2.1: Globale Verteilung von ozeanischem Bodenwasser: Meereisproduktion führt zu Salz-Überschuss in sub-antarktischen Gewässern (rote Kreuze, im Süden) und dies wiederum zu antarktischer Tiefenwasserproduktion (AABW, dunkelblau). Es breitet sich zum Teil nordwärts im Atlantik bis ca.  $37,5^{\circ}\text{N}$  aus und füllt die tiefsten Stellen des Ozeans. Die nordatlantische Tiefenwasserproduktion (NADW, hellblau) wird durch Abkühlen des importierten, salzhaltigem Oberflächenwasser angetrieben. Quelle: Talley [1999]



## 2.1.2 Zirkulationsmodi

Prominentestes Beispiel einer windgetriebenen, oberflächennahen Strömung ist der Golfstrom als Teil des *Nordatlantikstromes*, der durch den Transport von Wärme aus tropischen Gebieten West- und Nordeuropa mit einem wärmeren Klima versorgt, als andere in diesen geografischen Breiten gelegenen Orte auf der Erde.

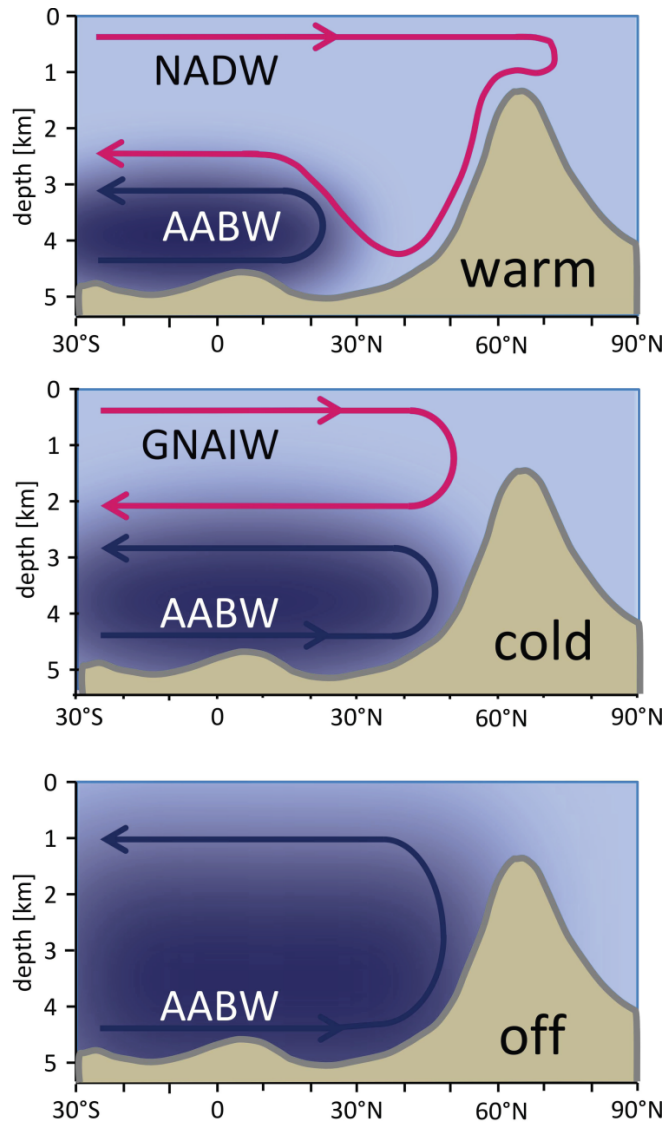
Der dichtegetriebene Antrieb von NADW als Tiefenwasserstrom hingegen bildet die Tiefenwasserformation im subpolaren Nordatlantik. Wird diese Formation nun verlangsamt oder gar komplett unterdrückt, z.B. indem eingetragenes Süßwasser die Salinität der ozeanischen Wassermassen und damit auch deren Dichte reduziert, wirkt sich das auf die Menge und Verteilung der transportierten Wassermassen aus. Eine geschwächte Tiefenwasserbildung führt zu einem reduzierten, flacheren NADW [Boyle and Keigwin, 1987; Curry and Oppo, 2005; Lippold et al., 2012a], zudem verschiebt sich dessen Bildungszone südlich des Grönland-Schottland-Rückens (bei etwa 60°N), während sich AABW signifikant weiter nach Norden ausbreitet [Marchitto and Broecker, 2006]. Im Extremfall dominiert AABW den Großteil des atlantischen Beckens und die Tiefenwasserbildung des NADW reduziert sich auf ein Minimum. Die Antriebe und Auswirkung einer sich ändernden Tiefenwasserbildung bilden Gegenstand aktueller Forschung (z.B. [Sato et al., 2015; Howe et al., 2016]). Drei klimarelevante Zirkulationszustände der AMOC sind bis heute bekannt [Rahmstorf, 2002] (Abbildung 2.2).

**Warm-Modus:** Ort der Tiefenwasserbildung des heutigen Warm-Modus ist die Labrador-, Norwegen- und Grönlandsee. NADW ist stark ausgeprägt ( $\sim 20,5\text{Sv}$  [Lippold et al., 2012a]) und reicht im Norden bis zu Tiefen von mehr als 4000 m. AABW dringt in die tieferen Teile des Atlantiks in Richtung Norden vor.

**Cold-Modus:** Während der letzten Eiszeit liegt der Ort der Tiefenwasserbildung im Vergleich zum Holozän südlicher (südlich von Island [Rahmstorf, 2002]), das glaziale NADW, *GNAIW* (Glacial North Atlantic Intermediate Water), dringt nur noch in eine Tiefe von ca. 2500 m vor. Dabei kann sich AABW viel weiter nördlich und in höher gelegene Schichten ausbreiten.

**Off-Modus:** Der Off-Modus (oder auch Heinrich-Modus) postuliert eine komplette Unterdrückung der nördlichen Tiefenwasserbildung und der Atlantik wird bis zu einer Tiefe von etwa 1000 Metern zum größten Teil durch AABW gefüllt [Sarnthein et al., 1994]. Dieser Modus ist ein hypothetischer Extremfall.

Abb. 2.2: Die drei entsprechenden Modi aus [Rahmstorf, 2002], modifiziert durch [Böhm, 2014]. Im Warm-Modus (heutiges Zirkulationsmuster) wird Tiefenwasser im europäischen Nordmeer gebildet und fließt anschließend über den Grönland-Schottland-Rücken. Während des Cold-Modus hingegen bildet sich das Tiefenwasser in der Irminger See südlich von Island. NADW bzw. GNAIW (rot) wird durch das südliche AABW (blau) immer effektiver ersetzt. Binnen des Off-Modus wird kein nördliches Tiefenwasser gebildet und AABW füllt zum großen Teil das atlantische Becken.



## 2.2 Heinrich-Ereignisse

Schwankungen der Ozeanzirkulationsstärke führen zu einem veränderten Erdklima. Während der letzten Eiszeit zeigte das Klima eine deutliche größere Variabilität als in den letzten 10.000 Jahren. Sogenannte *Dansgaard-Oeschger-Ereignisse* (DO), schnelle Klimaerwärmungen der Nordhemisphäre gefolgt von einer langsamen Abkühlung, sind zum Beispiel im  $\delta^{18}O$  aus Eisbohrkernen zu sehen. Während des letzten Glazials wurden im Eisbohrkern NGRIP (North Greenland Ice Core Project) 25 DO nachgewiesen, wobei die genaue Ursache noch diskutiert wird. [Braun et al. \[2005\]](#) gehen von einer Kombination aus Periodizität der Sonnenzyklen und Schwankungen von in den Ozean induzierte Süßwassermengen aus. Die DO stehen im engen Zusammenhang mit den Heinrich-Ereignissen, die kurzen Kälte-Ereignisse haben eine Dauer von nur etwa 500 Jahren [[Hemming, 2004](#)]. Schmelzende Eismassen im Nordatlantik hemmen die Tiefenwasserproduktion durch den direkt in den Nordatlantik induzierten Süßwassereintrag. Sie sind in Form von durch Eisberge transportiertem Material in nordatlantischen Sedimentkernen dokumentiert [[Heinrich, 1988](#)] und im sogenannten *IRD-Gürtel* [[Ruddiman, 1977](#)] zu finden (Abbildung 2.5). Die Zeiträume, in denen sich diese Ereignisse auf das Klima auswirken, werden *Heinrich-Stadiale* genannt und dauern in etwa 1.000 bis 3.000 Jahre. Heinrich-Ereignisse als Initiatoren der Heinrich-Stadiale treten alle 7.000 bis 10.000 Jahre auf [[Bond and Lotti, 1995](#)]

Ein weiteres Frischwasser-Ereignis mit nahezu gleichen Folgen für die Stabilität der Tiefenwasserbildung fand während der Jüngeren Dryas vor etwa 11.500 Jahren statt. Der Ursprung der Süßwasserzufuhr in den Nordatlantik ist in diesem Fall die Entleerung des Agassizsees, von einer Schwächung der AMOC kann hier ebenfalls ausgegangen werden (z.B. [McManus et al. \[2004\]](#); [Robinson et al. \[2005\]](#)). Manche Studien bezeichnen dieses Ereignis als Heinrich-Ereignis 0 (H0) [[Andrews et al., 1994](#); [Broecker, 1994](#); [Bond and Lotti, 1995](#)].

Als mögliche Auslöser der Heinrich-Ereignisse kommen einige Theorien in Frage, unter anderem das sogenannte *Binge-Purge-Modell* des Laurentischen Eisschildes [[MacAyeal, 1993](#)] oder das *Heat Piracy Modell* [[Crowley, 1992](#); [Seidov and Maslin, 2001](#); [Lohmann et al., 2015](#)]. [Hemming \[2004\]](#) schlägt für das Verständnis der Auslöser von Heinrich-Ereignissen weitere Studien bezüglich Dauer und Zeitpunkt der Ereignisse, sedimentologische Studien nahe der Hudsonstraße und zeitlich und räumlich höher aufgelöste Studien der in Sedimenten zu findenden Heinrich-Lagen vor.

Modellrechnungen zeigen, dass eine geringe Frischwasserzufuhr in der Größenordnung von ca. 0,1 Sv ausreicht, um erhebliche Störungen der AMOC hervorzurufen [Rahmstorf, 2006; Manabe and Stouffer, 1997; Stocker and Wright, 1991]. Eine reduzierte Bildung von NADW führt zu einem geschwächten Wärmetransport durch den Nordatlantikstrom (Golfstrom) [Maslin et al., 2010]. Dies ist zu sehen in den Daten des EPICA-Eisbohrkerns im Vergleich mit NGRIP (Abb. 2.3), ebenso in Mg/Ca-Verhältnissen des tieferen Nordatlantiks und im  $\delta^{18}O$  benthischer Foraminiferen aus Sedimentanalysen [Broecker, 1998; McManus et al., 2004; Gutjahr and Lippold, 2011; Marcott et al., 2011].

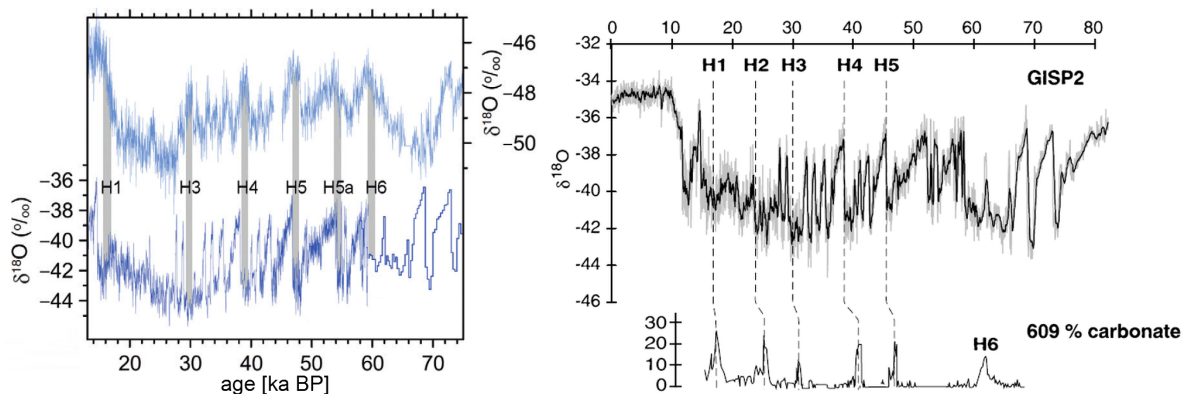


Abb. 2.3: Links, oben:  $\delta^{18}O$  vom antarktischen EPICA-DML Eiskern. Links, unten:  $\delta^{18}O$  von NGRIP. Graue Balken markieren die Heinrich-Ereignisse. Die kalten Heinrich-Phasen in Grönland korrelieren mit einer Erwärmung in der Antarktis. Quelle: Marcott et al. [2011], modifiziert.

Rechts: Korrelation der GISP2 Daten mit dem prozentualen Anteil an detritischem Karbonat des Kerns DSDP 609 [Bond et al., 1999], dem Vorgänger-Kern von IODP 1308, welcher ebenfalls in dieser Arbeit untersucht wurde. Quelle: Hemming [2004].

Die Mächtigkeiten der Heinrich-Lagen in Sedimenten können von etwa einem Zentimeter bis zu 50 cm in der Nähe ihres Ursprungs, dem Laurentischen Eisschild in der Hudson Bay sein [Andrews et al., 1994]. Es existieren mehrere Definitionen der Eingrenzung von  $IRD^3$  in Sedimenten [Hemming, 2004]. Heinrich [1988] verwendete den prozentualen Anteil von Mineral- oder Gesteinsfragmenten zwischen 180  $\mu\text{m}$  und 3 mm zur Gesamtmenge an Sediment.

Eine weitere Charakteristik der Heinrich-Lagen ist die ungewöhnliche Menge an detritischem

<sup>3</sup>Mit  $IRD$  werden alle Ablagerungen von durch Eis transportiertem, lithogenem Material bezeichnet, während *Dropstones* größere Gesteinsbruchstücke ab etwa der Korngröße von Kies sind. Die Präsenz von Dropstones in marinem Sediment ist in der Regel ein sicheres Zeichen für kontinentalen Treibeistransport.

Karbonat im Sediment [Bond et al., 1992; Broecker et al., 1992], durch welche Heinrich-Ereignisse ebenfalls identifiziert werden können (Abbildung 2.3, rechts). Broecker [1994] und Bond et al. [1993] fanden zeitliche Korrelationen der IRD-Lagen mit Kälteereignissen, welche im  $\delta^{18}O$  aus Eisbohrkernen zu sehen sind (Abbildung 2.3, links).

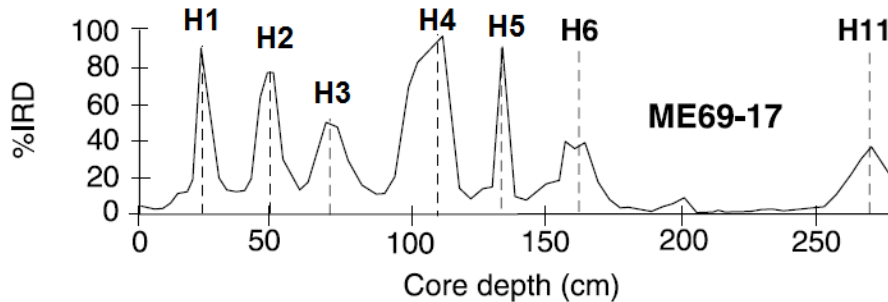


Abb. 2.4: IRD-Daten des von H. Heinrich untersuchten Kerns Me 69-17 (alternative Bezeichnung: Me 69-196), der in dieser Arbeit ebenfalls bearbeitet wurde. Die Heinrich-Ereignisse 7 bis 10 sind nicht durch den prozentualen Anteil an IRD identifizierbar. Quelle: Hemming [2004], modifiziert.

Bezeichnung	S. Hemming 2004	Sanchez-Goni and Harrison 2010	Speläotheme
H <sub>0</sub>	11		11,5 - 12,5
H <sub>1</sub>	16 - 17,25	15,6 - 18	15 - 17
H <sub>2</sub>	24 - 25,2	24,3 - 26,5	23,5 - 24,5
H <sub>3</sub>	31	31,3 - 32,7	30,5 - 31,5
H <sub>4</sub>	38	38,3 - 40,2	38,5 - 39,5
H <sub>5</sub>	~ 45	47 - 50	47 - 49
H <sub>6</sub>	~ 60	60,1 - 63,2	59,5 - 60,5
H <sub>7</sub>	~ 71		
H <sub>8</sub>	~ 76		
H <sub>9</sub>	~ 85		
H <sub>10</sub>	~ 105		
H <sub>11</sub>	~ 133		

Tabelle 2.1: Zeitpunkte der Heinrich-Ereignisse (in ka BP). Quelle: Bradley [2015]

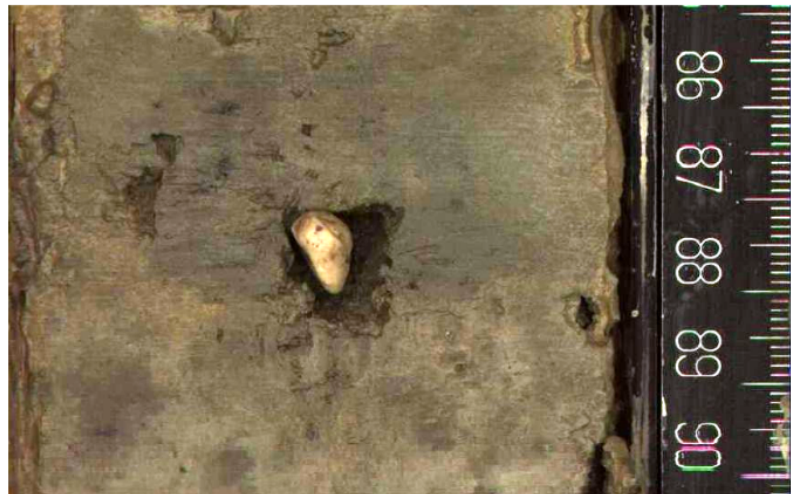
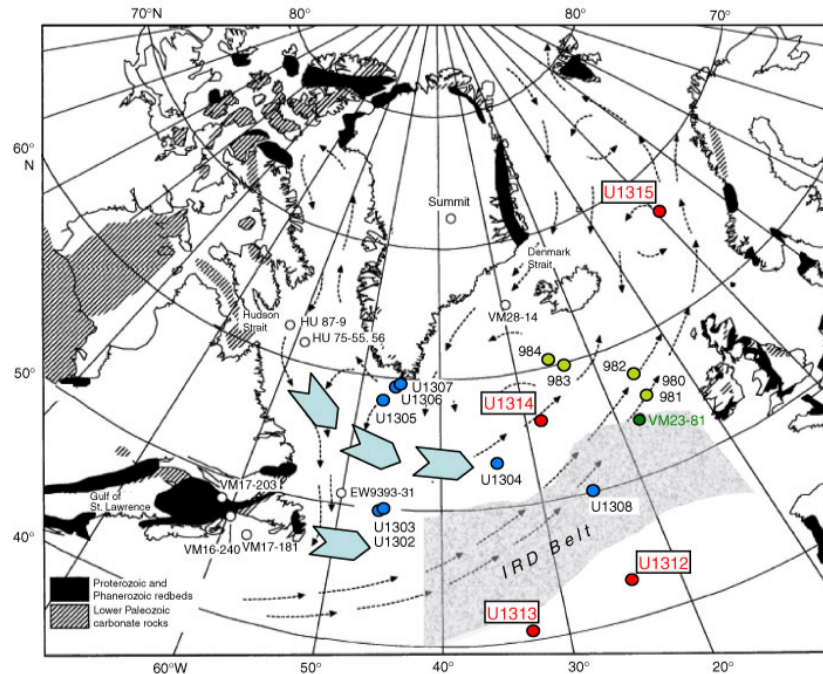
Sechs Heinrich-Ereignisse (H1 bis H6) aus dem letzten Glazial sind klar zu erkennen [Bond et al., 1992; Broecker et al., 1992], ebenso H11 gegen Ende des Riß-Glazials (ca. 130.000 Jahre vor heute). Die Existenz weiterer H-Ereignisse ist bekannt, sie sind jedoch deutlich schlechter identifizierbar und weniger dokumentiert wie H1 bis H6. Tabelle 2.1 gibt eine Übersicht der Heinrich-Ereignisse und ihre Datierungen aus verschiedenen Quellen. Die Zeitpunkte der Ereignisse H7 bis H11 basieren dabei auf einer Studie von McManus et al. [1994]. Die Heinrich-Ereignisse H3 und H6 unterscheiden sich von H1, H2, H4 und H5 in der prozentualen Menge

an IRD im Sediment. Während letztere innerhalb des IRD-Gürtels einen deutlichen Peak zeigen (siehe Abbildung 2.4) sind H3 und H6 Ereignisse mit eher geringem IRD Vorkommen.

Abb. 2.5:

Oben: IRD-Gürtel im Nordatlantik; Blaue Pfeile skizzieren den Pfad der treibenden Eisberge während der Heinrich-Ereignisse. Rote und blaue Kreise kennzeichnen Sedimentkerne der IODP-Expedition 303 bzw. 306, grüne Kreise Kerne der Expedition 162. Der IRD-Gürtel ist hellgrau schattiert. Quelle: [Bond and Lotti \[1995\]](#), modifiziert durch [Channell et al. \[2006\]](#).

Unten: ein Dropstone aus den Eismassen von Heinrich-Ereignis 1 im Sediment des Kerns IODP 1308, Sektion E 1H 1, 88cm.

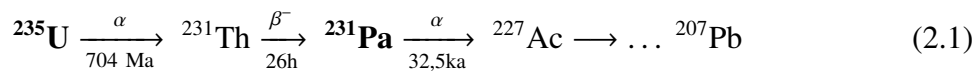


[Gwiazda et al. \[1996\]](#) nehmen an, dass während H3 und H6 das Laurentische Eisschild kleiner gewesen sein könnte; [Grousset et al. \[2000\]](#) vermuten, dass das Liefergebiet der Eisberge zumindest teilweise in Grönland, Island und Europa lag. Die unterschiedliche Herkunft des Eises und die genauere Untersuchung der Events H3 und H6 im Vergleich zu den restlichen könnte weitere Informationen über die Auslösemechanismen von Heinrich-Ereignissen liefern.

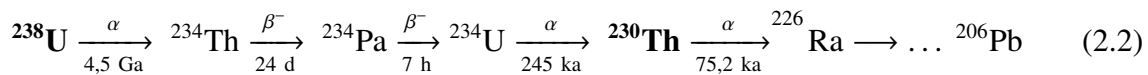
## 2.3 $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ als Zirkulationsstärken-Proxy

Die beiden Uranisotope  $^{235}\text{U}$  und  $^{238}\text{U}$  sind im Ozean homogen gelöst, denn die Verweilzeit ist mit etwa 400 ka deutlich länger als die Durchmischungsdauer des Ozeans von rund 1000 Jahren [Mangini et al., 1979; Henderson, 2002]. In der Uran-Actinium-Zerfallsreihe (Formel 2.1) entsteht  $^{231}\text{Pa}$  als Zerfallsprodukt von  $^{235}\text{U}$  (mit einer Halbwertszeit von  $T_{1/2} = 32,76$  ka [Robert et al., 1969]), während  $^{230}\text{Th}$  (Halbwertszeit  $T_{1/2} = 75,2$  ka [Cheng et al., 2000]), ein Tochternuklid von  $^{238}\text{U}$ , aus der Uran-Radium-Reihe (Formel 2.2) stammt. Die Produktion von  $^{231}\text{Pa}$  und  $^{230}\text{Th}$  ist somit räumlich und zeitlich konstant.

Uran-Actinium-Reihe:



Uran-Radium-Reihe:



Protactinium und Thorium sind im Vergleich zu Uran weniger hydrophil und deutlich partikelreaktiver [Broecker et al., 1982]. Beide werden im Wasser von sinkenden Partikeln adsorbiert (*Scavenging*) und mit diesen sedimentiert<sup>4</sup>. Das Scavenging-Verhalten unterscheidet sich für beide Nuklide angesichts ihrer unterschiedlichen Partikelreaktivität und führt dazu, dass  $^{231}\text{Pa}$  und  $^{230}\text{Th}$  mit der Bewegung der Wassermassen in unterschiedlichen Ausmaßen lateral transportiert werden. Die Verweilzeit von Protactinium im Ozean beträgt zwischen 50 bis 200 Jahre, während Thorium innerhalb von 10 bis 40 Jahren sedimentiert wird [Henderson and Anderson, 2003]. Dieser Unterschied kann durch den *Fraktionierungsfaktor*  $F$  ausgedrückt werden [Anderson et al., 1983b,a]:

$$F = \frac{(^{230}\text{Th}/^{231}\text{Pa})_{\text{part}}}{(^{230}\text{Th}/^{231}\text{Pa})_{\text{diss}}} \quad (2.3)$$

$F$  hängt stark von Partikelzusammensetzung [Chase et al., 2002], -größe [Kretschmer et al., 2008] und -fluss [Anderson et al., 1983b] ab und ist somit eine Funktion der Wassertiefe

<sup>4</sup>Man unterscheidet zwischen den 3 Phasen *gelöst* ( $X_{\text{diss}}$ ), *partikulär* ( $X_{\text{part}}$ ) und *sedimentär* ( $X_{\text{sed}}$ ).  $X$  steht dabei für das entsprechende Element.

und Region [Scholten et al., 2008]. Beispielsweise ist das Scavenging von Protactinium in Meeresregionen mit erhöhter Produktion von biogenem Opal ( $\text{SiO}_2$ ) oder hoher biologischer Aktivität sehr effektiv, wodurch der Fraktionierungsfaktor  $F$  Werte von  $\sim 1$  erreicht. Im Nordatlantik hingegen wird Th hinsichtlich seiner höheren Partikelreaktivität effektiver sedimentiert und es ist  $F \gg 1$ . Das bevorzugte Entfernen von Th aus der Wassersäule führt zu einem  $(^{230}\text{Th}/^{231}\text{Pa})_{\text{diss}}$  von  $\sim 0,3$  bis  $0,4$  im offenen Ozean<sup>5</sup> und einem niedrigen  $(^{230}\text{Th}/^{231}\text{Pa})_{\text{sed}}$  von  $\sim 0,03$  bis  $0,04$  [Anderson et al., 1983b] in den Sedimenten. Da das Scavenging reversibel ist [Bacon and Anderson, 1982], kann in größeren Wassertiefen ein Anteil der adsorbierten Spurenstoffe wieder desorbiert werden und so zu lokal erhöhten Konzentrationen der gelösten Phase in der Wassersäule führen.

### 2.3.1 Produktionsverhältnis

Ausgehend von der homogenen Verteilung von Uran im Ozean entstehen im Wasser durch radioaktiven Zerfall  $^{231}\text{Pa}$  und  $^{230}\text{Th}$  in einem konstanten Produktionsverhältnis:

$$\frac{A(^{235}\text{U})}{A(^{238}\text{U})} = \frac{N(^{235}\text{U})}{N(^{238}\text{U})} \cdot \frac{\lambda_{235\text{U}}}{\lambda_{238\text{U}}} = 0,046 \quad (2.4)$$

mit der Zerfallskonstanten  $\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}$  und  $\frac{N(^{235}\text{U})}{N(^{238}\text{U})} = U_{\text{nat}} = 0,00725$  dem natürlichem Teilchenverhältnis von  $^{235}\text{U}$  und  $^{238}\text{U}$ . Dann gilt:

$$\frac{A(^{231}\text{Pa})}{A(^{230}\text{Th})} = \frac{A(^{235}\text{U})}{A(^{238}\text{U})} \cdot \frac{1}{1,15} \cdot \frac{\lambda_{231}}{\lambda_{230}} = 0,093 \quad (2.5)$$

Der Faktor  $1,15$  [Anderson et al., 2009] beschreibt dabei das Aktivitäts-Verhältnis  $\frac{A(^{234}\text{U})}{A(^{238}\text{U})}$  im Meerwasser.

In einem Ozean ohne advektiven Transport, würden demnach beide Nuklide im Produktionsverhältnis (2.5) in das Sediment gelangen. Findet dagegen der Transport durch strömende Wassermassen statt, verringert sich aufgrund der längeren Verweildauer von  $^{231}\text{Pa}$  das Verhältnis zu kleineren Werten. Ein typischer Wert für den modernen Nordatlantik in größeren Tiefen liegt bei  $\sim 0,06$ .

<sup>5</sup>Zu beachten: hier ist die Überschreitung des Produktionsverhältnisses von  $0,093$  der **gelösten** Phase gemeint.



Einen Überblick des Scavengings verschafft Grafik 2.6 mit einer zusammenfassenden Skizze. Aussagen bezüglich der Zirkulationsstärke beruhen auf der Analyse der Abweichungen vom

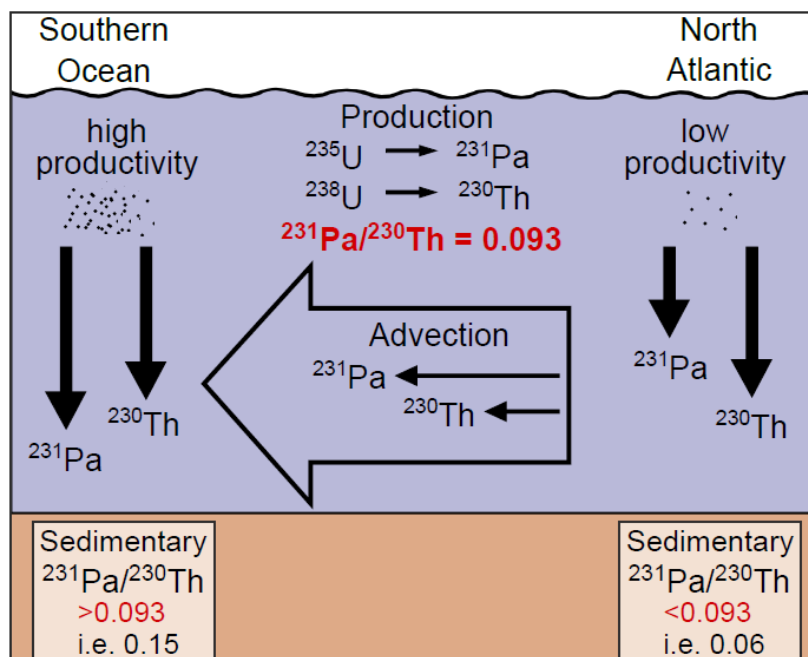


Abb. 2.6: Pa- bzw. Th- Scavenging und Fraktionierung in Abhängigkeit von Produktivität und advektivem Transport.  $^{230}\text{Th}$  und  $^{231}\text{Pa}$  entstehen in dem Verhältnis 0,093. Das unterschiedliche Scavenging ist in der Grafik durch vertikale Pfeile dargestellt. An Orten mit erhöhter Produktivität (zum Beispiel im südlichen Ozean) ändern sich die Verweilzeiten entsprechend, Protactinium wird hier schneller als Thorium aus dem Wasser entfernt. Zusätzlich importiertes Pa kann das Verhältnis von  $^{231}\text{Pa}$  und  $^{230}\text{Th}$  über das Produktionsverhältnis von 0,093 steigern. Die waagrechten Pfeile skizzieren den advektiven Transport der Nuklide. Quelle: [Henderson and Anderson \[2003\]](#).

Produktionsverhältnis. In Tiefseesedimenten gibt es Partikel, die Uran und damit  $^{231}\text{Pa}$  und  $^{230}\text{Th}$  enthalten. Diese Anteile müssen aus dem Gesamtbudget entsprechend korrigiert werden. Sie können unter der Annahme eines radioaktive Gleichgewichts durch die Messung von Uran bestimmt und die Korrekturen durchgeführt werden.

Ein Messergebnis besteht demnach aus der Summe von *Excess*-<sup>6</sup>, detritischem und authigenem Anteil. Der lithogene Beitrag gelangt vom Festland durch äolischen oder fluvialen Transport in den Ozean. Die dritte Quelle besteht aus authigenem Uran, welches nachträglich durch das Porenwasser ins Sediment eingebaut wurde. Für die im Sediment vorhandenen Nuklide gilt

<sup>6</sup>Der Überschussanteil, welcher durch den Zerfall von Uran im Meerwasser entsteht. Mit  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  ist immer dieser Anteil gemeint.

somit:

$${}^{231}\text{Pa}_{meas} = {}^{231}\text{Pa}_{xs} + {}^{231}\text{Pa}_{detr} + {}^{231}\text{Pa}_{auth} \quad (2.6)$$

bzw.

$${}^{230}\text{Th}_{meas} = {}^{230}\text{Th}_{xs} + {}^{230}\text{Th}_{detr} + {}^{230}\text{Th}_{auth} \quad (2.7)$$

Es gilt die Annahme, dass der lithogene Anteil sich bezüglich des darin enthaltenen Urans im radioaktivem Gleichgewicht mit seinen Töchtern befindet. Dann können  ${}^{231}\text{Pa}_{detr}$  und  ${}^{230}\text{Th}_{detr}$  durch das Verhältnis

$$D = \frac{{}^{238}\text{U}}{{}^{232}\text{Th}} \quad (2.8)$$

berechnet und der Excess-Anteil korrigiert werden:

$${}^{231}\text{Pa}_{detr} = {}^{235}\text{U}_{detr} = 0,046 \cdot D \cdot {}^{232}\text{Th}_{meas} \quad (2.9)$$

bzw.

$${}^{230}\text{Th}_{detr} = {}^{238}\text{U}_{detr} = D \cdot {}^{232}\text{Th}_{meas} \quad (2.10)$$

Hier gibt der Faktor 0,046 das natürliche Aktivitätsverhältnis von Uran aus (2.4) an. Um die *Detritus-Korrektur* durchführen zu können, ist also die Bestimmung der  ${}^{232}\text{Th}$ -Konzentration aus der Sedimentprobe notwendig. D nimmt im Atlantik Werte im Bereich von  $0,6 \pm 0,2$  an [Scholten et al., 2008]; allerdings kann D durchaus größere Variationen aufweisen, abhängig vom lokalen Liefergebiet des lithogenen Sedimentmaterials. Eine Sensitivitätsstudie von Böhm [2014] zeigt, dass für die Zeitbereiche dieser Studie der Literaturwert ausreichend genau ist. Mit Kenntnis des detritischen Anteils von Uran,  $U_{detr}$  (2.10 bzw. 2.9), kann  $U_{auth}$  berechnet werden:

$$U_{auth} = U_{meas} - U_{detr}. \quad (2.11)$$

Das Anwachsen der authigenen Anteile durch den Zerfall von  ${}^{238}\text{U}$  bzw.  ${}^{235}\text{U}$  wird für Pa wie folgt berücksichtigt:

$${}^{231}\text{Pa}_{auth,0} = 0,046 \cdot ({}^{238}\text{U}_{meas} - D \cdot {}^{232}\text{Th}_{meas}) \cdot (1 - e^{-\lambda_{231}t}). \quad (2.12)$$

Und mit der Korrektur des  $^{238}\text{U}$ - und  $^{234}\text{U}$ -Zerfalls gilt für Th:

$$^{230}\text{Th}_{auth,0} = (^{238}\text{U}_{meas} - D \cdot ^{232}\text{Th}_{meas}) \cdot [(1 - e^{-\lambda_{230}t}) + \frac{\lambda_{230}}{\lambda_{230} - \lambda_{234}} \cdot (e^{-\lambda_{234}t} - e^{-\lambda_{230}t} \cdot (AU - 1))]. \quad (2.13)$$

mit dem Aktivitätsverhältnis  $AU = 1,15$  von  $^{234}\text{U}$  und  $^{238}\text{U}$  im Meerwasser. Zusammenfassend gilt:

$$^{231}\text{Pa}_{xs,0} = (^{231}\text{Pa}_{meas} - ^{231}\text{Pa}_{detr} - ^{231}\text{Pa}_{auth}) \cdot e^{-\lambda_{231}t} \quad (2.14)$$

$$^{230}\text{Th}_{xs,0} = (^{230}\text{Th}_{meas} - ^{230}\text{Th}_{detr} - ^{230}\text{Th}_{auth}) \cdot e^{-\lambda_{230}t} \quad (2.15)$$

(2.14) und (2.15) sind somit die zerfallskorrigierten Aktivitäten von  $^{231}\text{Pa}_{xs}$  und  $^{230}\text{Th}_{xs}$  aus der Wassersäule.

### 2.3.2 Einfluss der AMOC auf das $^{231}\text{Pa}_{xs}/^{230}\text{Th}_{xs}$

Die Abhängigkeit des  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Verhältnisses von Partikelfluss und -zusammensetzung wird durch Messungen von biogenem Opal quantifiziert. Falls eine Korrelation des  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Signals mit dem Opalgehalt auftritt, ist die Interpretation nicht ohne Weiteres auf die Zirkulationsstärke zurückführbar.

Zusätzlich besteht ein Zusammenhang von  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  mit der Geometrie der Zirkulationszelle und der Entfernung vom Ort der Tiefenwasserbildung [Luo et al., 2010].

#### Vertikale Veränderungen

Die durch die AMOC hervorgerufenen Variationen von  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  beruhen auf der längeren Verweildauer von  $^{231}\text{Pa}$  im Vergleich zu  $^{230}\text{Th}$ . Die gelösten Konzentrationen von  $^{231}\text{Pa}$  und  $^{230}\text{Th}$  nehmen mit größer werdender Tiefe zu [Henderson and Anderson, 2003], Thorium jedoch in stärkerem Maße als Protactinium (siehe Abb. 2.7). Wäre der laterale Volumentransport konstant über die gesamte Tiefe der Wassersäule, würden die Verhältnisse  $(^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th})_{diss}$  mit der Tiefe abfallen.

Dieser generell abnehmende Trend wird in Messungen und Modellsimulationen bestätigt (z.B. Luo et al. [2010]; Gherardi et al. [2009]; Lippold et al. [2012a]; Bradtmiller et al. [2014]). Mit zunehmender Tiefe kann ein zunehmend größer werdender Anteil von  $^{231}\text{Pa}$  exportiert werden<sup>7</sup>. Werte von sedimentären  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  sind das Ergebnis des **integrierten Volumentrans-**

<sup>7</sup>Ein linearer Zusammenhang kann jedoch, wie intuitiv vermutet, nicht bestätigt werden. Die Rate des Abtransportes wird nicht nur alleine von den Verweilzeiten bestimmt, sondern zusätzlich durch den Zerfall von Uran in Pa bzw. Th, sowie der Entfernung der Isotope aus der Wassersäule durch Scavenging. Für weitere Details

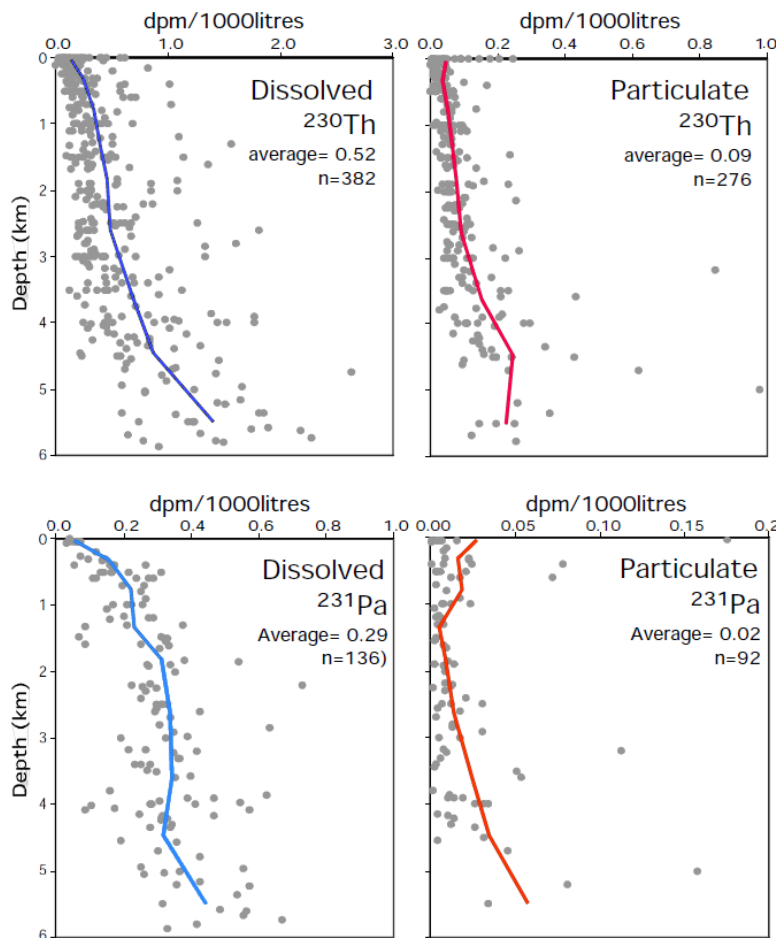


Abb. 2.7: Zunahme der gelösten Pa- und Th-Konzentrationen mit Tiefe. Links: Gelöstes Thorium (oben, dunkelblau) nimmt stärker zu als Protactinium (unten, hellblau). Dies resultiert in einem **abnehmenden** Verhältnis  $(^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th})_{\text{diss}}$  (Vgl. Abb 2.8).

Rechts: Zum Vergleich sind die partikulären Phasen von Th (dunkelrot) bzw. Pa (hellrot) gezeigt.

Quelle: [Henderson and Anderson \[2003\]](#), modifiziert.

portes der gesamten darüber liegenden Wassersäule.

### Horizontale Veränderungen

Die Distanz der transportierten Nuklide vom Ort der Tiefenwasserbildung ist ebenfalls durch deren Verweilzeiten bestimmt. Demnach nimmt sedimentäres  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  in Abhängigkeit der (Transport-)Entfernung bis zu einem bestimmten Punkt ab, bevor sich diese Tendenz in eine leichte Zunahme umkehrt („Ort des  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Minimums“). Die Konzentrationen der gelösten Phasen von Pa und Th sind am Ort der Tiefenwasserbildung niedrig und nehmen in unterschiedlichem Maße zu. Das schneller sedimentierte Thorium senkt das sedimentäre  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Verhältnis, bis ein Quasi-Gleichgewichtszustand<sup>8</sup> erreicht ist. Ab diesem Punkt treibt das sich noch nicht in diesem Gleichgewichtszustand befindliche Protactinium das sedimentäre  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  wieder zu höheren Werten (siehe Abb. 2.9).

hierzu siehe [Luo et al. \[2010\]](#).

<sup>8</sup>In Bezug auf Produktionsrate, Verweilzeit und Scavenging.

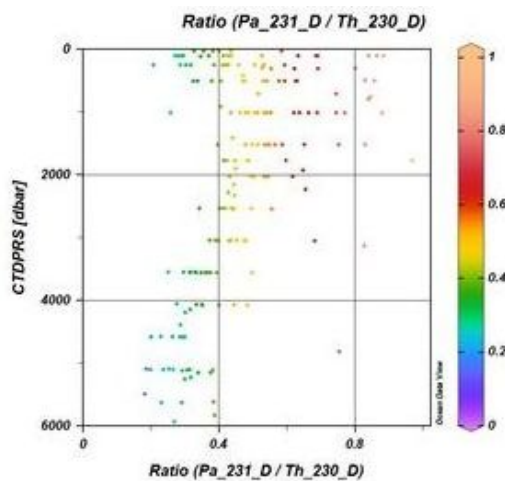


Abb. 2.8:  
Vertikaler Trend von gelöstem  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ . Mit zunehmender Tiefe wird eine größere Menge  $^{231}\text{Pa}$  exportiert und resultiert in abnehmenden  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Werten.  
Quelle: eGeotraces, Schlitzer [2015].

### Veränderungen aufgrund von Rate und Geometrie der AMOC

Eine Veränderung der Zirkulationsrate beeinflusst den oben beschriebenen Ort des  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Minimums. Eine Zunahme der Rate hat ein südliches Verschieben dieses Punktes zur Folge und umgekehrt. Gleichzeitig erhöht sich der Wert des  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  an diesem Ort, ebenso am Ort der Tiefenwasserbildung<sup>9</sup>. Gleichmaßen bestimmt eine Änderung der Geometrie der Zirkulationszelle (z.B. heutiges NADW im Vergleich zu glazialen GNAIW: Ort der Tiefenwasserbildung südlicher, advective Transportzelle flacher [Lippold et al., 2012a]) die direkte Änderung der Raten. Die unterschiedlichen Raten können trotz allem zu einem gleichen  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Wert an derselben Stelle im Ozean und somit zu möglichen Fehlinterpretationen führen. Luo et al. [2010] zeigen in ihrem Modell, dass beispielsweise Raten von 10,25 Sv und 30,75 Sv zu demselben Wert am selben Ort führen (Abb. 2.9). Die Bestimmung einer allgemeingültigen AMOC-Stärke oder das Festsetzen eines atlantikweiten Modus aufgrund von Messungen an einem einzelnen Ort ist deshalb nicht ohne Weiteres realisierbar. Für tiefer führende Details sei an dieser Stelle auf Luo et al. [2010] verwiesen.

Die Effekte von AABW auf  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  sind identisch mit den oben beschriebenen für nördliches Tiefenwasser. Einziger Unterschied ist die Ausprägung der Effekte aufgrund des kleineren Volumenflusses im Vergleich zu NADW. Ein Durchbrechen der generellen Trends in größeren Tiefen kann auf den Einfluss des AABW zurückgeführt werden (siehe auch Kap. 2.4).

<sup>9</sup>bzw. senkt den Wert bei Abnahme der Zirkulationsrate.

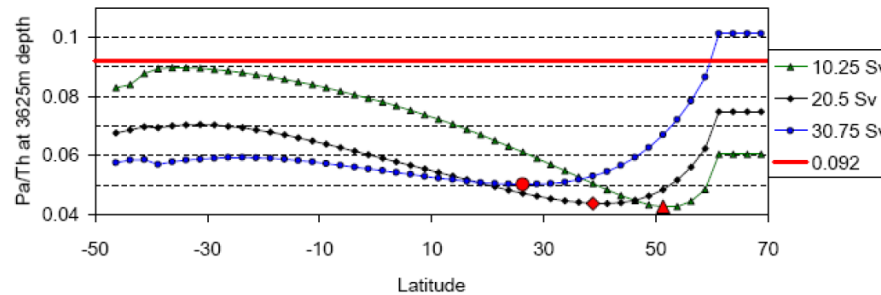


Abb. 2.9: Horizontale Änderung von sedimentären  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ . Mit zunehmender Entfernung vom Ort der Tiefenwasserbildung senkt sich der Wert, bis aufgrund der unterschiedlichen Verweilzeiten der „Ort des  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Minimums“ (rot markiert) erreicht wird. Anschließend erhöht sich das  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  Verhältnis wieder (Erklärung siehe Text). Eine Änderung der Zirkulationsstärke verschiebt diesen Punkt, außerdem wirken sich die unterschiedlichen Raten auf die  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Werte aus. So können dieselben  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Verhältnisse durch unterschiedliche Bedingungen auftreten (Schnittpunkte der Kurven) und zu Fehlinterpretationen führen. Quelle: Luo et al. [2010].

### 2.3.3 Biogenes Opal

$^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  wird neben seiner Funktion als kinematischer Tracer auch als Proxy für die Ozeanproduktivität verwendet [Anderson et al., 1990; Heinze et al., 2006]. Das Scavenging ist, wie anfangs schon erwähnt, vor allem auch von der Partikelzusammensetzung abhängig. So können hohe  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Werte unter anderem auch durch biogenes Opal in der Wassersäule verursacht werden [Chase et al., 2002; Lippold et al., 2009; Walter et al., 1997]. Dieses stammt von marinen Organismen wie *Diatomeen* (Kieselalgen) oder *Radiolarien* (Strahlentierchen), deren Gehäuse hauptsächlich aus Opal (Siliciumdioxid,  $\text{SiO}_2$ ) bestehen. Protactinium besitzt eine hohe Affinität zu Silikaten. Das Scavenging von Pa ist bei vorhandenem Opal sehr effektiv [Asmus et al., 1999; Chase et al., 2002] und die Verweildauer von Pa im Wasser verringert sich entsprechend auf ein Minimum. Dieser bevorzugte Protactinium-Einbau ins Sediment kann sich durch hohe Werte im  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  widerspiegeln, selbst über dem Produktionsverhältnis. Im südlichen Atlantik befindet sich der sogenannte *Opal-Gürtel*, Sedimentkerne aus dieser Region sind nicht zur Untersuchung der Ozeanzirkulation mittels  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  geeignet.

Auf der anderen Seite bewirkt ein karbonat-reicher Partikelfluss ein erhöhtes Th-Scavenging. Lin et al. [2014] untersuchten dieses Scavengingverhalten in einem Adsorptionsexperiment unter Laborbedingungen (Abb. 2.11) mit dem Ergebnis, dass der Scavenging-Effekt von  $\text{CaCO}_3$  auf Th im Vergleich zum Effekt von  $\text{SiO}_2$  auf Pa vernachlässigbar gering ist.

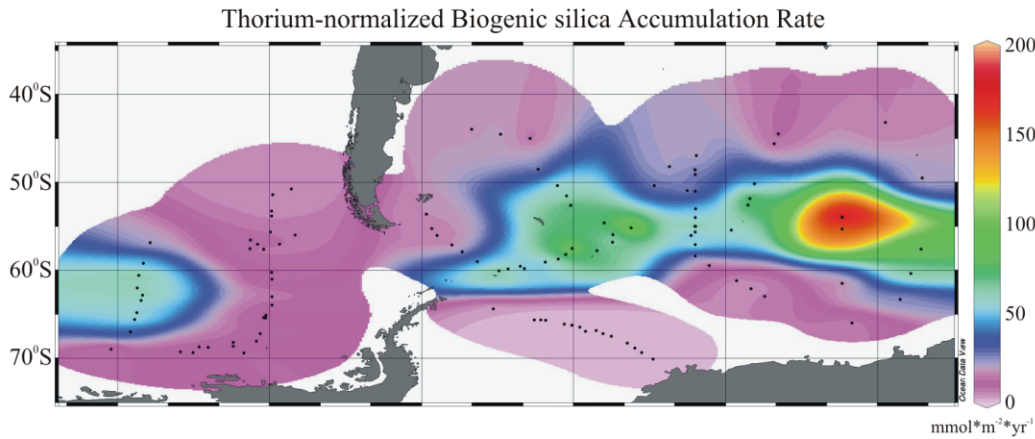


Abb. 2.10: Opal-Gürtel im Südatlantik, hier findet bevorzugtes Pa-Scavenging statt, hervorgerufen durch den erhöhten Fluss von biogenem Opal, was zu  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  Verhältnissen größer als 0,093 führen kann. Das Gebiet erstreckt sich in einem Band von ca. 50°S bis 60°S. Quelle: [Geibert et al., 2005; Cortese and Gersonde, 2007]

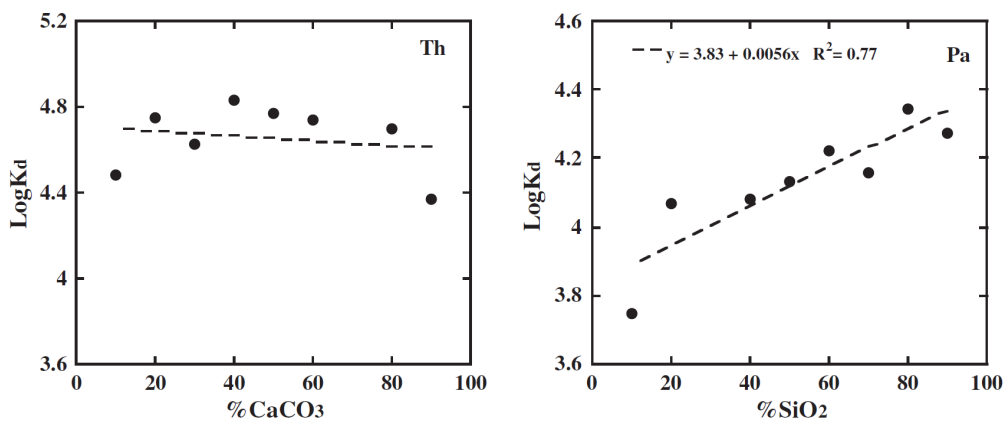


Abb. 2.11: Scavenging von Pa und Th in Abhängigkeit von  $\text{CaCO}_3$  und  $\text{SiO}_2$  [Lin et al., 2014].  $K_D$  bezeichnet hierbei den Verteilungskoeffizienten  $K_D = \frac{A_p}{A_d \cdot C_p}$  und quantifiziert die partikuläre Adsorption der Nuklide.  $A_p$  und  $A_d$  sind Aktivitäten von Pa oder Th in der partikulären bzw. gelösten Phase,  $C_p$  die Konzentration der Partikel in [kg/L]. Mit steigender Opalkonzentration zeigt sich eine positive Korrelation für  $K_D(\text{Pa})$ , während  $K_D(\text{Th})$  im Falle des  $\text{CaCO}_3$  keine signifikante Änderung zeigt.

Um den Einfluss von Opal auf  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  als Proxy für die Zirkulation auszuschließen, wurden zusätzliche Messungen der Opalkonzentrationen im Sediment nach Müller and Schneider [1993] durchgeführt. Dabei gilt noch zu beachten, dass biogenes Opal zum Zeitpunkt der Sedimentation durchaus vorhanden sein, jedoch aufgrund der im Nordatlantik existierenden Untersättigung vor der vollständigen Konservierung wieder gelöst werden kann.

### 2.3.4 Boundary Scavenging

Ein weiterer, zu berücksichtigender Einfluss auf  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  ist der Prozess des *Boundary Scavenging*. Insbesondere an den Ozeanrändern dringt altes und nährstoffreiches Tiefenwasser durch *Upwelling* in höher liegende Schichten. Der resultierende, laterale Partikel-Konzentrationsgradient zwischen oligotrophen und produktiven Regionen führt zu einer gesteigerten Abreicherung der Wassersäule von Pa und Th. Die Affinität des sich im Wasser befindlichen Protactiniums und Thoriums zu beispielsweise Opal wirkt verstärkend auf das Scavenging-Verhalten, so dass sich der Fraktionierungsfaktor (2.3) dem Wert 1 nähert.

Der Import gelöster Nuklide durch advektiven Transport erhöht zusätzlich die Summe des gesamten sedimentierten Pa und Th. Dies ist für Pa angesichts der längeren Verweilzeit im Vergleich zu Th substantiell bedeutender. Folglich können in Upwelling-Gebieten, wie auch in opalreichen Regionen, sedimentäre  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Verhältnisse größer als 0,093 auftreten.

Im Südatlantik äußert sich der Effekt des Boundary Scavenging deutlich [Anderson et al., 1983b; Walter et al., 1999], während er im nördlichen Atlantik unterdrückt scheint. Da im nordatlantischen Becken das südwärts fließende und starke NADW dominiert, welches Flusszeiten in derselben Größenordnung wie die Pa-Verweilzeit besitzt [Broeker, 1991], kann Pa weiter nach Süden transportiert werden, bevor es an den nördlichen Kontinentalrändern zu Boundary Scavenging kommt. Von Boundary Scavenging geprägte Regionen, in welcher Verhältnisse größer als 0,093 auftreten, ist zum Beispiel das Upwelling-Gebiet vor Nord-West-Afrika [Legeleux et al., 1995; Lippold et al., 2012a; Mangini and Diester-Haass, 1983] oder die Region in Küstennähe vor Namibia. An den östlichen Kontinentalrändern von Nord- und Südamerika wird kein Boundary Scavenging beobachtet [Anderson et al., 1994; Lippold et al., 2011, 2012a,b].

## 2.4 Studien zu $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$

Der durchschnittliche sedimentäre  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Wert des holozänen (Nord-)Atlantiks ist kleiner als das Produktionsverhältnis 0,093 (Formel 2.5) [Yu et al., 1996] und variiert mit dem Ort der Sedimentierung (Partikeleinfluss, Scavenging-Verhalten) und der Stärke der Ozeanzirkulation (Protactinium-Export). Modellstudien und Messungen zeigen einen Abwärtstrend mit zunehmender Tiefe (vgl. Kapitel 2.3.2). Oberflächennah (bis ca. 1000 m Wassertiefe) ist das Zustandekommen von sedimentärem  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  vorwiegend von der Partikelkomposition bestimmt (d.h. von den Verweilzeiten in Abhängigkeit der adsorbierenden Partikel), in größeren Tiefen ist die Advektion der Wassermassen und der damit verbundene Abtransport von  $^{231}\text{Pa}$  entscheidend. In der Abbildung 2.12 sind Messdaten aus sedimentärem  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  dargestellt.



Bis in eine Tiefe von etwa 4000 m nimmt  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  kontinuierlich ab, unterhalb davon wird dieser Trend durchbrochen und stagniert beziehungsweise kehrt sich um. Dies ist auf den Einfluss des AABW zurückzuführen [Lippold et al., 2012a]. Einige wenige Punkte stechen als Sonderfälle heraus, welche mit einem erhöhtem  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Verhältnis im Vergleich zu den anderen auffallen. In diesen Fällen sind die Effekte von Opal bzw. Boundary Scavenging auf das sedimentäre  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  zu sehen. Punkte in oberflächennahen Schichten, welche Werte größer als das Produktionsverhältnis aufweisen, sind das Resultat aus erhöhtem  $^{231}\text{Pa}$ -Scavenging (stärkere Abhängigkeit von der Partikelzusammensetzung in flacheren Schichten) in Kombination mit dem abwärts gerichteten Anstieg der Pa-Konzentration durch Uran-Zerfall.

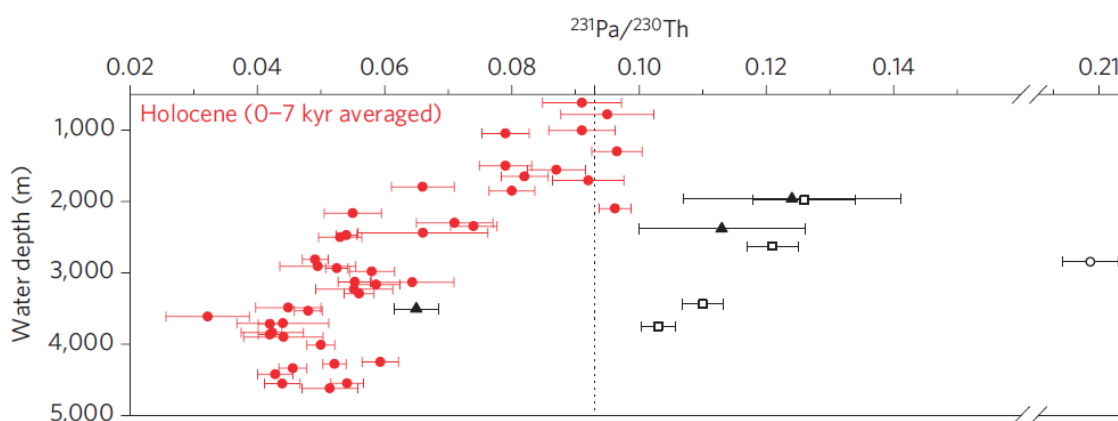


Abb. 2.12: Tiefenabhängigkeit des sedimentären  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Verhältnisses. Bis zu einer Wassertiefe von 4000 m nehmen die  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Werte kontinuierlich ab. Werte, die von diesem Trend abweichen, stammen von Sedimentkernen aus opal-reichen Gebieten (schwarze, offene Symbole) oder Upwelling-Regionen vor der Küste Afrikas (schwarze Dreiecke). Quelle: Lippold et al. [2012a].

Böhm et al. [2015] zeigten durch kombinierte Messungen von  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  und  $\epsilon_{Nd}$  (Tracer für Wassermassenherkunft<sup>10</sup> am Kern ODP 1063 (Bermuda Rise: 33° 41' N, 57° 37' W; Wassertiefe 4584 m), dass sich die AMOC während des letzten glazialen Zyklus (Weichsel-Würm-Kaltzeit) für die meiste Zeit in einem stabilen Übergangsmodus zwischen Warm- und Cold-Modus befand.

<sup>10</sup>  $\epsilon_{Nd} = \left( \frac{(^{143}\text{Nd}/^{144}\text{Nd})_{\text{sample}}}{(^{143}\text{Nd}/^{144}\text{Nd})_{\text{CHUR}}} - 1 \right) \cdot 10^4$ . Das  $^{143}\text{Nd}/^{144}\text{Nd}$ -Verhältnis einer gemessenen Probe im Verhältnis zu dem Referenzwert CHUR (chondritic uniform reservoir) [Frank, 2002; Goldstein and Hemming, 2003]. Hohe Werte stehen für Wassermassen aus südlichen Quellen, tiefere Werte für nördliche Herkunft.

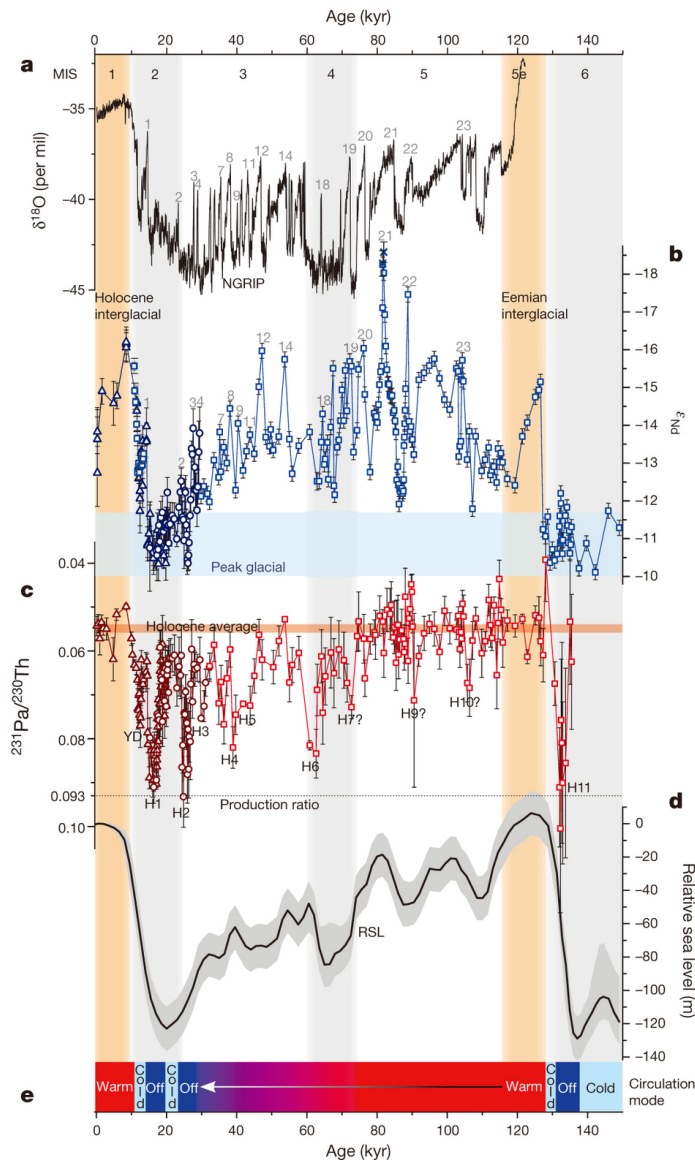


Abb. 2.13:

$^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  und  $\epsilon_{Nd}$  des Bermuda Rise.

**a.**  $\delta^{18}\text{O}$  des NGRIP-Eisbohrkerns, Zahlen kennzeichnen die Dansgaard-Oeschger-Ereignisse.

**b., c. und e.**  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  und  $\epsilon_{Nd}$  der Kerne ODP 1063 und GGC5, die entsprechenden Zirkulationsmodi sind farblich gekennzeichnet (Off: dunkelblau; Cold: hellblau; Warm: rot). Die Jüngere Dryas (YD) und die Heinrich-Ereignisse (H1 bis H11) sind markiert. Der Off-Modus wird nur während der Heinrich-Ereignisse 1, 2 und 11 angezeigt.

**d.** Der relative Meeresspiegel sinkt auf minimale Werte während der glazialen Maxima, zeitgleich mit HS1, HS2 und HS11. Quelle: Böhm et al. [2015]

Abrupte Erscheinungen (Off-Modus) wie eine deutliche Abnahme der Zirkulationsstärke, aufgrund von großen Mengen an eingetragenen Süßwasser (in Verbindung mit den Atlantik dominierenden AABW/SSW<sup>11</sup>) werden nur während der Heinrich-Ereignisse 1, 2 und 11 beobachtet. Diese Heinrich-Ereignisse treten während der Maxima eines glazialen Zyklus auf, die mit der maximalen Ausdehnung des polaren Eisvolumens einhergehen. An diesen Punkten werden im  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  Höchstwerte nahe des Produktionsverhältnisses erreicht, zeitgleich mit niedrigen  $\epsilon_{Nd}$ -Werten im Bereich von ca. -10 bis -12. Daraus lässt sich eine stark geschwächte Umwälzzirkulation und eine Wassermassenherkunft aus dem Südatlantik während der genannten H-Ereignisse ableiten. Die Minima im relativen Meeresspiegel [Waelbroeck

<sup>11</sup>SSW: *Southern Sourced Water*.

et al., 2002] deuten auf ein maximales Eisvorkommen hin. Heinrich-Ereignisse 3 bis 10 sind an dieser Lokation im Nordatlantik eher schwach ausgeprägt bis kaum detektierbar. Diese Studie zeigt, dass der reale Off-Modus, selbst während der Heinrich-Ereignisse, die Ausnahme bildet und ein kompletter Stillstand der AMOC unwahrscheinlich ist. Die temporär hoch aufgelöste Studie ist lokal auf das Bermuda-Rise-Gebiet beschränkt, sie beinhaltet jedoch eine ideale Zeitauflösung, um Vergleiche im Sinne von Kapitel 4.2 durchzuführen (HS1 vs. HS2).

Einen ähnlichen Ansatz wie Lippold et al. [2012a] und diese Dissertation verfolgen Bradtmiller et al. [2014]. Mit einer Datenbank aus publizierten und neu gewonnenen  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Profilen wurde über Differenzen von gemittelten Werten aus Holozän, HS1 und LGM das AMOC-Verhalten im gegenseitigen Vergleich analysiert.

Die Differenzen zwischen Holozän und HS1 beziehungsweise LGM zeigen einen weniger starken Pa-Export aus dem atlantischen Becken ab Tiefen von ca. 2500 m während der beiden letztgenannten (2.14). Dies würde eine geschwächte AMOC während LGM bzw. HS1 in diesen tieferen Bereichen bedeuten. Demgegenüber steht jedoch ein größerer Abtransport von Pa in mittleren Wassertiefen (1500 m bis 2500 m). Es besteht also eine flachere und stärkere Ozeanbewegung während LGM **und** HS1 in intermediären Schichten. Die Autoren kommen so zu dem Ergebnis, dass während HS1 zwar eine geschwächte, jedoch beständige atlantische Zirkulation geherrscht hat und abrupte Klimaereignisse wie Heinrich-Ereignisse nicht notwendigerweise einen vollständigen Stillstand der AMOC voraussetzen. Dies in Verbindung mit den Ergebnissen aus Böhm et al. [2015] legen die Vermutung nahe, dass der Off-Modus eventuell eine Art Übergangsmodus zwischen den idealisierten Off und Cold sei<sup>12</sup>.

---

<sup>12</sup>[Bradtmiller et al., 2014]: Es existiert eine flache, starke Zirkulation während HS1. [Böhm et al., 2015]: Es existiert ein „Zwischenmodus“ und die starke Ausdehnung des glazialen Eisvorkommens ist in der Lage einen Off-Modus zu triggern.

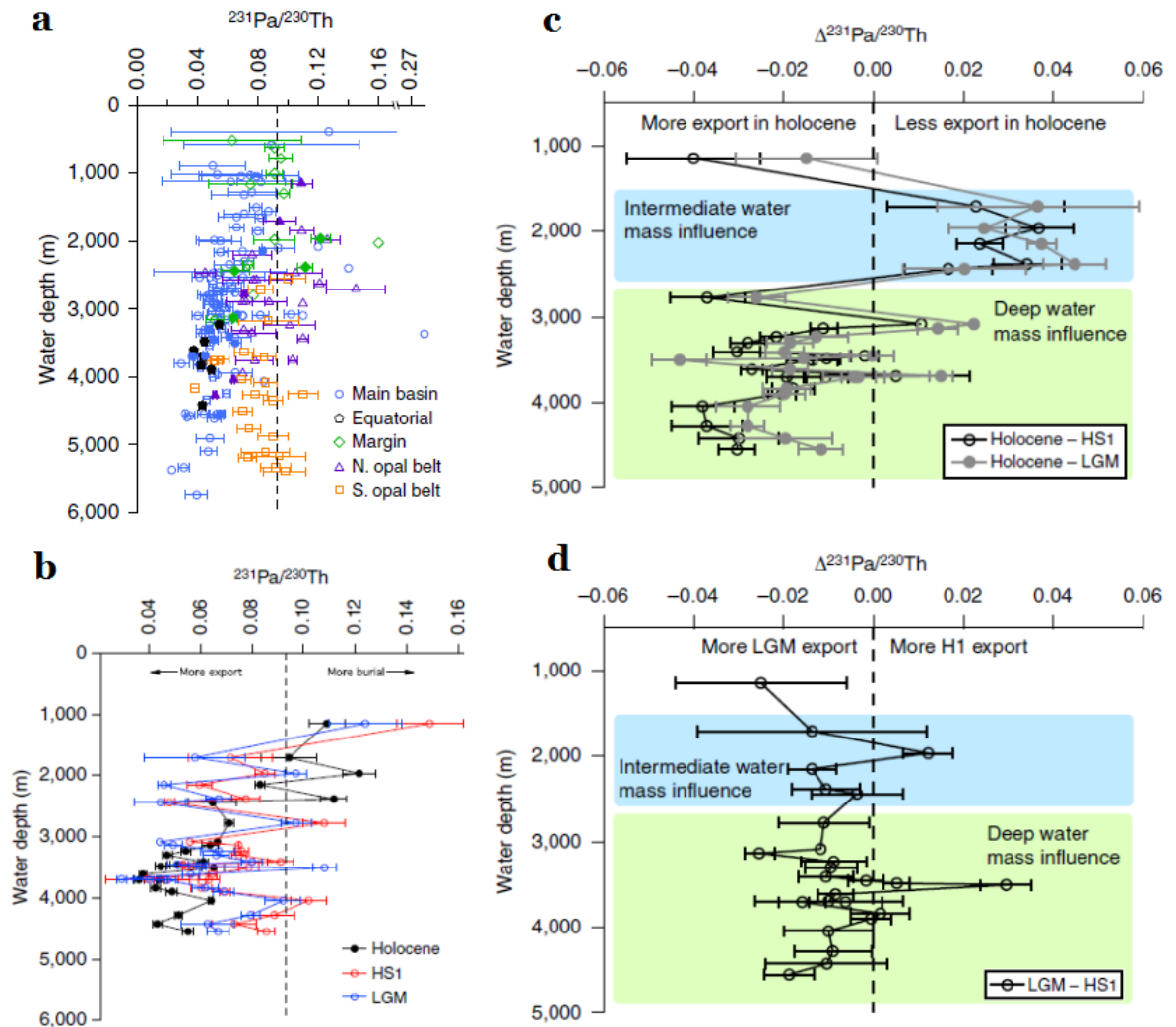


Abb. 2.14: **a.** Holozänes  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ , regional aufgeteilt. Der Abtransport von Pa mit der Tiefe (blau), sowie Abweichungen davon (orange, lila, grün), verursacht durch Opal-Einfluss bzw. Boundary Scavenging, ist hier dargestellt. Die gestrichelte Linie kennzeichnet das Produktionsverhältnis. **b.** Tiefenprofil von  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Werten für die relevanten Zeitperioden (Hol, HS1, LGM). **c.** Differenzen von  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  in Holozän und HS1 bzw. LGM. In Zwischenwassermassen während HS1 und LGM (ca. 1500 m bis 2500 m Wassertiefe) fand im Vergleich zum Holozän weniger Pa-Export statt. **d.** Differenz von LGM und HS1. Mit wenigen Ausnahmen zeigen fast alle Werte größeres oder gleiches Exportverhalten während des LGM im Vergleich zu HS1. Quelle: [Bradt et al. \[2014\]](#).

Die vorgestellten Studien bestätigen die folgenden Punkte:

- Der Abwärtstrend zu geringeren  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Werten im Holozän mit der Tiefe kann in Sedimenten gemessen werden [Lippold et al., 2012a; Bradtmiller et al., 2014].
- Der AABW-Einfluss ist in  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Verhältnissen zu erkennen [Böhm et al., 2015; Lippold et al., 2012a]
- Ein eventueller Off-Modus setzt nur während der Glazialen Maxima (mit erhöhtem Eisvorkommen) ein [Böhm et al., 2015].
- Geometrie und Zirkulationsrate – und damit auch der laterale Pa-Export – verändern sich mit den Modi [Böhm et al., 2015; Lippold et al., 2012a; Bradtmiller et al., 2014].
- Die Anwendung von  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  als Zirkulationstracer wird durch erhöhten Opalfluss und bevorzugtem Scavenging erschwert, insbesondere im südlichen Atlantik [Lippold et al., 2012a; Böhm et al., 2015; Bradtmiller et al., 2014].



## 3 Methoden

Die chemisch aufbereiteten Proben werden zur Bestimmung der Konzentrationen von  $^{231}\text{Pa}$ ,  $^{230}\text{Th}$ ,  $^{232}\text{Th}$  und  $^{238}\text{U}$  massenspektrometrisch analysiert. Eine Zusammenfassung der chemischen Behandlung ist im Anhang C ab Seite 163 zu finden. Der Vorgang für ca. 60-80 Proben dauert meist 4 bis 6 Wochen und die Messungen müssen aufgrund des schnell zerfallenden Pa-*Spikes*<sup>1</sup> im direkten Anschluss durchgeführt werden. Für jede Aufbereitung muss der Pa-Spike neu hergestellt und dessen Konzentration von  $^{233}\text{Pa}$  bestimmt werden.

### 3.1 Pa Standard: Spike und Pechblende

Die  $^{233}\text{Pa}$ -Spike-Lösung hat nach der vollständigen Herstellung eine noch unbekannte Konzentration  $C_{233}$  und muss kalibriert werden. Dies geschieht mit Hinzugabe einer exakten Menge an  $^{231}\text{Pa}$ , hergestellt aus einer Pechblende-Lösung mit der Konzentration  $C_{231} = 2639 \pm 74 \text{ fg/g}$  [Fietzke et al., 1999].

$$V_{\frac{231}{233}} \cdot \frac{231}{233} = \frac{C_{231} \cdot M_{231}}{C_{233} \cdot M_{233}} \iff C_{233} = \frac{C_{231} \cdot M_{231}}{M_{233}} \cdot \frac{233}{231} \cdot V_{\frac{231}{233}}^{-1} \quad (3.1)$$

$M_{231}$  und  $M_{233}$  sind die Einwaagen der Pechblende- bzw. Spike-Lösung und  $V_{\frac{231}{233}}$  das gemessene Teilchenverhältnis von  $^{231}\text{Pa}$  und  $^{233}\text{Pa}$ . Der Faktor  $\frac{231}{233}$  dient der Umrechnung von Teilchenverhältnis zu Gewichtsverhältnis. Die Tatsache, dass  $^{233}\text{Pa}$  wegen seiner kurzen Halbwertszeit durch einen  $\beta^-$ -Zerfall in das isobare  $^{233}\text{U}$  zerfällt, legt das Zeitfenster fest, in der eine Messung stattfinden kann. Außerdem würde angesichts der unterschiedlichen Ionisation und Transmission der beiden Elemente - Uran besitzt eine höhere Ionisationsrate - ein Teilchenverhältnis  $V_{\frac{231}{233}}$  größer als das reale  $V_{\frac{231\text{Pa}}{233\text{Pa}}}$  gemessen werden. Um diese Problematik zu umgehen, wird **simultan** für Proben und Standards der letzte Chromatographie-Schritt „Reinigung der Pa-Fraktion“ (Uran-Abtrennung) durchgeführt (s. Anhang. Abb. C.1, „2. Säule“). Die erfolgreiche Abtrennung wird durch Bestimmung der Konzentration des ebenfalls zuvor

<sup>1</sup>interner Vermessungsstandard bei massenspektrometrischen Analysen

hinzugegebenen  $^{236}\text{U}$  überprüft<sup>2</sup>. Die vorhandenen, geringen Mengen an  $^{233}\text{U}$  während einer Messung für Standard und Probe bewegen sich in der selben, geringen Größenordnung und der Effekt kann vernachlässigt werden. Dieser wäre während einer direkt im Anschluss an die Abtrennung durchgeführten Messung am größten und nimmt mit der Zeit ab [Christl et al., 2007]. Eine Überschreitung von etwa einer Halbwertszeit von  $^{233}\text{Pa}$  (27 Tage) führt nur noch zu einer Abnahme der Pa-Spike-Menge, wobei die Stärke des Effekts nur noch sehr geringfügig sinkt (siehe Abb. 3.1). Es ist daher darauf zu achten, dass zwischen chemischer Aufbereitung und Messung keine größere Zeitspanne im Verhältnis zur Zerfallszeit von  $^{233}\text{Pa}$  liegt (z.B. mehrere Monate), damit die Menge an  $^{233}\text{U}$  nicht die von  $^{233}\text{Pa}$  überschreitet.

Um die Konzentration  $C_{233}$  des Pa-Spikes nun zu bestimmen, empfiehlt sich die Regel, einen Pa-Standard pro 10 Proben herzustellen und aus den Einzelmessungen die Spike-Konzentration zu berechnen.

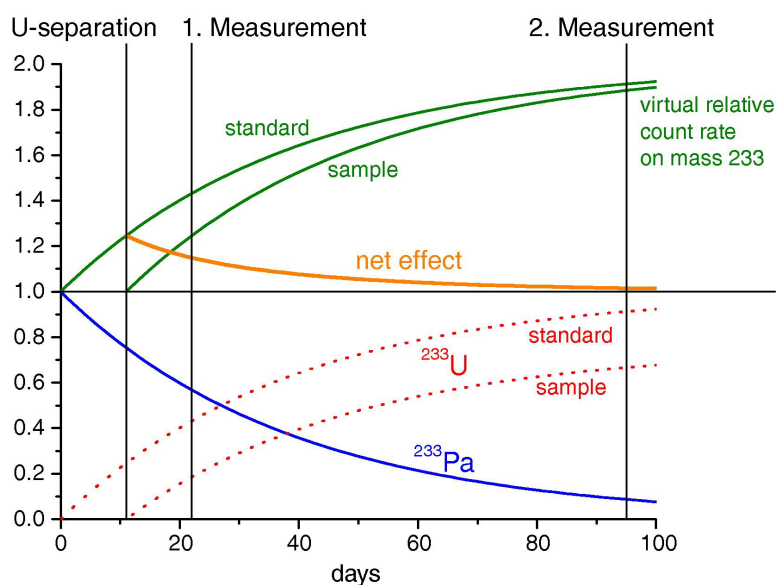


Abb. 3.1: Zeitliches Verhalten von Pa-Spike in Standard und Probe (grün). Nach der Abtrennung von Uran ist die „Zerfallsuhr“ von Probe und Pa-Standard synchronisiert und der sich auf das gemessene Teilchenverhältnis  $V_{\frac{231}{233}}$  auswirkende Diskriminierungseffekt (orange) sinkt. Mit der Zeit nimmt die Konzentration von  $^{233}\text{Pa}$  ab (blau) und  $^{233}\text{U}$  (rot gepunktet) übersteigt dessen Menge, der Effekt jedoch verringert sich nur noch minimal. Eine Messung sollte deshalb innerhalb kurzer Zeit (etwa eine  $^{233}\text{Pa}$ -Halbwertszeit, 27 Tage) erfolgen. Quelle: [Christl et al., 2007].

<sup>2</sup>bzw. durch die Abwesenheit von  $^{236}\text{U}$ . Kein  $^{236}\text{U}$  in einer Messung bedeutet eine erfolgreiche Uran-Abtrennung aus der Pa-Fraktion



## 3.2 ICP-MS Messungen

Protactinium kommt im Sediment nur in sehr geringen Mengen vor, deshalb muss eine Messmethode gewählt werden, die selbst im Konzentrationsbereich von wenigen fg/g eine ausreichende Intensität gewährleistet. Des Weiteren muss eine Auflösung erreicht werden, die Isotopenanalysen ermöglicht. Als moderne und etablierte Methode kommt dabei ICP-MS in Frage. Alle Pa und Th Messungen wurden entweder an einer Thermo Scientific *Neptune plus* (MC-ICP-MS, Multicollector Inductively Coupled Plasma Mass Spectrometry) oder *Element 2* (HR-ICP-MS, High Resolution Inductively Coupled Plasma Mass Spectrometry) durchgeführt. Einige Uran- und Thorium-Konzentrationen wurden an einer Thermo Scientific iCap-Q (Q-ICP-MS, Quadrupole Inductively Coupled Plasma Mass Spectrometry) bestimmt. Element 2 und iCap-Q sind Einzelkollektoren-Massenspektrometer, die Detektion der Signale wird sich durch den Einsatz von SEV's (Sekundärelektronenvervielfacher) realisiert. Die Messung im Multicollector-Massenspektrometer Neptune plus erfolgt über acht bewegliche Faraday Cups.

Massenspektrometrische Analysen benötigen Korrekturen aufgrund externer Faktoren wie Kontaminationen von Spike, Träger- oder Reinigungslösungen. Sie werden durch Vermessung von *Blanks* quantifiziert. Ebenso stellen interne Effekte wie beispielsweise Maschinenuntergrund, Fraktionierungs- oder Memory-Effekte Fehlerursachen bei der Konzentrationsbestimmung der Proben dar.

### Washing

Nachdem eine Probe vermessen wurde stellt sich insbesondere bei Verwendung von zusätzlich, sensitivitätserhöhenden Zusatzinstrumenten wie *APEX* oder *ARIDUS* ein Memoryeffekt ein. Die Probenflüssigkeit wird vor Einführung in das Plasma durch den *Zerstäuber* in ein Aerosol umgewandelt, die *Sprühkammer* separiert Tröpfchen mit zu großem Durchmesser, damit eine möglichst effiziente Ionisation stattfinden kann. Die mechanische Ablagerung des Aerosols in Schläuchen, Membranen oder Cones macht eine Zwischenreinigung (= *washing*) notwendig. Während sich das Zwischenreinigen von Uran relativ unkompliziert gestaltet (ca. 120 s reine Träger-Lösung oder H<sub>2</sub>O), verursachen Pa und vor allem Th einen größeren Memory-Effekt. Als Reinigungslösungen werden in diesen Fällen Mixturen aus 1-2 M HNO<sub>3</sub> und niedermolarer HF ( $\approx 0,1$  M) verwendet. Die Dauer des Prozesses erhöht sich dementsprechend, bis das Signal wieder Untergrund-Niveau erreicht (etwa 5-7 Minuten).

## Tailing und Hydridbildung

Mit *Tailing* (Abklingen) wird ein falsches (Teil-)Signal auf einer Masse bezeichnet, hervorgerufen durch Ionen der Nachbarmasse. Bei einem starken Peak (beispielsweise durch große Mengen an  $^{232}\text{Th}$  in der Probenlösung) auf einer Masse  $M$  wird stets ein geringer Anteil auf den benachbarten Massen detektiert. Die *Massenauflösung* (Abundance Sensitivity) gibt das Verhältnis der beiden an, es bewegt sich in der Größenordnung  $\frac{I(M)}{I(M \pm 1)} \approx 10^6$  und ist abhängig von Maschinentyp und dessen internen Parametern (z.B. Betriebsspannungen Quadrupol). Die relativ geringe Menge an  $^{231}\text{Pa}$  in Vergleich zu  $^{232}\text{Th}$  in Tiefseesediment erschwert die massenspektrometrische Analyse dementsprechend: Abundance Sensitivity und Intensität des Pa-Signals bewegen sich in diesem Fall in der selben Größenordnung.

Neben Tailing stört der Effekt der *Hydridbildung* auf der Nachbarmasse  $M+1$  zusätzlich deren Vermessung. In der Ionisationsquelle (Plasma) werden nicht nur Einzelatome ionisiert, sondern auch ein geringer Teil an Molekülionen gebildet. So kommt es vor, dass Verbindungen aus Ionen der Masse  $M$  und Wasserstoff entstehen und auf der Nachbarmasse  $M+1$  detektiert werden. Bei größerer Menge der zu analysierenden Massen kann dieser Effekt zusätzlich zum Tailing signifikante Abweichungen vom realen Wert verursachen. Im Falle der Protactinium-Analyse ist dabei besonders kritisch, dass sich die relativ große, noch vorhandene Menge an  $^{232}\text{Th}$  genau zwischen dem Analyt  $^{231}\text{Pa}$  und dem Spike  $^{233}\text{Pa}$  befindet. In Abbildung 3.2 sind beide Effekte zu sehen. Die Korrekturen werden mit dem Vermessen einer *Verdünnungsreihe* des Th-Standards **IRMM 35** durchgeführt, der frei von Protactinium ist.

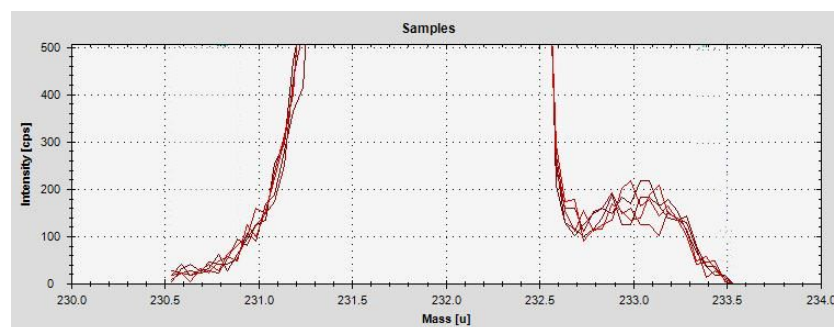


Abb. 3.2: Veranschaulichung von Tailing und Hydridbildung bei einer Messung des  $^{232}\text{Th}$ -Standards IRMM 35. Die Zählraten auf der Masse 231 sind nicht Null, sondern gemessen wird der Ausläufer des Massenpeaks von 232. Auf der Masse 233 werden zusätzlich Thorium-Wasserstoff-Molekülionen detektiert.

Nachdem die nötigen Korrekturen bezüglich Untergrund (Blanks), Washing (Waschlösung),

Tailing und Hydriddbildung (Th-Verdünnungsreihe) durchgeführt sind<sup>3</sup>, können die Pa-Konzentrationen analog zu Formel 3.1 berechnet werden:

$$V_{\frac{231}{233}} \cdot \frac{231}{233} = \frac{c_{231} \cdot m_{231}}{C_{233} \cdot M_{233}} \iff c_{231} = \frac{C_{233} \cdot M_{233}}{m_{231}} \cdot \frac{231}{233} \cdot V_{\frac{231}{233}}, \quad (3.2)$$

wobei  $c_{231}$  und  $m_{231}$  die Konzentration von  $^{231}\text{Pa}$  in der Probe bzw. die eingewogene Probenmenge bezeichnet.

Die Berechnung der Thorium-Konzentrationen erfolgt genauso, Formel 3.1 muss lediglich entsprechend modifiziert werden:

$$V_{\frac{229}{230}} \cdot \frac{229}{230} = \frac{C_{229} \cdot M_{229}}{C_{230} \cdot m_{230}} \iff c_{230} = \frac{C_{229} \cdot M_{229}}{m_{230}} \cdot \frac{230}{229} \cdot V_{\frac{229}{230}}^{-1}. \quad (3.3)$$

$C_{229}$  und  $M_{229}$  stehen für Th-Spike Konzentration und Einwaage,  $V_{\frac{229}{230}}$  für gemessenes Verhältnis,  $m_{230}$  ist die eingewogene Probenmasse.

---

<sup>3</sup>Der Effekt des *Mass Bias* wird bei der Pa-Messung nicht berücksichtigt, da er sich bei der Berechnung der Konzentrationen alle Korrekturterme heraus kürzen. Näheres ist in [Lippold \[2008\]](#), Kapitel 3.4.4 zu finden.



## 4 Lage der ausgewählten Sedimentkerne

In diesem Kapitel werden die Sedimentkerne beschrieben, zu welchen im Rahmen dieser Studie neue  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Daten generiert wurden. Die Auswahl der Kerne verfolgte das Ziel NADW als Tiefenwasserstrom entlang seines Weges bezüglich der Veränderungen im sedimentären  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  zu beobachten. Es müssen demnach Kerne vermieden werden, welche durch lokale Effekte wie Boundary Scavenging oder ähnliches beeinflusst werden.

### 4.1 Überblick

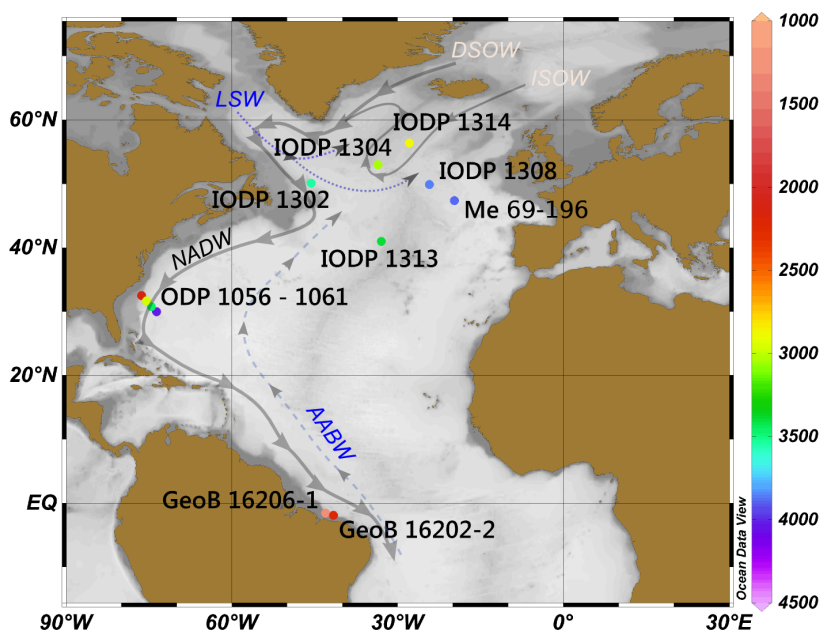


Abb. 4.1:  
Lokationen der bearbeiteten Kerne im Nord- und Zentralatlantik. Die Farbskala zeigt die Tiefe der Kerne unter dem Meeresspiegel. Bis auf GeoB 16202-2, GeoB 16206-1 und Me 69-196 sind alle Kerne aus ODP/IODP-Bestand. Die Pfeile skizzieren die Pfade von NADW und AABW.

Die Sediment-Kerne sind vom Ort der Tiefenwasserbildung im Norden bis in den zentralen Atlantik verteilt und folgen grob dem Weg des NADW. Die Altersmodelle müssen ausreichende zeitliche Auflösungen bzw. Sedimentationsraten aufweisen, damit HS1 und HS2 klar identifiziert werden können. Bei einigen Kernen kann zur Identifizierung der Heinrich-Stadiale das

Kern	Latitude [°]	Longitude [°]	Tiefe [m]	Anzahl Datenpunkte
IODP 1314	56,4	-27,9	2899	20
IODP 1304	53,1	-33,5	3064	14
IODP 1302	50,1	-45,6	3558	1
IODP 1308	49,9	-24,2	3871	19
Me 69-196	47,4	-19,7	3905	10
IODP 1313	41,0	-33,0	3414	21
ODP 1056	32,5	-76,3	2166	9
ODP 1059	31,7	-75,4	2985	12
ODP 1060	30,8	-74,6	3481	11
ODP 1061	30,0	-73,6	4038	9
GeoB 16206-1	-1,6	-43,0	1367	22
GeoB 16202-2	-1,9	-41,6	2248	21

Tabelle 4.1: Aufbereitete Sedimentkerne in dieser Studie. Dabei muss die Anzahl der Datenpunkte nicht notwendigerweise der bearbeiteten Proben entsprechen. Einige Proben wurden mehrmals vermessen, um die Qualität der Messungen zu überprüfen und/oder größere Unsicherheiten zu eliminieren.

IRD-Vorkommen genutzt werden. Tabelle 4.1 und Abbildung 4.1 geben eine Übersicht.

IODP 1302, IODP 1304 und IODP 1314 befinden sich in der Nähe der nördlichen Tiefenwasserbildungszonen, am südlichen Ausgang der Labradorsee und südlich von Island. Sie liefern  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Profile von Lokationen mit ISOW/DSOW- bzw. LSW-Einfluß.

IODP 1313 befindet sich in zentraler Lage auf dem mittelatlantischen Rücken.

IODP 1308 und Me 69-196 sind Vertreter aus dem IRD-Gürtel (Vgl. Kapitel 2.3.3, Abb. 2.5), letzterer ist ein Kern, der von Heinrich [1988] bearbeitet wurde.

Die sogenannten *Blake-Bahama-Outer-Ridge*-Kerne (BBOR) ODP 1056-1061 verfolgen die Idee eines von NADW geprägten Tiefentranssektes.

GeoB16202-2 und GeoB 16206-1 sind küstennahe Kerne bei Brasilien und liegen im Einfluss des *Deep Western Boundary Current* (DWBC).

## 4.2 Kurzcharakteristiken

Geordnet von Nord nach Süd werden im Folgenden die gewählten Lokationen bezüglich Ort, Tiefe, Einflüsse und Besonderheiten charakterisiert, sowie hilfreiche Ergebnisse aus Vorgängerstudien aufgelistet. Synthetisierte Grafiken zu den Einzelkernen (und gegebenenfalls Zusatzkernen) können dem Anhang A (ab Seite 119) entnommen werden.

### 4.2.1 IODP 1314

IODP 1314 befindet sich südöstlich der Gardar-Drift im subpolaren Nordatlantik (56,36°N, 27,89°W) in 2799 m Tiefe. Die Lokation ist ideal geeignet, um Variationen von ISOW zu analysieren. Die Lokation nahe der Tiefenwasserbildungszonen lässt erwarten, dass sich eine Änderung der Stärke oder eine Verschiebung der Bildungszonen im  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  bemerkbar macht. Weiter ist die Tiefe von ca. 2800 m ausreichend, um Unterschiede zwischen holozänem und glazialem Modus zu identifizieren, da GNAIW nur bis zu einer Tiefe von 2000 m vordringt.

Das Altersmodell stammt aus [Zarikian et al. \[2009\]](#) und beruht auf der Korrelation von  $\text{CaCO}_3$  und Rückstrahlungsvermögen<sup>1</sup> mit ODP 983 (60,4°N, 23,6°W; 1984 m Tiefe) [[Gruetzner and Higgins, 2010](#)]<sup>2</sup>. Die Sedimentationsraten sind mit Ausnahme des Holozäns relativ niedrig und konstant (4 cm/ka. Holozän: ca. 27 cm/ka).

Vorhandene Daten zu IODP 1314			
Messgröße	[mcd]	[ka BP]	Quelle
$^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}, ^{231}\text{Pa}, ^{230}\text{Th}, ^{232}\text{Th}, ^{238}\text{U}$	0,07 - 3,35	0,35 - 27,3	diese Studie
Biogenes Opal	2,83 - 3,24	15,85 - 24,8	diese Studie
Dichte	ab 0,05	ab 0,2	<a href="http://web.iodp.tamu.edu">http://web.iodp.tamu.edu</a>
Magnetische Suszeptibilität	ab 0,05	ab 0,2	<a href="http://web.iodp.tamu.edu">http://web.iodp.tamu.edu</a>
$\text{CaCO}_3$	0,19 - 3,5	0,69 - 30,6	[ <a href="#">Gruetzner and Higgins, 2010</a> ]
Ti/Ca	0,19 - 3,5	0,69 - 30,6	[ <a href="#">Gruetzner and Higgins, 2010</a> ]
K/Ca	0,19 - 3,5	0,69 - 30,6	[ <a href="#">Gruetzner and Higgins, 2010</a> ]
Ti	0,19 - 3,5	0,69 - 30,6	[ <a href="#">Gruetzner and Higgins, 2010</a> ]
Altersmodell	0 - 3,5	0 - 30,6	[ <a href="#">Zarikian et al., 2009</a> ]

Tabelle 4.2: Vorhandene Daten zu IODP 1314 aus dieser Studie und anderen Quellen. Abbildung A.1, Seite 120.

### 4.2.2 IODP 1304

Mit IODP 1304 (53,1°N, 33,5°W) wurde ein weiterer Kern des subarktischen Nordatlantiks untersucht. Mit einer Tiefe von 3064 m und der Lage am südlichen Rand der Gardar Drift sollten ISOW- und LSW-Einflüsse ebenfalls in den  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Werten erkennbar sein. Die Möglichkeit der Beobachtung einer Verschiebung der Tiefenwasserbildungszonen aufgrund seiner Lage ist ebenso wie für IODP 1314 gegeben.

<sup>1</sup> color reflectance L\*

<sup>2</sup>2009 noch in review befindlich.

Das verwendete Altersmodell stammt von Xuan et al. [2016], basierend auf der Korrelation der magnetischen Suszeptibilitäten des benachbarten Kerns KN166-14-JPC-13 [Hodell et al., 2010] (im Folgenden *JPC-13* genannt). Die resultierenden Sedimentationsraten bewegen sich im untersuchten Zeitbereich zwischen 6,6 (HS2) und 36,4 (spätes Holozän) cm/ka.

Der Kern JPC-13 besitzt zusätzlich wertvolle Daten [Hodell et al., 2010] (Abb. A.3) für eine weiterführende Analyse der Lokation.

Vorhandene Daten zu IODP 1304 und JPC-13			
Messgröße	[mcd]	[ka BP]	Quelle
$^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ , $^{231}\text{Pa}$ , $^{230}\text{Th}$ , $^{232}\text{Th}$ , $^{238}\text{U}$	0,07 - 4,73	0,19 - 23,7	diese Studie
Biogenes Opal	0,125 - 5,025	0,8 - 31	Romero, O., pers. Komm.
Dichte	ab 0,05	ab 0,15	<a href="http://web.iodp.tamu.edu">http://web.iodp.tamu.edu</a>
Magnetische Suszeptibilität	ab 0,05	ab 0,15	<a href="http://web.iodp.tamu.edu">http://web.iodp.tamu.edu</a>
Altersmodell	0 - 7,79	0 - 55,3	[Xuan et al., 2016]
Lithics	(JPC-13)	7,4 - 30	[Hodell et al., 2010]
Anteil >63 $\mu\text{m}$ Fraktion	(JPC-13)	7,4 - 30	[Hodell et al., 2010]
$\delta^{13}\text{C}$ (benth. Foram.)	(JPC-13)	8,1 - 30	[Hodell et al., 2010]
$\delta^{18}\text{O}$ (benth. Foram.)	(JPC-13)	8,1 - 30	[Hodell et al., 2010]
$\delta^{13}\text{C}$ (plank. Foram.)	(JPC-13)	8,1 - 30	[Hodell et al., 2010]
$\delta^{18}\text{O}$ (plank. Foram.)	(JPC-13)	8,1 - 30	[Hodell et al., 2010]
Zr/Sr	(JPC-13)	0,06 - 30	[Hodell et al., 2010]
$\log(\text{Ca}/\text{Ti})$	(JPC-13)	0,06 - 30	[Hodell et al., 2010]
Altersmodell	(JPC-13)	0 - 30	[Hodell et al., 2010]

Tabelle 4.3: Vorhandene Daten zu IODP 1304 und JPC-13 aus dieser Studie und anderen Quellen. Abbildung A.2 und A.3, Seite 121 und 122

## IODP 1302

Am Kern IODP 1302 (50,1°N, 45,6°W; 3558 m Tiefe) wurde im Gegensatz zu den übrigen nur eine einzige Probe aus dem Holozän vermessen (0,3 ka BP,  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th} = 0,079 \pm 0,004$ ). Er wird daher lediglich für die Datenbank in Kapitel 5.3 verwendet. Seine Lage befindet sich direkt im LSW.

### 4.2.3 IODP 1308

Der Sedimentkern IODP 1308 (auch U1308) hat seinen Ursprung im zentralen Nordatlantik, östlich des mittelatlantischen Rückens in einer Tiefe von 3871 m. U1308 ist eine Wiederho-



lungsbohrung des Kerns DSDP 609 aus dem Jahr 1983. DSDP 609 ist eine Referenz für Studien bezüglich Heinrich-Ereignissen<sup>3</sup> [Heinrich, 1988; Broecker et al., 1992; Bond and Lotti, 1995; Hemming, 2004] und Korrelationen zwischen IRD-Vorkommen und Abkühlphasen im Nordatlantik, sowie Kälteereignissen während der letzten Eiszeit [Bond et al., 1993; Bond and Lotti, 1995]. Da sich IODP 1308 im östlichen Ausläufer des IRD-Gürtels befindet, findet man in den Heinrich Lagen auch kleinere Dropstones, die für die  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  Analyse separiert wurden (siehe Abbildung 2.5, Seite 16).

Das Altersmodell im tieferen Bereich (ab 0,95 mcd) stammt aus Obrochta et al. [2014]. Die Alter der jüngeren Proben (0 - 94 cm) basieren auf der linearen Extrapolation von diesem<sup>4</sup>.

Daten zu IODP 1308 und DSDP 609			
Messgröße	[mcd]	[ka BP]	Quelle
$^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ , $^{231}\text{Pa}$ , $^{230}\text{Th}$ , $^{232}\text{Th}$ , $^{238}\text{U}$	0,07 - 1,40	0,7 - 27,9	diese Studie
Biogenes Opal	0,6 - 1,40	11,2 - 27,9	diese Studie
Dichte	0,08 - 1,5	1,49 - 27,8	[Hodell et al., 2008]
Magnetische Suszeptibilität	0,03 - 1,5	1,49 - 27,8	[Hodell et al., 2008]
Altersmodell	0 - 7,79	0 - 55,3	[Obrochta et al., 2014]
Ca/Sr	0,01 - 1,5	0,18 - 27,8	[Hodell et al., 2008]
Si/Sr	0,01 - 1,5	0,18 - 27,8	[Hodell et al., 2008]
$\delta^{18}\text{O}$ (bulk carbonate)	0 - 1,5	0 - 27,8	[Hodell et al., 2008]
$\delta^{13}\text{C}$ (benth. Foram.)	0 - 1,5	0 - 27,8	[Hodell et al., 2008]
$\delta^{18}\text{O}$ (benth. Foram.)	0 - 1,5	0 - 27,8	[Hodell et al., 2008]
Lith. Anteil >150 $\mu\text{m}$	(DSDP 609)	12,9 - 30	[Bond et al., 1999]
N. Pachyderma >150 $\mu\text{m}$	(DSDP 609)	0 - 30	[Bond et al., 1999]
$\delta^{13}\text{C}$ (plank. Foram.)	(DSDP 609)	0 - 27,8	[Bond et al., 1999]
$\delta^{18}\text{O}$ (plank. Foram.)	(DSDP 609)	0 - 27,8	[Bond et al., 1999]
Detritisches $\text{CaCO}_3$	(DSDP 609)	14,4 - 30	[Obrochta et al., 2012]
Altersmodell	(DSDP 609)	14,4 - 30	[Obrochta et al., 2012]

Tabelle 4.4: Vorhandene Daten zu IODP 1308 und DSDP 609 aus dieser Studie und anderen Quellen. Abbildung A.4 und A.5, Seite 123 und 124.

#### 4.2.4 Me 69-196

Me 69-196 liegt im nordöstlichen Atlantik (47,4°N; 19,7°W) in einer Tiefe von 3905 m. Er ist ein von Heinrich [1988] untersuchter Kern und hat so zur Namensgebung der Heinrich-

<sup>3</sup>In einigen Publikationen wird DSDP 609 als „benchmark-site“ bezeichnet.

<sup>4</sup>Es existiert ein Altersmodell von Hodell et al. [2008], beruhend auf Daten aus Bond et al. [1993], Shackleton et al. [2004] und Lisiecki and Raymo [2005]. Da der vordere, holozäne Bereich jedoch widersprüchlich ist (tiefere Probe - jüngerer Alter), wird die Extrapolation von [Obrochta et al., 2014] verwendet.

Ereignisse beigetragen (siehe Kapitel 2.2). Die Lokation befindet sich in der Nähe zu IODP 1308 auf der Dreizack-Erhöhung im IRD-Gürtel, östlich des mittelatlantischen Rückens.

Das Altersmodell aus Heinrich [1988] und die entsprechenden Sedimentationsraten sind in Abbildung A.7 zu sehen. Sie sind mit 1,2 bis 4,5 cm/ka im Gegensatz zu Kernen aus dem westlichen Nordatlantik relativ gering und weisen keine Besonderheiten auf.

Daten zu Me 69-196			
Messgröße	[mcd]	[ka BP]	Quelle
$^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ , $^{231}\text{Pa}$ , $^{230}\text{Th}$ , $^{232}\text{Th}$ , $^{238}\text{U}$	0,1 - 0,77	8 - 34	diese Studie
Biogenes Opal	0,1 - 0,77	8 - 34	diese Studie
Ca	0 - 1	0 - 45	[Jantschik, 1991]
Karbonat	0 - 1	0 - 45	[Jantschik, 1991]
Kalzit	0 - 1	0 - 45	[Jantschik, 1991]
Quarz	0 - 1	0 - 45	[Jantschik, 1991]
Dichte	0 - 1	0 - 45	[Meischner, 1987]
Altersmodell	0 - 2,7	8 - 127	[Heinrich, 1988]

Tabelle 4.5: Vorhandene Daten zu IODP Me 69-196 aus dieser Studie und anderen Quellen. Abbildung A.7, Seite 126.

#### 4.2.5 IODP 1313

IODP 1313 (3414 m Tiefe) liegt am südlichen Ende des IRD-Gürtels im Nordatlantik bei 41°N, 33°W. Auch dieser Kern ist eine Reokkupation (des Kerns DSDP 607). In den oberen Metern des Kerns sind mehrere IRD-reiche Lagen zu finden, welche zeitlich mit den Heinrich Ereignissen übereinstimmen [Naafs et al., 2011].

Das Altersmodell von Naafs et al. [2013] basiert auf der Korrelation von XRD-Daten (Röntgenbeugung) von IODP 1313 zu den XRF-Daten (Röntgenfluoreszenz) von IODP 1308 [Holdell et al., 2008]. Die Sedimentationsraten bewegen sich zwischen 3,3 und 14,3 cm/ka, die Höchstwerte werden während der Heinrich-Stadiale erreicht.

Daten zu IODP 1313			
Messgröße	[mcd]	[ka BP]	Quelle
$^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ , $^{231}\text{Pa}$ , $^{230}\text{Th}$ , $^{232}\text{Th}$ , $^{238}\text{U}$	0,21 - 1,64	5,46 - 29,65	diese Studie
Biogenes Opal	0,21 - 1,64	5,46 - 29,65	diese Studie
Dichte	ab 0,22	ab 5,6	<a href="http://web.iodp.tamu.edu">http://web.iodp.tamu.edu</a>
Magnetische Suszeptibilität	ab 0,22	ab 5,6	<a href="http://web.iodp.tamu.edu">http://web.iodp.tamu.edu</a>
$\epsilon\text{Nd}$	0,21 - 1,64	5,46 - 29,65	[Lippold et al., 2016]
Dol/Cal	0,19 - 2,0	0 - 38	[Naafs et al., 2013]
Qz/Cal	0,19 - 2,0	0 - 38	[Naafs et al., 2013]
Altersmodell	0,19 - 2,0	0 - 38	[Naafs et al., 2013]

Tabelle 4.6: Vorhandene Daten zu IODP 1313 aus dieser Studie und anderen Quellen. Abbildung A.10, S. 128.

#### 4.2.6 Blake Bahama Outer Ridge (BBOR): ODP 1056 - ODP 1061

Die 4 Kerne ODP 1056, ODP 1059, ODP 1060 und ODP 1061 sind alle als Teil der IODP Fahrt 172 am östlichen Kontinentalrand Nordamerikas geborgen worden. Die Kerne bilden ein Tiefentransekt, welches das direkte Beobachten der intermediär und tief fließenden Wassermassen an einem Ort möglich machen soll.

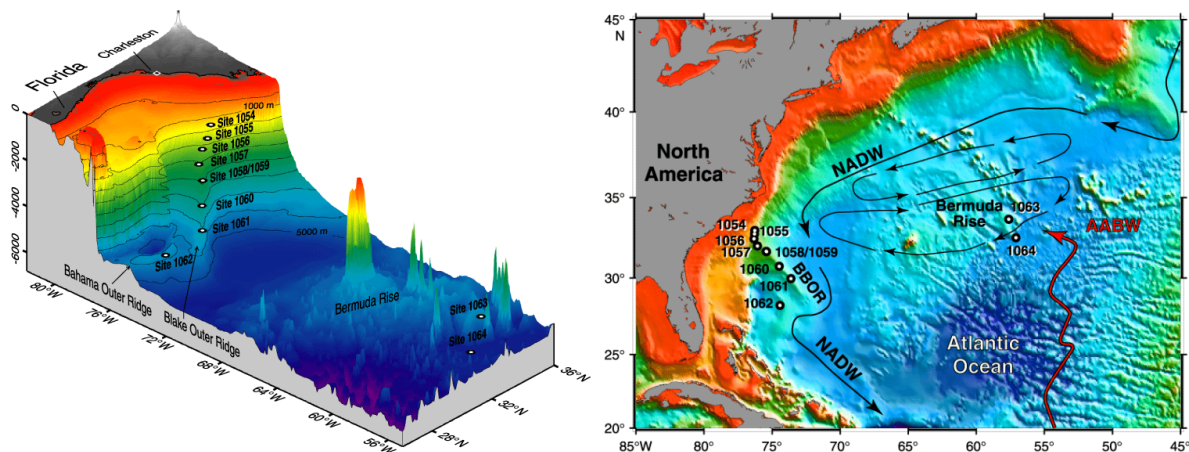


Abb. 4.2: Lage der Kerne ODP 1055 - ODP 1063 und Bathymetrie des westlichen Nordatlantiks. Quelle: [Keigwin et al., 2001]

#### Altersmodelle

Bis auf Hagen and Keigwin [2002] (ODP 1059) und Böhm et al. [2015] (ODP 1063 - Bermuda Rise) stehen für die Kerne des ODP Leg 172 keine Altersmodelle mit ausreichender zeitlicher Auflösung für das Holozän und obere Pleistozän (bis ca. 126 ka BP) zur Verfügung.

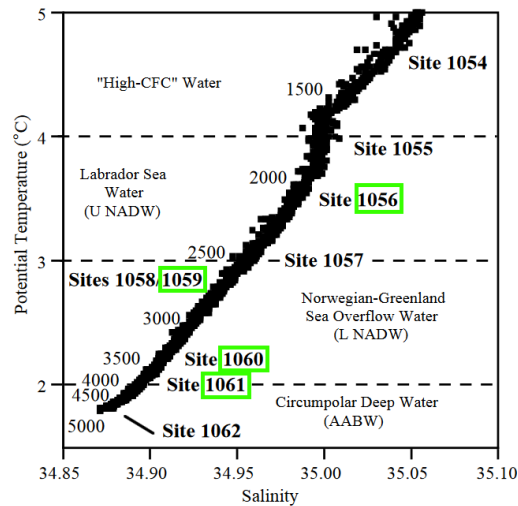


Abb. 4.3: Tiefen der ODP Leg 172 Kerne und ihre Position in rezenten Wassermassen. Die Tiefen der Sites wurde so gewählt, dass mindestens ein Kern in jeder modernen Wassermasse liegt. Die in dieser Studie verwendeten Kerne sind grün markiert. Quelle: [Keigwin et al., 1998], modifiziert.

Die in Gruetzner et al. [2002] aufgeführten Altersmodelle für Leg 172 besitzen lediglich eine Auflösung von ca. 5 bis 20 ka pro Datenpunkt. Um höher aufgelöste Alter-Tiefen-Relationen zu erhalten, wurden für die verwendeten Kerne neue Modelle, basierend auf Daten der magnetischen Suszeptibilitäten, entwickelt. Die Ergebnisse und eine Beschreibung der Vorgehensweise ist in Kapitel 5.1 zu finden.

### ODP 1056

ODP 1056 (32,5°N, 76,3°W) bildet mit 2166 m Tiefe den am flachsten gelegenen Kern des Tiefentransekts. In dieser Tiefe besteht NADW hauptsächlich aus LSW [Keigwin et al., 1998] (siehe Abbildung 4.3). Wie oben erwähnt ist das Altersmodell aus der Korrelation der magnetischen Suszeptibilitäten mit ODP 1063 hervorgegangen. Die resultierenden Sedimentationsraten liegen im Schnitt bei ca. 40 cm/ka. Damit ist eine ausreichende zeitliche Auflösung des Kerns gegeben.

### ODP 1059

Nach Abbildung 4.2 befindet sich ODP 1059 in der Grenzschicht LNADW/UNADW: der Kern liegt folglich inmitten des NADW und sollte somit ein rein von nördlichen Tiefenwasser geprägtes Signal wiedergeben. Das Altersmodell von Hagen and Keigwin [2002] wurde im vorderen Bereich mit der <sup>14</sup>C-Methode unter Annahme eines Reservoir-Alters von 400 Jahren entwickelt. Im hier betrachteten Zeitintervall weist der Kern durchschnittliche Sedimentationsraten von etwa 40 cm/ka auf. Nur während HS1 erhöht sich die Sedimentationsrate auf den Maximalwert 106 cm/ka. HS2 zeigt leicht erhöhte Sedimentation.

**ODP 1060 und ODP 1061**

Mit einer Tiefe von 3481 m liegt ODP 1060 gerade noch im rezenten NADW, ODP 1061 nur ca. einen halben Kilometer tiefer bei 4038 m in der Grenzschrift NADW-AABW (Abbildung 4.3). Das während der Heinrich-Stadiale in höher liegende Schichten dringende AABW sollte demnach identifizierbar sein. Auch diese Altersmodelle basieren auf den magnetischen Suszeptibilitäten. Die Sedimentationsraten von ODP 1060 reichen von 6 cm/ka im Holozän bis zu kurzfristigen Höchstwerten von 210 cm/ka zu Beginn von HS2. ODP 1061 besitzt während HS2 bis zu 200 cm/ka.

Daten zu ODP 1056, 1059, 1060 und 1061			
<b>ODP 1056</b>			
Messgröße	[mcd]	[ka BP]	Quelle
$^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}, ^{231}\text{Pa}, ^{230}\text{Th}, ^{232}\text{Th}, ^{238}\text{U}$	1,02 - 3,09	8,9 - 16,5	diese Studie
Dichte	ab 0,65	ab 4,9	<a href="http://web.iodp.tamu.edu">http://web.iodp.tamu.edu</a>
Magnetische Suszeptibilität	ab 0,64	ab 4,9	<a href="http://web.iodp.tamu.edu">http://web.iodp.tamu.edu</a>
Altersmodell	0,0 - 4,0	0 - 18,6	diese Studie
<b>ODP 1059</b>			
Messgröße	[mcd]	[ka BP]	Quelle
$^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}, ^{231}\text{Pa}, ^{230}\text{Th}, ^{232}\text{Th}, ^{238}\text{U}$	0,05 - 10,19	7,5 - 28,0	diese Studie
Dichte	ab 0,04	ab 7,3	<a href="http://web.iodp.tamu.edu">http://web.iodp.tamu.edu</a>
Magnetische Suszeptibilität	ab 0,04	ab 7,3	<a href="http://web.iodp.tamu.edu">http://web.iodp.tamu.edu</a>
Altersmodell	0,08 - 10,19	7,4 - 28	[Hagen and Keigwin, 2002]
<b>ODP 1060</b>			
Messgröße	[mcd]	[ka BP]	Quelle
$^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}, ^{231}\text{Pa}, ^{230}\text{Th}, ^{232}\text{Th}, ^{238}\text{U}$	0,09 - 8,23	1 - 23,14	diese Studie
Dichte	ab 0,15	ab 1,2	<a href="http://web.iodp.tamu.edu">http://web.iodp.tamu.edu</a>
Magnetische Suszeptibilität	ab 0,04	ab 1	<a href="http://web.iodp.tamu.edu">http://web.iodp.tamu.edu</a>
Altersmodell (1060B)	0,58 - 9	4,2 - 23,4	diese Studie
Altersmodell (1060C)	0,82 - 9	5,9 - 23,8	diese Studie
<b>ODP 1061</b>			
Messgröße	[mcd]	[ka BP]	Quelle
$^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}, ^{231}\text{Pa}, ^{230}\text{Th}, ^{232}\text{Th}, ^{238}\text{U}$	0,07 - 10,3	1 - 26,1	diese Studie
Dichte	ab 0,07	ab 1	<a href="http://web.iodp.tamu.edu">http://web.iodp.tamu.edu</a>
Magnetische Suszeptibilität	ab 0,06	ab 1	<a href="http://web.iodp.tamu.edu">http://web.iodp.tamu.edu</a>
Altersmodell	0,64 - 10,3	4,2 - 26,1	diese Studie

Tabelle 4.7: Vorhandene Daten der BBOR-Kerne aus dieser Studie und anderen Quellen.

### 4.2.7 GeoB 16202-2 und GeoB 16206-1

GeoB 16202-2 (1,9°S, 41,6°W; 2248 m Tiefe) und GeoB 16206-1 (1,6°S, 43°W; 1367 m Tiefe) liegen vor der Küste Brasiliens und wurden auf einer Fahrt der MARIA S. MERIAN im Jahre 2012 geborgen. Aufgrund der Nähe zum südamerikanischen Kontinent weisen die Kerne terrigene Einträge auf, hauptsächlich verursacht durch den Rio Parnaíba [Zhang et al., 2015]. Besonders während der Heinrich-Ereignisse<sup>5</sup> zeigen sich erhöhte Eisen/Kalzium-Verhältnisse im Sediment, was auf einen kontinentalen Eintrag schließen lässt [Mulitza, S., persönliche Kommunikation].

Die Altersmodelle basieren auf der Radiokarbon-Methode (Reservoir-Alter 400 Jahre) [Mulitza et al., 2016, in review]. Sedimentationsraten steigen auf Höchstwerte während HS1 (GeoB 16202-2: 157,7 cm/ka; GeoB 16206-1: 90,3 cm/ka). Die Minimalwerte sind 9,1 cm/ka (GeoB 16202-2, spätes Holozän) bzw. 7,8 cm/ka (GeoB 16206-1, frühes LGM).

Daten zu <b>GeoB 16206-1</b>			
Messgröße	[mcd]	[ka BP]	Quelle
<sup>231</sup> Pa/ <sup>230</sup> Th, <sup>231</sup> Pa, <sup>230</sup> Th, <sup>232</sup> Th, <sup>238</sup> U	0,02 - 8,08	0,4 - 29,9	diese Studie
εNd	0,1 - 7,8	1,2 - 28,3	[Zhang et al., 2015]
Al/Si	0,06 - 8,0	1,2 - 29,6	[Zhang et al., 2015]
Rb/Sr	0,02 - 8,0	1 - 29,6	[Zhang et al., 2015]
Ti/Ca	0,02 - 8,0	1 - 29,6	Mulitza, S., pers. Komm.
Si/Ca	0,02 - 8,0	1 - 29,6	Mulitza, S., pers. Komm.
Altersmodell	0,06 - 8,0	0,7 - 29,6	[Zhang et al., 2015]

Tabelle 4.8: Vorhandene Daten zu GeoB 16206-1 aus dieser Studie und anderen Quellen.

Daten zu <b>GeoB 16202-2</b>			
Messgröße	[mcd]	[ka BP]	Quelle
<sup>231</sup> Pa/ <sup>230</sup> Th, <sup>231</sup> Pa, <sup>230</sup> Th, <sup>232</sup> Th, <sup>238</sup> U	0,86 - 7,63	7,7 - 24,24	diese Studie
Biogenes Opal	0,86 - 7,63	7,7 - 24,24	diese Studie
Ti/Ca	0,02 - 7,63	1 - 24,24	Mulitza, S., pers. Komm.
Si/Ca	0,02 - 7,63	1 - 24,24	Mulitza, S., pers. Komm.
Porosität	0 - 7,63	1 - 24,24	[MERIAN-Berichte, 2012]
Altersmodell	0,06 - 7,55	1,2 - 23,86	Mulitza, S. et al. [in review]

Tabelle 4.9: Vorhandene Daten zu GeoB 16202-2 aus dieser Studie und anderen Quellen.

<sup>5</sup>und der jüngeren Dryas

# 5 Ergebnisse

## 5.1 Altersmodellentwicklung der Blake Bahama Outer Ridge-Kerne

Wie im vorigen Abschnitt festgestellt, existieren für die Blake Bahama Outer Ridge-Kerne keine ausreichend aufgelöste Alter-Tiefen-Relationen. Für die verwendeten Kerne wurden mit Hilfe magnetischer Suszeptibilitäten neue Modelle entwickelt. Als Grundlage dienen die beiden oben genannten Altersmodelle von ODP 1063 und ODP 1059 [Böhm et al., 2015; Hagen and Keigwin, 2002]. Daten der magnetischen Suszeptibilität stehen für alle DSDP/ODP/IODP Kerne in Zentimeter-Auflösung in der IODP-Online-Datenbank<sup>1</sup> zur Verfügung.

Zunächst wurde ein *Basis-Altersmodell* von ODP 1063 B, dessen Grundlage das Modell aus Böhm et al. [2015] darstellt, aus den verschiedenen Altern der Teilkern A, B und D entwickelt. Aus dieser Grundlage entsteht eine Alter-Tiefen-Relation für 1060 B, um eine anschließende Korrelation mit 1060 C durchzuführen, da die hier verwendeten Proben ebenfalls aus beiden Teilbohrungen stammen. Im Anschluss wurden die magnetischen Suszeptibilitäten des Kerns 1061 C mit aus dem voran verwendeten Daten von 1060 C korreliert (siehe Anhang A.3). Die Vorgehensweise für die Kerne 1056 A und 1059 A erfolgt analog mit dem Modell für ODP 1059 aus Hagen and Keigwin [2002]. Die Korrelation der Signale benötigt *Tiepoints*, um zwei unterschiedliche Quellen (Kerne) miteinander zu verknüpfen. Für deren Identifikation (*wiggle-matching*) wird folgendes Schema angewandt:

---

<sup>1</sup><http://web.iodp.tamu.edu>

- Signal-Peaks (wiggles) sind lokale Maxima
- Lokale Minima werden ignoriert, falls nicht eindeutig ist, ob es sich um ein tatsächliches Signal handelt<sup>2</sup>
- Form und Intensität der Peaks müssen vergleichbar sein
- Kanten und Plateaus können ebenfalls zur Tiepoint-Fixierung verwendet werden, falls obige Punkte erfüllt sind.

Die Signale werden, um eine gezieltere Bestimmung der Tiepoints zu ermöglichen, von ihrem generellen Trend (durch lineare Regression) normalisiert. Die anschließende Verknüpfung der Daten kann somit in vergleichbaren Skalen durchgeführt werden. Grafik A.17 zeigt das wiggle-matching von 1063 A und 1063 B, alle anderen Korrelationen sind ebenfalls im Anhang aufgeführt. Die finale Erzeugung wird mittels des MatLab-Programmes „iscam“ (J. Fohlmeister, persönliche Kommunikation) durchgeführt.

Die Altersmodell-Neuentwicklungen wurden nach der Bearbeitung der Proben durchgeführt. Die Vorauswahl der Proben beruhte auf ungenauen Altersabschätzungen und aus diesem Grund stehen für einzelne Zeitabschnitte nach Anwendung der Neuentwicklungen keine Daten zur Verfügung. Grundsätzlich wurde versucht, für jeden Zeitabschnitt mindestens eine Probe zu bearbeiten, um sie für die Datenbank in Kapitel 5.3 bereit zu stellen. Die in Kapitel 5.2 gezeigten Daten der BBOR-Kerne bilden die Grundlage für mögliche künftige Fortsetzungsstudien zum Blake-Ridge-Tiefentranssektes bezüglich  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ . Die Zuverlässigkeit der Modelle kann mit dem Vergleich einzelner Punkte mit publizierten (jedoch zu niedrig aufgelösten, s.o.) Alter-Tiefen-Relationen verifiziert werden (z.B. für ODP 1060 in [Vautravers et al. \[2004\]](#)).

Die finalen Altersmodelle sind in den Abbildungen 5.1 und 5.2 zu sehen.

---

<sup>2</sup>Fehlstellen oder Übergänge innerhalb der einzelnen Kern-Sektionen während der Datenerfassung resultieren in einem spitzen, negativen Peak. Zum Beispiel gibt es solche Negativpeaks bei allen Kernen ca. alle 1,50 Meter, da hier die separaten Sektionen aneinander gereiht vermessen werden.



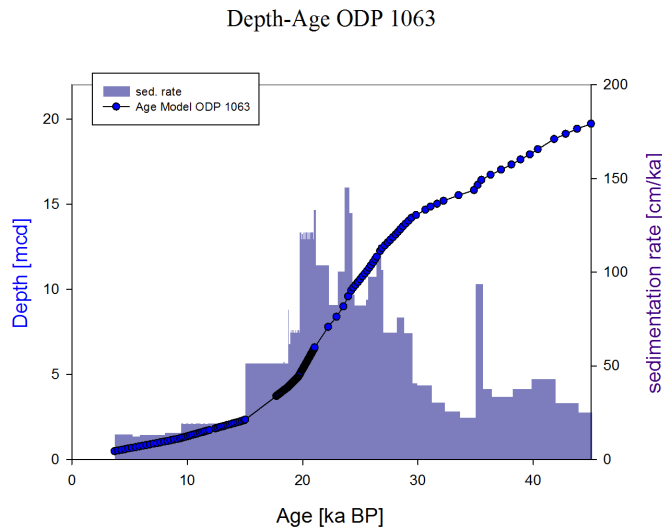


Abb. 5.1: Altersmodell des Kerns ODP 1063. Dieses bildet die Basis für weitere Korrelationen der magnetischen Suszeptibilitäten der Kerne ODP 1056, ODP 1060 B/C und ODP 1061.

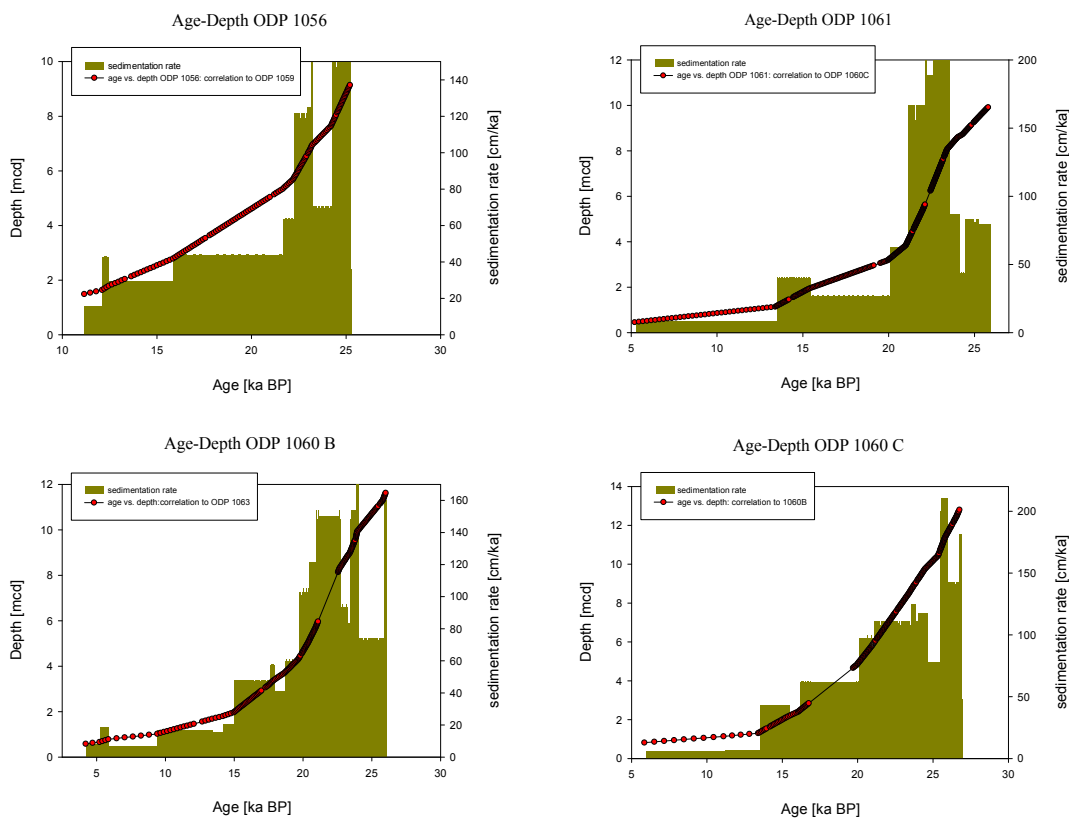


Abb. 5.2: Altersmodelle ODP 1056, 1061, 1060B, 1060C, basierend auf der Korrelation magnetischer Suszeptibilitäten zu ODP 1063 und ODP 1059.

## 5.2 Einzelprofile

Um die neu generierten  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Daten besser in gegenseitigen Bezug setzen zu können, werden die bekannten  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Ergebnisse [McManus et al., 2004; Lippold et al., 2009; Böhm et al., 2015] (Abbildung 5.3, a) des Bermuda Rise (ODP 1063, GGC5) als Referenzprofil genutzt. Im folgenden werden die einzelnen Lokationen nacheinander an dieser Referenz gemessen.

### 5.2.1 Bermuda Rise

Das durchschnittliche  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  am Bermuda Rise ist im Holozän 0,055 mit einer Standardabweichung  $\sigma = 0,003$  bzw. 6,2 %. Im LGM weist das Bermuda Rise eine etwas größere Standardabweichung von  $\sigma = 0,005$  (6,9 %) bei einem durchschnittlich höherem  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th} = 0,66$  auf. Die beiden Verhältnisse geben mit diesen Werten quantitativ die zwei Modi Warm und Cold wieder. Der Off-Modus während der Heinrich-Stadiale besitzt erwartungsgemäß höhere Werte: während HS1 ist  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th} = 0,072 \pm 0,015$  (20,5 %) und während HS2  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th} = 0,076 \pm 0,100$  (13,2 %).

Auffällige Unterschiede zwischen beiden Heinrich-Stadialen sind zum einen der kurze Abfall der  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Verhältnisse inmitten von HS2, welcher während HS1 in dieser Form nicht beobachtbar ist. Zum anderen steigen die Verhältnisse zu Beginn von HS1 kontinuierlich an, anfangs von HS2 jedoch eher abrupt.

Die Ergebnisse der Messungen (inklusive der Verhältnisse von ODP 1063/GGC5) sind in den Abbildungen 5.3, 5.4 und 5.5 dargestellt und mit den Buchstaben a bis l fortlaufend gekennzeichnet. Mittelwerte und Standardabweichungen sind der Tabelle 5.1 und Abbildung 5.6 zu entnehmen.

Abbildung 5.7 und Tabelle 5.2 zeigen die mittleren Abweichungen zur Referenz. Die zum Teil erheblichen Abweichungen einzelner Abschnitte sind auf die Lage der Kerne zurückzuführen. Wie in Kapitel 3 beschrieben hängt  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  unter anderem auch von Wassertiefe und relativer Lage zur Tiefenwasserbildungszone ab.

Die gemessenen Opal-Konzentrationen betragen alle weniger als 5% und es besteht keine signifikante Korrelation zu den  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Werten. Eine veranschaulichende Grafik hierzu kann im Anhang betrachtet werden (Abbildung A.22, Seite 158).

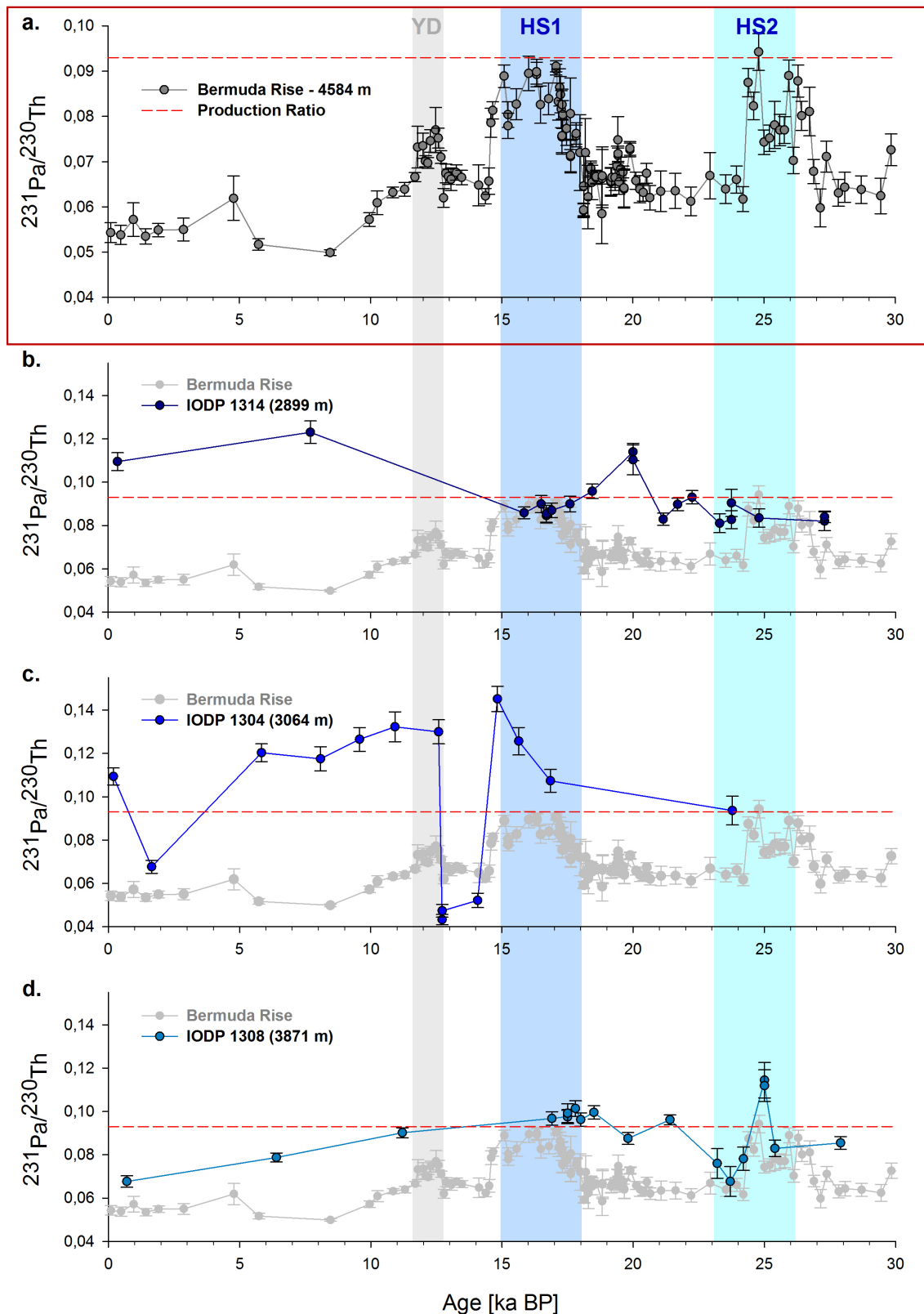


Abb. 5.3:  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  von ODP 1063/GGC5 (a, rot umrahmt), IODP 1314 (b), IODP 1304 (c) und IODP 1308 (d).

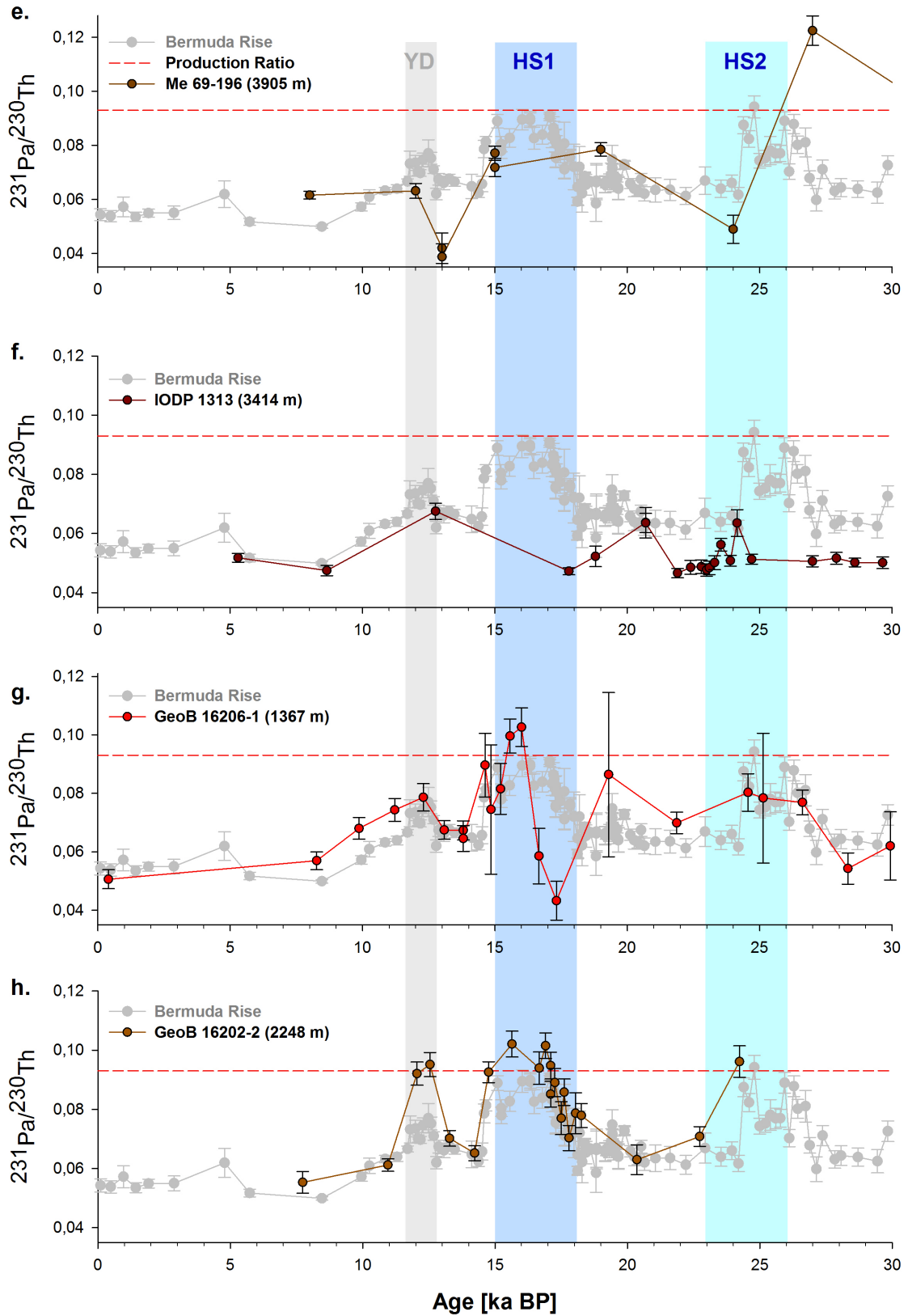


Abb. 5.4:  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  von Me 69-196 (e), IODP 1313 (f), GeoB 16206-1 (g) und GeoB 16202-2 (h).

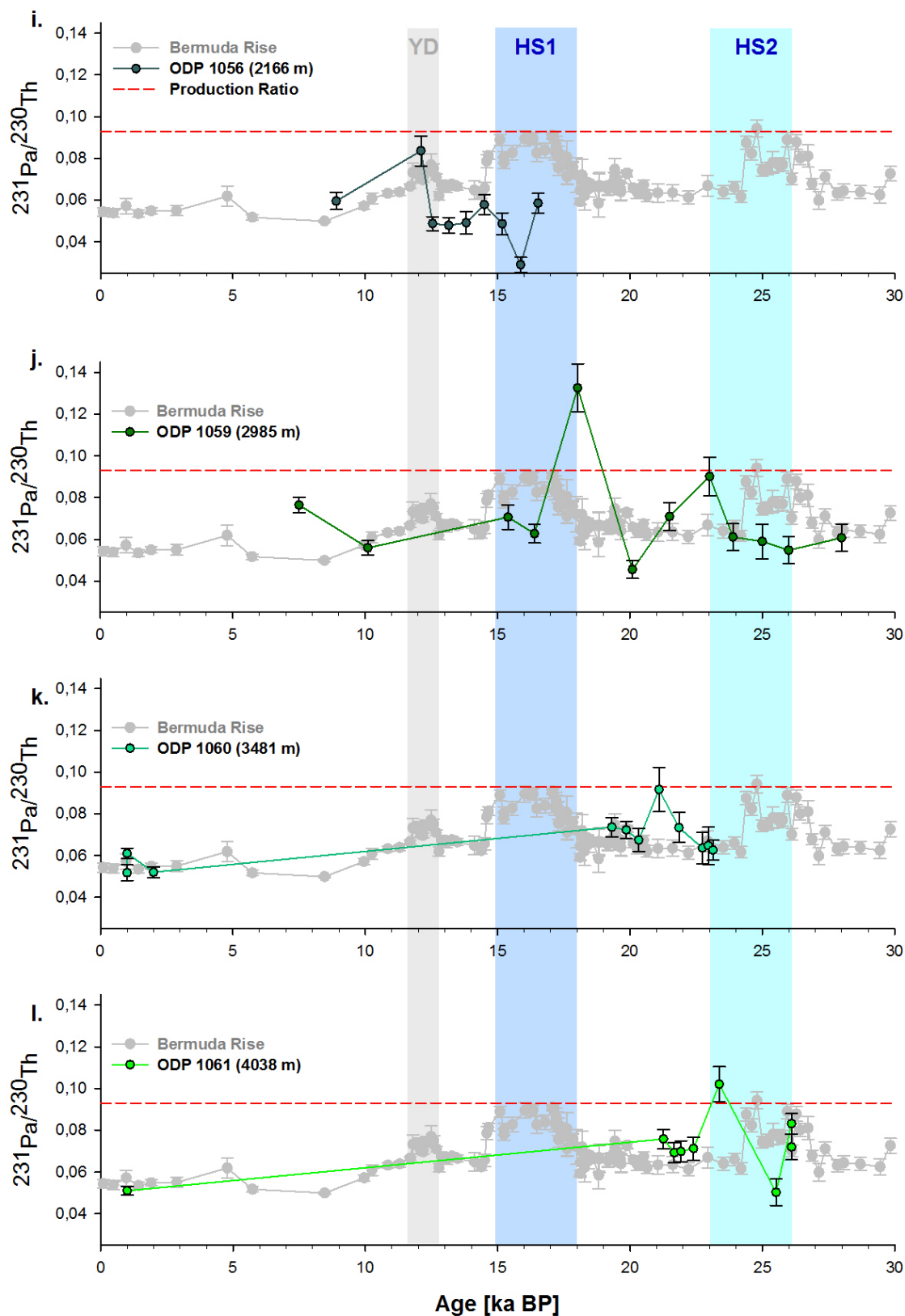


Abb. 5.5:  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  von ODP 1056 (i), ODP 1059 (j), ODP 1060 (k) und ODP 1061 (l).

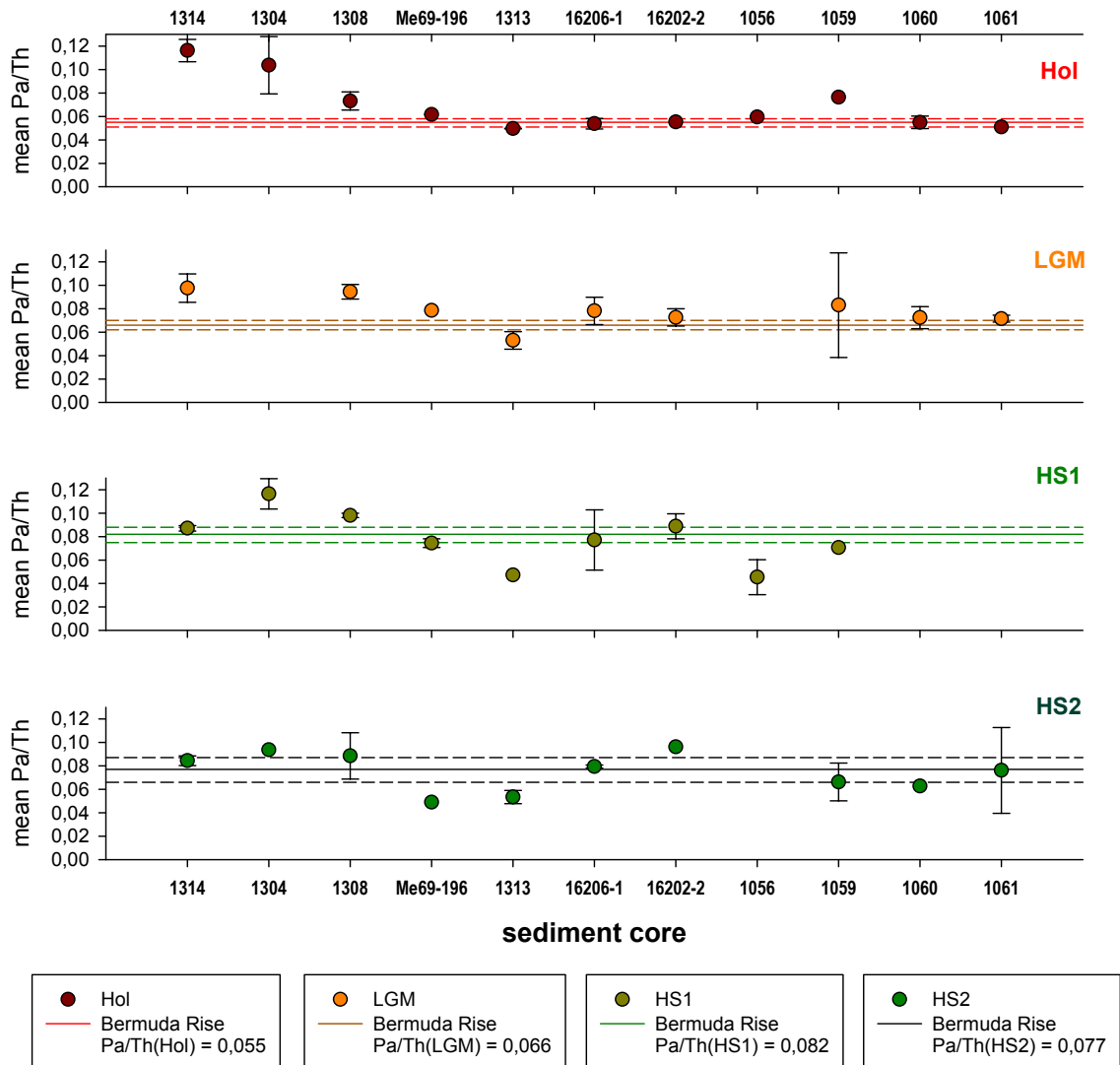


Abb. 5.6: Mittelwerte der  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Verhältnisse aller Kerne im Vergleich zur Bermuda Rise-Referenz. Bei fehlenden Punkten existieren keine Werte zu diesem Zeitabschnitt. Die Fehlerbalken sind die berechneten Standardabweichungen aus Tabelle 5.2, falls keine Standardabweichung vorhanden ist, besteht der Wert für den entsprechenden Zeitabschnitt nur aus einem gemessenen  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Wert. Zusätzlich sind die durchschnittlichen Werte aus dem Bermuda Rise als durchgezogene Linien eingezeichnet, gestrichelte Linien sind die Standardabweichungen von diesen.

<b>Mittelwerte u. Standardabweichungen</b>						
<b>Kern</b>	<b>Hol</b>	$\sigma$ [abs.]	$\sigma$ [%]	<b>LGM</b>	$\sigma$ [abs.]	$\sigma$ [%]
ODP 1063	0,055	0,003	6,2	0,066	0,004	5,8
IODP 1314	0,116	0,010	8,2	0,098	0,012	12,4
IODP 1304	0,104	0,025	23,6	-	-	-
IODP1308	0,073	0,008	10,6	0,094	0,006	6,6
Me 69-196	0,062	-	-	0,079	-	-
IODP 1313	0,050	< 0,001	0,4	0,053	0,007	14,1
GeoB 16206-1	0,054	0,005	8,4	0,078	0,012	14,9
GeoB 16202-2	0,055	-	-	0,073	0,007	10,1
ODP 1056	0,060	-	-	-	-	-
ODP 1059	0,076	-	-	0,083	0,045	53,8
ODP 1060	0,055	0,005	9,6	0,072	0,009	13,0
ODP 1061	0,051	-	-	0,072	0,003	4,2
<b>Kern</b>	<b>HS1</b>	$\sigma$ [abs.]	$\sigma$ [%]	<b>HS2</b>	$\sigma$ [abs.]	$\sigma$ [%]
ODP 1063	0,082	0,006	7,5	0,077	0,010	13,1
IODP 1314	0,087	0,002	2,6	0,084	0,004	4,9
IODP 1304	0,117	0,013	11,1	0,094	-	-
IODP1308	0,098	0,002	1,9	0,089	0,020	22,3
Me 69-196	0,074	0,004	5,1	0,049	-	-
IODP 1313	0,047	-	-	0,053	0,006	10,5
GeoB 16206-1	0,077	0,026	33,4	0,079	0,001	1,7
GeoB 16202-2	0,089	0,011	12,0	0,096	-	-
ODP 1056	0,045	0,015	33,1	-	-	-
ODP 1059	0,071	-	-	0,066	0,016	24,3
ODP 1060	-	-	-	0,063	-	-
ODP 1061	-	-	-	0,076	0,037	48,1

Tabelle 5.1:  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Mittelwerte und Standardabweichungen aller Kerne für die betrachteten Zeitabschnitte Holozän, LGM, HS1 und HS2. Falls für einen Zeitabschnitt nur ein Wert vorhanden ist, existiert keine Standardabweichung.

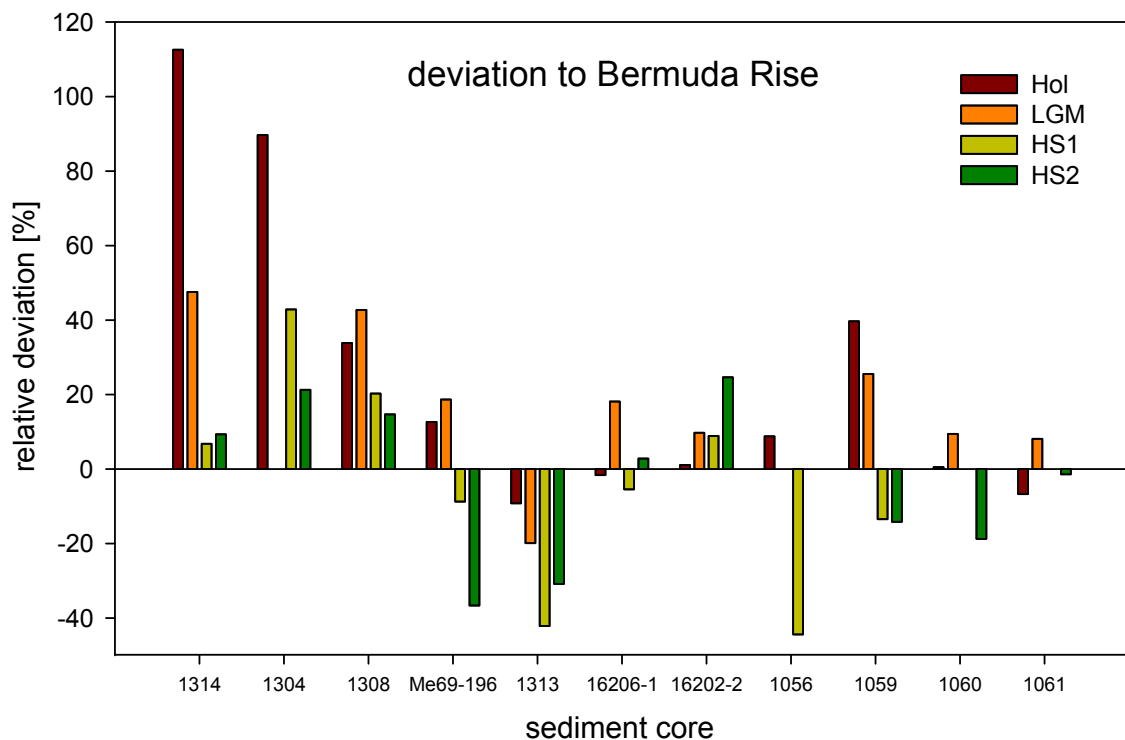


Abb. 5.7: Mittlere Abweichungen zu Bermuda Rise.

Mittlere Abweichungen zu ODP 1063								
Kern	Hol		LGM		HS1		HS2	
	abs.	[%]	abs.	[%]	abs.	[%]	abs.	[%]
ODP 1063	0,055	0	0,066	0	0,082	0	0,077	0
IODP 1314	0,062	112,6	0,031	47,6	0,006	6,8	0,007	9,3
IODP 1304	0,049	89,7	-	-	0,035	42,9	0,016	21,2
IODP1308	0,019	33,9	0,028	42,8	0,017	20,3	0,011	14,7
Me 69-196	0,007	12,6	0,012	18,7	-0,007	-8,7	-0,028	-36,6
IODP 1313	-0,005	-9,2	-0,013	-19,9	-0,034	-42,1	-0,024	-30,8
GeoB 16206-1	-0,001	-1,6	0,012	18,1	-0,004	-5,5	0,002	2,8
GeoB 16202-2	0,001	1,1	0,006	9,7	0,007	8,9	0,019	24,6
ODP 1056	0,005	8,8	-	-	-0,036	-44,4	-	-
ODP 1059	0,022	39,7	0,017	25,5	-0,011	-13,5	-0,011	-14,2
ODP 1060	0,000	0,5	0,006	9,4	-	-	-0,014	-18,8
ODP 1061	-0,004	-6,8	0,005	8,1	-	-	-0,001	-1,4

Tabelle 5.2: Mittlere Abweichungen von  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  zum Bermuda Rise. Negative Werte stehen für Verhältnisse unter dem Referenzwert. In den Beschreibungen im Text wird der Absolutbetrag verwendet.



### 5.2.2 IODP 1314

Im  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  Profil (Abbildung 5.3, b) zeigen sich weitestgehend hohe Werte nahe oder über dem Produktionsverhältnis. Insbesondere während Holozän und LGM werden sehr hohe Verhältnisse von bis zu 0,123 (7,7 ka BP) erreicht. Der Peak bei 20 ka BP wurde repliziert (Abweichung des Replikates von 3,2%) und hat im Mittel den Wert 0,112. Ein weiteres Replikat befindet sich bei 27,3 ka BP (Abweichung 2,5% vom Erstwert) mit dem durchschnittlichen Wert von 0,083.

Im Vergleich zum Bermuda Rise fallen die hohen Werte von Holozän und LGM besonders auf. Der gemittelte, holozäne Wert ist  $0,116 \pm 0,010$  (8,2 % Standardabweichung). Damit ist die mittlere Abweichung von 112% vom Referenzwert die größte aller berechneten relativen Referenz-Abweichungen. Weiter beträgt der Mittelwert für das LGM  $0,098 \pm 0,012$  (12,4 %), die Abweichung zur Referenz beträgt 47,6 %.

Im Gegensatz dazu befinden sich die Mittelwerte und Abweichungen von HS1 und HS2 im guten Einklang mit dem Referenzkern. Es ist  $\overline{^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}(\text{HS1})} = 0,087 \pm 0,002$  (2,6 %) und  $\overline{^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}(\text{HS2})} = 0,084 \pm 0,004$  (4,9 %). Die mittleren Abweichungen zu Bermuda Rise betragen 6,8 % (HS1) und 9,3 % (HS2).

### 5.2.3 IODP 1304

IODP 1304 besitzt mit Ausnahme von drei Punkten, zwei davon direkt nach HS1 und einer im späten Holozän, ungewöhnlich hohe Verhältnisse. Bis auf diese drei überschreiten alle Daten das Produktionsverhältnis. Der höchste Wert mit 0,145 wurde gegen Ende des Heinrich-Ereignisses 1 gemessen (14,8 ka BP). Das  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  während HS1 steigt bis zu diesem Extremwert kontinuierlich an, gefolgt von einem sehr starken Abfall bei 14,1 ka BP ( $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th} = 0,052$ ) zu dem kleinsten Wert 0,045 (Mittelwert) bei 12,7 ka BP. Da dieser Wert ungewöhnlich erscheint, wurde diese Probe repliziert. Der Erstwert beträgt 0,043, der Replikatwert 0,047, die relative Abweichung zum Erstwert beträgt somit 9,4 %. Nur ca. zweihundert Jahre später wird erneut ein sehr hohes Verhältnis ( $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th} = 0,130$ ) erreicht. Alle verbliebenen Werte bewegen sich (bis auf das lokale Minimum im Holozän), ebenfalls in sehr hohen Bereichen.

Die Mittelwerte betragen  $\overline{^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}(\text{Hol})} = 0,104 \pm 0,025$  (23,6 %) und  $\overline{^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}(\text{HS1})} = 0,117 \pm 0,013$  (11,1 %). Damit hat IODP 1304 die größte Variabilität der Werte im Holozän.

Ein Wert für das LGM existiert nicht und der Wert für HS2 besteht nur aus einem Datenpunkt mit  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}(\text{HS2}) = 0,094$ .

Die mittleren Abweichungen zu ODP 1063/GGC5 sind 89,7 % im Holozän (zweitgrößte aller Abweichungen), 42,9 % während HS1 und 21,3 % während HS2.

#### 5.2.4 IODP 1308

Der Großteil der Datenpunkte von IODP 1308 (Abbildung 5.3, d) befindet sich im Zeitabschnitt zwischen 16 und 26 ka BP. Die älteste Probe ist nach dem Altersmodell aus [Obrochta et al. \[2014\]](#) 27,9 ka alt und liegt somit kurz vor Einsetzen von Heinrich-Ereignis 2. Die jüngste Probe hat das Alter 0,7 ka BP.

Das Profil zeigt von Heinrich-Stadial 1 bis zum frühem Holozän sinkende Werte, wovon alle aus HS1 leicht über dem Produktionsverhältnis liegen. Auffällig hoch sind die Werte während dem LGM und der plötzlich auftauchende Peak mitten in HS2. Dieser Peak wurde repliziert, um diese Messung zu bestätigen. Die Abweichung zur ersten Messung ( $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th} = 0,115$ ) beträgt 2,2 % ( $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th} = 0,112$ ). Weiter werden gegen Ende von HS2 (23,7 ka BP,  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th} = 0,068$ ) annähernd Holozän-typische Werte erreicht.

Die Mittelwerte der Zeitabschnitte betragen  $0,073 \pm 0,008$  (10,6 %) im Holozän,  $0,094 \pm 0,006$  (6,6 %) im LGM,  $0,098 \pm 0,002$  (1,9 %) während HS1 und  $0,089 \pm 0,020$  (22,3 %). Die Standardabweichung für die HS2-Werte sind dem Höchstwert bei 25 ka BP zuzuschreiben.

Die relativen Abweichungen vom Referenzwert bewegen sich mit 33,9 % (Hol), 42,7 % (LGM), 20,3 % (HS1) und 14,7 % (HS2) im oberen Bereich.

#### 5.2.5 Me 69-196

Das Profil von Me 69-196 besteht aus 10 Datenpunkten (zwei Replikate: 13 und 15 ka BP; 7,7 % und 6,9 % Abweichungen von Erstwert) und zeigt Werte von 0,039 (13 ka BP) bis 0,122 (27 ka BP) (Abbildung 5.4, e). Der hohe Maximalwert befindet sich inmitten von HS2. Der  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Minimalwert von Me 69-196 wird zwischen HS1 und YD gemessen.

Der einzige verfügbare Mittelwert ist  $\overline{^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}(\text{HS1})} = 0,074$  mit  $\sigma = 0,004$  (5,0 %) und gilt für die replizierte Messung bei 15 ka BP.

Mit 12,6 % (Hol), 18,7 % (LGM), 8,7 % (HS1) und 36,6 % (HS2) weichen diese Daten ebenfalls weit von den Referenzwerten ab.

### 5.2.6 IODP 1313

IODP 1313 besitzt 21  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Werte, zwei davon bilden Replikate (20,7 ka BP, beide  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th} = 0,064$ ) (Abbildung 5.4, f). Der Sedimentkern zeigt durchgehend sehr niedrige Werte unterhalb des Produktionsverhältnisses, alle bewegen sich im Bereich zwischen 0,046 und 0,068. Drei lokale Maxima sind im Profil zu erkennen: Ein leichter Peak während HS2 (24,15 ka BP,  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th} = 0,064$ ), welcher zeitgleich mit der maximalen Sedimentationsrate auftritt (siehe Anhang, Abbildung A.10, unten), zwei weitere während dem LGM (20,7 ka BP,  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th} = 0,064$ , replizierter Wert) und YD (12,76 ka BP,  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th} = 0,068$ ).

Weiter ist  $\overline{^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}(\text{Hol})} = 0,050 \pm 0,0002$  (0,4 %),  $\overline{^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}(\text{LGM})} = 0,053 \pm 0,007$  (14,1 %) und  $\overline{^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}(\text{HS2})} = 0,053 \pm 0,006$  (10,5 %). HS1 besitzt nur ein Verhältnis mit 0,047.

Bei diesem Kern tritt die größte Abweichung zu den Werten des Bermuda Rise während HS1 auf. Sie ist 42,1 %, gefolgt von HS2 mit 30,8 %. Die Abweichungen zu Holozän und LGM sind 9,2 % (Hol) bzw. 19,9 %. IODP 1313 ist der einzige Kern mit Daten, welche durchgehend eine Abweichung zu kleineren Werten aufweisen. (Vergleich Abbildung 5.7).

### 5.2.7 GeoB 16202-2 und GeoB 16206-1

**GeoB 16202-2:** Die älteste Probe mit 24,2 ka BP liegt in HS2 ( $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th} = 0,096$ ) und die jüngste bei 7,7 ka BP ( $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th} = 0,055$ ), welche zugleich den Minimalwert des Profils besitzt. Der maximale Wert von 0,102 liegt in HS1 bei 16,9 ka BP. Weiter werden Höchstwerte um das Produktionsverhältnis während HS2 und YD erreicht. Die Replizierten Verhältnisse bei 17,1 ka BP betragen 0,095 und 0,085 und weichen somit 13,5 % voneinander ab.

Mittelwerte und Standardabweichungen existieren für das LGM mit  $0,073 \pm 0,007$  (10,1 %) und HS1 mit  $0,089 \pm 0,110$  (12 %).

**GeoB 16206-1:** Der  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Verlauf von GeoB 16206-1 ist dem von GeoB 16202-2 recht ähnlich, wobei eine größere Zeitspanne abgedeckt wird (von 0,4 bis 29,9 ka BP). Die Werte variieren vom Minimum 0,043 bei 17,3 ka BP bis zum Höchstwert von 0,103 bei 16,0 ka BP

direkt in HS1. Die auffällig großen Fehlerbalken bei 14,85, 19,29 und 25,13 ka BP sind in diesem Fall auf einen größeren Messfehler bei der Bestimmung der  $^{230}\text{Th}$ -Konzentration aufgrund einer instabilen Messung zurückzuführen<sup>3</sup>. Die Wiederholungsmessung bei 13,8 ka BP weicht um 4,1 vom Erstwert ab ( $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th} = 0,067$  und  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th} = 0,065$ ).

Das arithmetische Mittel mit der größten Standardabweichung ist  $\overline{^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}(\text{HS1})} = 0,077 \pm 0,026$  (33,4 %). Die restlichen Werte sind  $\overline{^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}(\text{Hol})} = 0,054 \pm 0,005$  (8,4 %),  $\overline{^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}(\text{LGM})} = 0,078 \pm 0,012$  (14,9 %) und  $\overline{^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}(\text{HS2})} = 0,079 \pm 0,001$  (1,7 %)

Beide Kerne zeigen einen sehr ähnlichen Verlauf von  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  mit dem Referenzprofil [McManus et al., 2004; Böhm et al., 2015] (Abbildung 5.4, g und h), welche eine geschwächte AMOC und einen stärkeren Einfluss von AABW während der Heinrich-Stadiale kennzeichnen. Jedoch zeigt sich, dass bei dem Kern GeoB 16202-2 während HS2 eine größere Abweichung zur Referenz von 24,6 % besteht, allerdings besitzt dieser nur einen HS2-Wert. Die weiteren relative Abweichungen zur Referenz sind 1,1 % (Hol), 9,7 % (LGM) und 8,9 % (HS1).

Für GeoB 16206-1 gelten die relativen Abweichungen von 1,6 % (Hol), 18,1 % (LGM), 5,5 % (HS1) und 2,8 % (HS2).

### 5.2.8 Blake Bahama Outer Ridge: ODP 1056 - ODP 1061

**ODP 1056:** Von ODP 1056 wurden neun Proben vermessen (Abbildung 5.5, i). Die älteste Probe ist 16,5 ka BP alt und befindet sich inmitten von HS1. Die jüngste, holozäne Probe hat ein Alter von 8,9 ka BP. Die relativ enge Verteilung der Messwerte ist auf das nachträglich erstellte Altersmodell zurückzuführen: während der Probenauswahl zu Beginn dieser Studie wurde noch die zu grobe Alter-Tiefen-Relation von Gruetzner et al. [2002] verwendet und linear interpoliert. Das neue Altersmodell reduziert das Profil auf einen engen Zeitraum zwischen frühem Holozän und HS1. Aus diesem Grund sind Werte für HS2 und LGM nicht existent. Die Werte aus HS1 und Holozän jedoch können für die Datenbank in Kapitel 5.3 verwendet werden.

Das Profil besitzt zwei Auffälligkeiten: bei 12,1 ka BP (während der Jüngeren Dryas) einen Peak nahe des Produktionsverhältnisses ( $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th} = 0,084$ ), ein weiteres lokales Minimum während HS1 (15,9 ka BP,  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th} = 0,029$ ).

<sup>3</sup>Während dieser Messung kam es zu sehr großen Schwankungen der Zählraten aufgrund einer Verstopfung der Probenzufuhr.

Der einzige Mittelwert ist  $\overline{^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}(\text{HS1})} = 0,045 \pm 0,015$  (33,09 %). Die relativen Abweichungen zur Referenz 8,8 % im Holozän und 44,39 % während HS1. Dieser Wert stellt gleichzeitig die größte Referenzabweichung dar.

**ODP 1059:** ODP 1059 (Abbildung 5.5, j) besitzt von ca. 15 bis 28 ka BP eine beinahe durchgehend gleichbleibende Auflösung von 1 - 2 ka pro Sedimentprobe bei 12 Datenpunkten. Im jüngeren Bereich (Holozän) gibt es noch zwei Punkte bei 1 und 10,1 ka BP. Die Gesamtanzahl der gemessenen Verhältnisse ist 12, der Maximalwert von 0,133 liegt bei 18 ka BP, direkt zum Einsetzen von HS1. Ab diesem Zeitpunkt steigt die Sedimentationsrate ebenfalls auf den Maximalwert. Dieses  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Maximum bildet den einzigen Wert über dem Produktionsverhältnis. Kurz zuvor bei 20,1 ka BP (LGM) liegt der Minimalwert mit  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th} = 0,046$ . Die recht niedrigen Verhältnisse im Bereich 23,9 - 28 ka BP steigen gegen Ende von HS2 und der darauf folgende Wert befindet sich im Bereich des Produktionsverhältnisses (23 ka BP,  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th} = 0,09$ ).

Mittelwerte existieren für LGM und HS2. Sie betragen  $\overline{^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}(\text{LGM})} = 0,083 \pm 0,045$  (53,8 %) und  $\overline{^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}(\text{HS2})} = 0,066 \pm 0,016$  (24,3 %).

Die folgenden relativen Referenz-Abweichungen gelten für ODP 1059: 39,7 % (Hol), 25,5 % (LGM), 13,5 % (HS1) und 14,2 % (HS2).

**ODP 1060:** Aus dem selben Grund wie im Falle von ODP 1056 befinden sich die Daten hauptsächlich im LGM. Ein einziges Verhältnis wird noch HS2 zugeordnet (23,1 ka BP), drei Verhältnisse (zwei davon sind Replikate mit der Abweichung von 17,9%) befinden sich im jungen Holozän (1 bzw. 2 ka BP<sup>4</sup>). Der Höchstwert mit  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th} = 0,092$  erreicht das Produktionsverhältnis innerhalb der Fehlergrenzen und liegt mit 21,1 ka BP mitten im LGM.

Die arithmetischen Mittel für Holozän und LGM sind  $\overline{^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}(\text{Hol})} = 0,055 \pm 0,005$  (9,67 %) und  $\overline{^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}(\text{LGM})} = 0,072 \pm 0,009$  (13 %).

ODP 1060 trifft genau den holozänen Referenzwert (0,055). Das Hinzuziehen weiterer Dezimalstellen ergibt dennoch eine minimale Abweichung von 0,5 %. Für das LGM gelten 25,5 %,

<sup>4</sup>Die beiden Werte werden nicht mehr durch das Altersmodell abgedeckt, deshalb sind die zugeordneten Alter eine Abschätzung bzw. lineare Extrapolation. Punkt 1: 1 ka, die Probe wurde bei von 7-8 cm genommen. Punkt 2: 2 ka, 40-42 cm, dieser Wert ist extrapoliert.

für HS2 18,7 %.

**ODP 1061:** Das Profil von ODP 1061 besteht aus 9 Werten. Für das Holozän existiert nur ein einziger, für HS1 keine Werte. Auffälligkeiten sind der Peak gegen Ende (23,4 ka BP,  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th} = 0,102$ ) und der tiefste Wert zu Beginn von HS2 (25,5 ka BP,  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th} = 0,05$ ). Die Replikate bei 26,1 ka BP haben die Werte 0,083 bzw. 0,072, die Abweichung beträgt damit 13,4 %.

Weiter gilt  $\overline{^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}(\text{LGM})} = 0,072 \pm 0,003$  (4,2 %), dies entspricht dem Durchschnittswert für das LGM des Kerns ODP 1060 mit einer kleineren Standardabweichung. Der Mittelwert während HS2 ist  $\overline{^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}(\text{HS2})} = 0,076 \pm 0,037$  (48,1 %).

### Zusammenfassung

IODP 1314 zeigt durchgehend  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Verhältnisse nahe oder über dem Produktionsverhältnis. Auffällig hohe Abweichungen zur Referenz bestehen während Holozän und LGM, von allen Einzelprofilen sind dies die größten. Dagegen weichen die Mittelwerte von HS1 und HS2 um nicht mehr als 10 % ab.

IDOP 1304 zeigt zum größten Teil Werte über dem Produktionsverhältnis. Der rapide Abfall zu sehr niedrigen Verhältnissen ist nur zwischen HS1 und YD (Bølling-Allerød) zu sehen. Abweichungen zur Referenz sind groß während Holozän, HS1 und HS2. Ein Mittelwert für das LGM existiert nicht.

IODP 1308 besitzt bis auf wenige Ausnahmen während HS2 und spätes Holozän Verhältnisse nahe dem Produktionsverhältnis. Der durchschnittliche HS1-Wert überschreitet dieses. Der höchste Wert befindet sich in HS2. Die Abweichungen zu Bermuda Rise sind immer größer als der Referenzwert. Die kleinste Abweichung trifft innerhalb der Fehlergrenzen das mittlere HS2-Verhältnis der Referenz.

Der Maximalwert von Me 69-196 befindet sich vor Einsetzen von HS2, der Minimalwert zwischen HS1 und YD. Es gibt nur einen Mittelwert für HS1, der Unterschied zur HS1-Referenz beträgt weniger als 10 %.

IODP 1313 besitzt durchgehend niedrige Werte und unterschreitet alle Referenz-Mittelwerte. Die größte Abweichung besteht während HS1, der holozäne Mittelwert weicht unter 10% ab.

GeoB 16206-1 und GeoB 16202-2 zeigen sehr gute Übereinstimmungen mit den Referenzwerten. Bis auf den Mittelwert von GeoB 16206-1 im LGM und von GeoB 16202-2 während HS2 betragen alle Abweichungen weniger als 10 %. Trotz der unterschiedlichen Tiefen und Zonen zum Bermuda Rise Profil bilden die beiden küstennahen Kerne das Referenzprofil am besten ab.

Kern ODP 1056 besitzt ein auffälliges Minimum während HS1. Der Mittelwert weist von allen Profilen die größte Abweichung während HS1 auf. Werte für LGM und HS2 existieren aufgrund der Altersmodell-Neuentwicklung nicht. Die Verhältnisse beschränken sich auf den Zeitraum von 8,9 und 16,5 ka BP.

ODP 1059 zeigt einen starken Peak direkt zu Beginn von HS1. Abweichungen bewegen sich vergleichsweise im mittleren Bereich.

Verhältnisse von ODP 1060 befinden sich hauptsächlich im LGM. In diesem besitzt der Kern auch einen Peak auf Höhe des Produktionsverhältnisses. Der durchschnittliche Wert für das Holozän entspricht dem Referenzwert vom Bermuda Rise. Das Profil besitzt keine Werte für HS1.

ODP 1061 zeigt einen Peak über dem Produktionsverhältnis während HS2. Alle Mittelwerte weichen um weniger als 10 % von den Referenzwerten ab. Für HS1 gibt es keine Werte.

Die geringste Abweichung vom HS1-Referenzwert hat GeoB 16206-1. Direkt danach folgt IODP 1314, dieser besitzt jedoch auch die größte Abweichung zum holozänen Referenzwert. Die geringste Abweichung zur HS2-Referenz besitzt ebenfalls GeoB 16206-1.

## 5.3 Kompilation

Um eine atlantikweite Analyse zu ermöglichen, werden die Daten aus dem vorigen Abschnitt um bereits publizierte  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Werte von atlantischen Sedimentkernen aus den Zeit-Intervallen Holozän, HS1, LGM und HS2 erweitert. Das Set enthält Daten von insgesamt 98 Kernen. Abbildung 5.8 zeigt ein Histogramm aller Einzelmessungen. In Abbildung 5.9 und Tabelle B.1 im Anhang (Seite 159) befindet sich eine Übersicht der Lokationen.

Die zeitliche Analyse basiert auf der Bildung des arithmetischen Mittels aller vorhandenen Datenpunkte in den Zeitintervallen, definiert wie in Tabelle 5.4. Falls für ein Intervall nur ein Wert existiert, wird dieser statt dem Mittelwert verwendet.

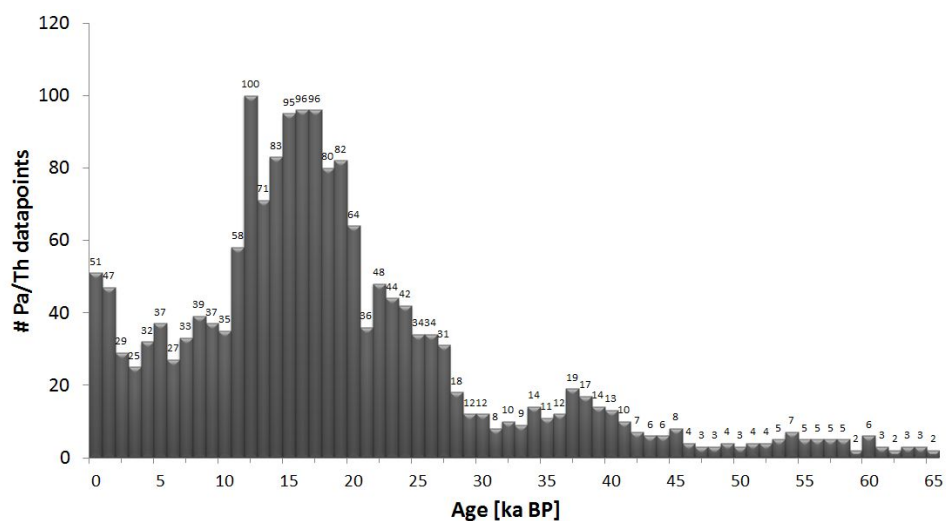


Abb. 5.8: Histogramm aller  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  Messungen des Datensets. Die Balken stellen die Anzahl der Datenpunkte in Intervallen von 1000 Jahren dar, die genaue Menge steht über den Balken.

Es muss unterschieden werden, ob ein Kern aus nord- oder südatlantischen Gebieten stammt, seine Herkunft im Opalgürtel oder in kontinentnahen Upwelling-Gebieten hat. Deshalb werden die Daten nach Breitengraden in Gebiete eingeteilt. Die Unterscheidung folgt den Werten in Tabelle 5.3. Kerne aus dem Upwelling-Gebiet nahe der afrikanischen Küste sind ebenfalls gesondert gekennzeichnet.



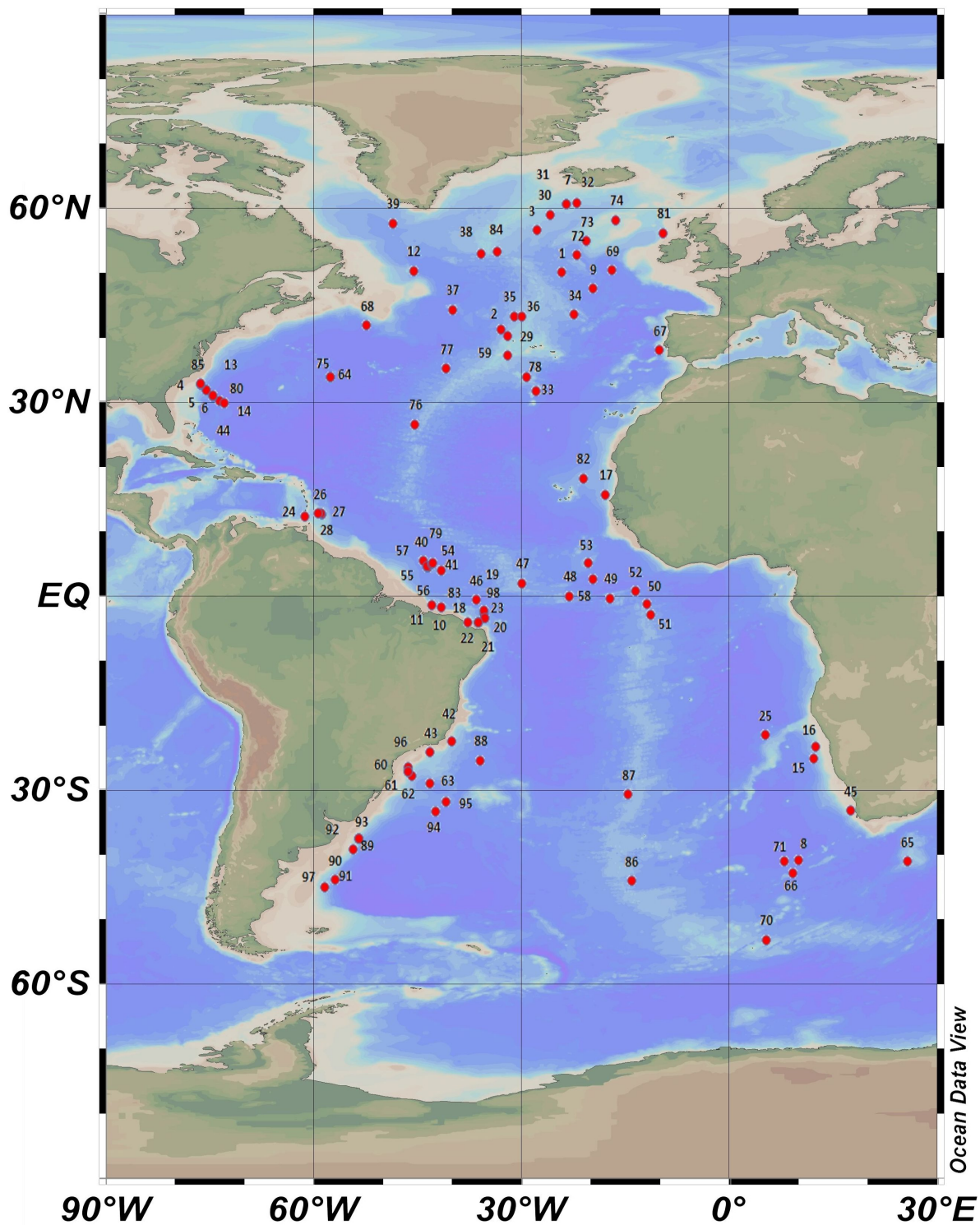


Abb. 5.9: Karte der Lokationen aller verfügbaren  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  Verhältnisse. Die Kernnamen können über die Zahlen der Tabelle B.1 auf Seite 159 entnommen werden.

Bezeichnung	Abkürzung	von [Lat.]	bis [Lat.]
Nord-Nord	NN	50°N	90°N
Nord	N	5°N	50°N
Äquatorial	Eq	5°S	5°N
Süd	S	35°S	5°S
Süd-Süd	SS	90°S	35°S
Afrikanische Küste	A	-	-

Tabelle 5.3: Räumliche Einteilung der Kerne nach Breitengraden

Zeitabschnitt	von [ka BP]	bis [ka BP]
Holozän (Hol)	0	9
Heinrich Stadial 1 (HS1)	14,9	18
Letztes glaziales Maximum (LGM)	18,01	23
Heinrich Stadial 2 (HS2)	23,01	26

Tabelle 5.4: In dieser Studie definierte Zeitscheiben

### 5.3.1 Holozän und Letztes glaziales Maximum

Um die Zirkulationsmodi der Heinrich-Stadiale 1 und 2 untersuchen zu können, werden die  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Werte der Modi Warm und Cold an dieser Stelle kurz beschrieben. Dies soll die Grundlage bilden, auf welcher die Analysen aufbauen.

Im wesentlichen bestätigen die Daten, ergänzt um die Ergebnisse aus Kapitel 5.2, die Folgerungen aus [Lippold et al. \[2012a\]](#) und [Bradtmitter et al. \[2014\]](#). Abbildung 5.10 und 5.11 zeigen alle verfügbaren Durchschnittswerte des Holozäns und des letzten glazialen Maximums, aufgeteilt nach den definierten Regionen NN, N, Eq, S und SS. Werte größer als das Produktionsverhältnis sind auf die Lage der Kerne zurückzuführen: Entweder handelt es sich um Kerne des südlichen oder nördlichen Opalgürtels, der Upwelling-Gebiete nahe der afrikanischen Küste oder um sehr flache Kerne nahe der Wasseroberfläche. Diese werden zur weiteren Analyse der Modi aussortiert, um einen unverfälschten Blick auf die Zirkulationsmuster des atlantischen Hauptbeckens zu haben. Anschließend werden die verbleibenden Daten einer regionalen Einzelbetrachtung unterzogen (N, Eq, S).

Analog zu den genannten Studien zeigen die Werte aus dem Holozän (Abbildung 5.10, a) einen groben Abwärtstrend mit der Wassertiefe. Bei Werten aus dem LGM (Abbildung 5.11, a) ist ein genereller Trend zunächst nicht zu erkennen. Nach der Aufteilung in die Regionen N, Eq und S tauchen jedoch auch hier Tiefenkorrelationen auf.

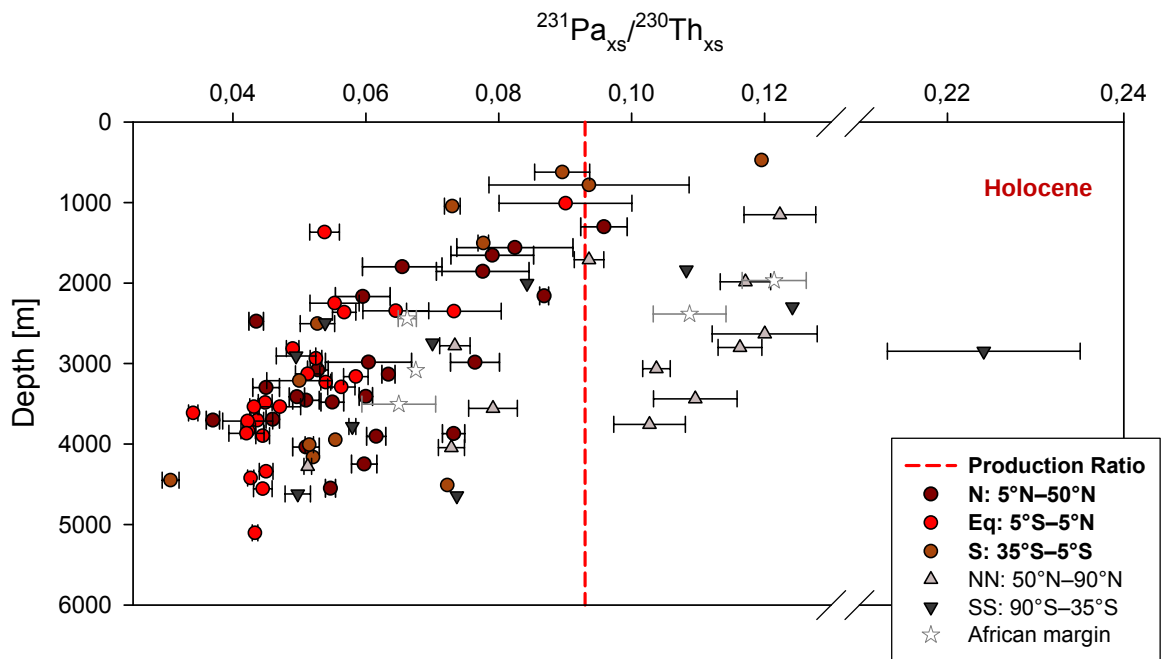
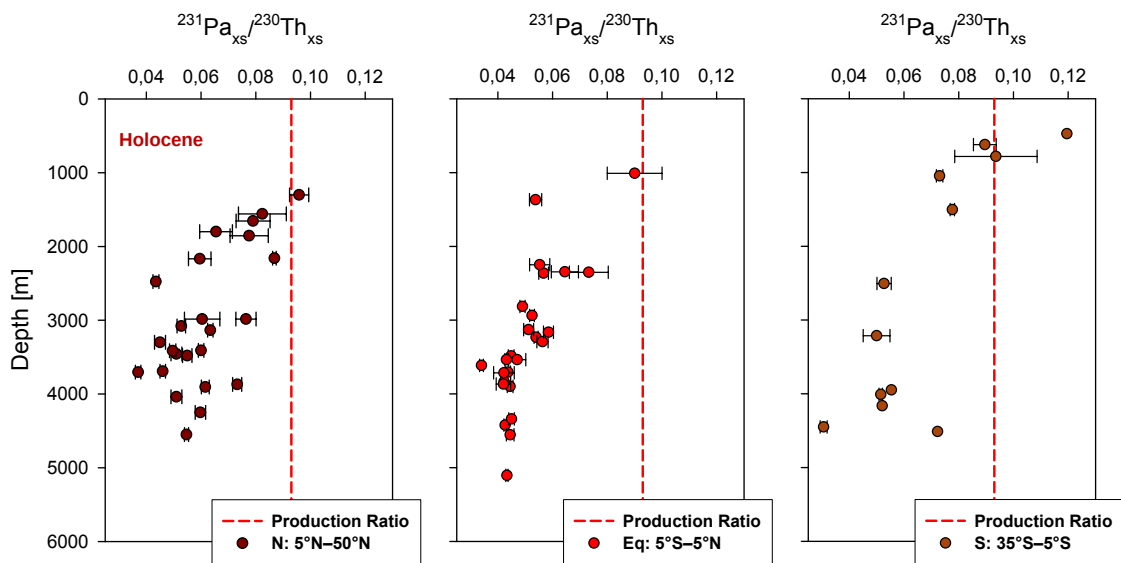
Um Abschätzungen der Trends durchführen zu können, erfolgt eine Tiefeneinteilung alle 1000 m mit der anschließenden Berechnung der Mittelwerte der  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Verhältnisse aus diesen Tiefenintervallen. Sind aufgrund der Datenverteilung klare Trendunterbrechungen zu erkennen werden die Tiefen dieser Unterbrechung qualitativ abgeschätzt und der Mittelwert ober- und unterhalb berechnet.

### Holozän

Die Unterteilung in N, Eq und S lässt bei der Gruppe der nördlichen Kerne ( $5^\circ\text{N}$  bis  $50^\circ\text{N}$ , Abb. 5.10, b, links) eine breite Verteilung mit gleichzeitiger Abnahme der Werte bis in eine Tiefe von ca. 3500 bis 4000 m erkennen. Unterhalb dieser mittleren Tiefen verwischt der Trend bzw. kehrt sich um. Unter 3700 m Wassertiefe liegt der Durchschnitt bei  $\overline{^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}} = 0,056 \pm 0,012$  (21,5 %). Darüber bei  $\overline{^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}} = 0,064 \pm 0,016$  (24,5 %).

Kerne in Äquatornähe ( $5^\circ\text{S}$  bis  $5^\circ\text{N}$ , Abb. 5.10, b, mittig) zeigen eine schärfere Tiefenabhängigkeit, sowohl in fallenden Werten  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Werten bis etwa 3400 m, als auch in der darunter liegenden Stagnation der Werte. Unterhalb von 3400 m besitzen alle äquatornahen Kerne innerhalb der Fehlergrenzen den Wert von durchschnittlich  $0,043 \pm$  mit  $\sigma = 0,003$  (7,1%). Darüber gilt der Durchschnittswert  $\overline{^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}} = 0,060 \pm 0,012$  (19,4 %)

Kerne der Süd-Zone ( $35^\circ\text{S}$  bis  $5^\circ\text{S}$ , Abb. 5.10, b, rechts) zeigen bis auf eine Ausnahme (Kern GeoB 1035, 4450 m) wieder ähnliches Verhalten wie die nördlichen: ab ca. 4000 m steigen mit genannter Ausnahme die Verhältnisse wieder zu höheren Werten. Der fiktive Umkehrpunkt wird bei ca. 3000 m festgelegt und es gilt für die Werte über diesem bis zur Oberfläche  $\overline{^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}} = 0,090 \pm 0,025$  (27,6 %), darunter ist  $\overline{^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}} = 0,054 \pm 0,013$  (24,3 %).

(a)  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  aller Kerne der Sammlung ungefiltert(b) Gefilterte  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Werte: Nur Kerne zwischen  $50^\circ\text{N}$  und  $35^\circ\text{S}$  (N, Eq und S)Abb. 5.10:  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  aller Kernlokalationen gegenüber Wassertiefe im Holozän.  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  nimmt mit der Tiefe ab.

**LGM**

Die Umkehrung der Tiefenabhängigkeit bzw. eine Zunahme zu höheren Werten der nördlichen Kerne im LGM findet im Gegensatz zum Holozän bereits im Tiefenbereich ab ca. 2500 m bis 3000 m statt. Der Umkehrpunkt wird bei 2500 m festgelegt und der Mittelwert oberhalb dieser Tiefe ist  $\overline{^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}} = 0,060 \pm 0,037$  (61,3 %). Darunter ist  $\overline{^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}} = 0,063 \pm 0,016$  (25,2%)

Die Äquatorial-Kerne zeigen eine breitere Verteilung als im Holozän, eine primäre Tiefenkorrelation ist jedoch nicht zu erkennen. Alle Werte bewegen sich im Bereich von 0,050 bis 0,078, sie sind im Vergleich zum Holozän hingegen im Mittel leicht in Richtung Produktionsverhältnis verschoben (Vergleich Tabelle 5.5).

Kerne aus dem südlichen Atlantik zeigen keine spezielle Struktur, die Datendichte reicht hier nicht aus, um eine Tiefenabhängigkeit zu erkennen.

<b>Holozän</b>									
<b>Tiefe [m]</b>	<b>Nord</b>			<b>Äquatorial</b>			<b>Süd</b>		
	<b>Pa/Th</b>	$\sigma$	%	<b>Pa/Th</b>	$\sigma$	%	<b>Pa/Th</b>	$\sigma$	%
0-1000	-	-	-	-	-	-	0,102	0,015	14,9
1001-2000	0,080	0,011	13,6	0,072	0,026	35,6	0,075	0,003	4,4
2001-3000	0,065	0,017	25,6	0,059	0,009	15,1	0,053	-	-
3001-4000	0,054	0,010	18,6	0,047	0,007	14,7	0,053	0,004	7,3
4001-5000	0,055	0,004	7,8	0,044	0,001	2,8	0,052	0,017	32,9
5001-6000	-	-	-	0,043	-	-	-	-	-
<b>LGM</b>									
<b>Tiefe [m]</b>	<b>Nord</b>			<b>Äquatorial</b>			<b>Süd</b>		
	<b>Pa/Th</b>	$\sigma$	%	<b>Pa/Th</b>	$\sigma$	%	<b>Pa/Th</b>	$\sigma$	%
von 0-1000	-	-	-	-	-	-	0,107	-	-
1001-2000	0,101	-	-	0,078	-	-	0,066	0,011	16,6
2001-3000	0,045	0,013	29,2	0,068	0,010	15,0	0,064	-	-
3001-4000	0,060	0,017	29,2	0,062	0,008	13,1	0,042	-	-
4001-5000	0,072	0,006	8,4	0,064	0,005	7,1	0,058	0,017	29,3
5001-6000	-	-	-	0,061	-	-	-	-	-

Tabelle 5.5: Mittlere  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Verhältnisse (in dieser und den folgenden Tabellen mit Pa/Th abgekürzt) nach Tiefe und Zonen im Holozän und LGM.

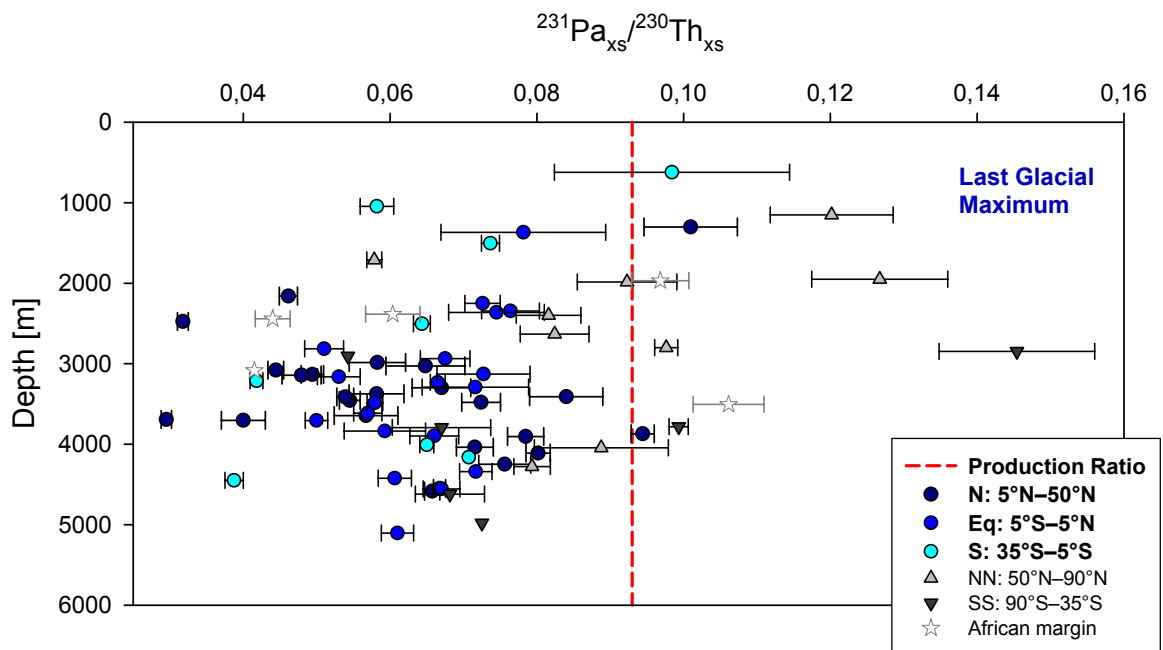
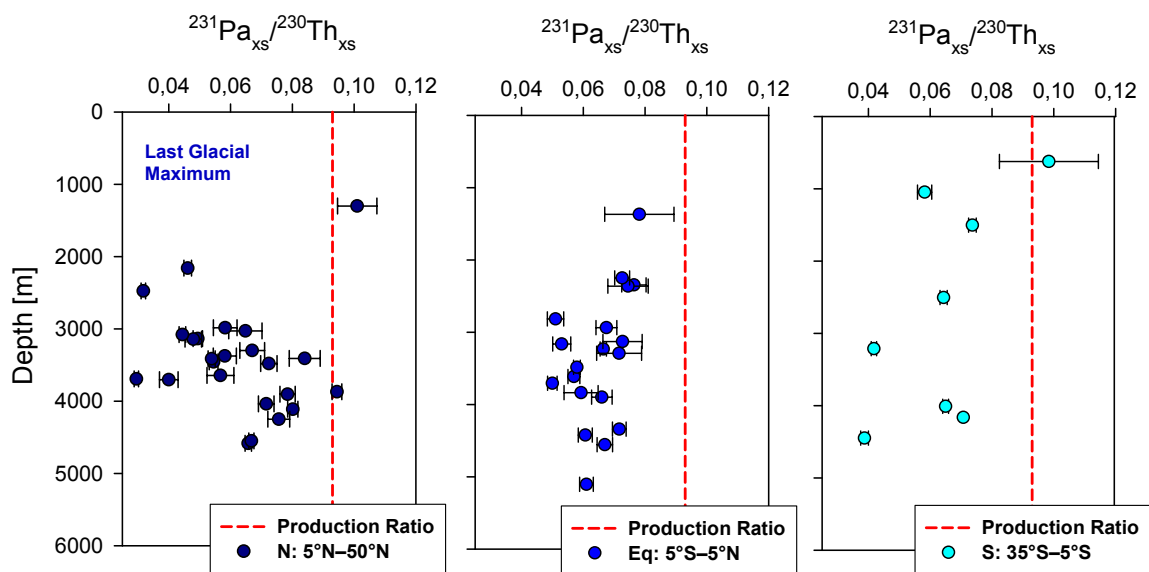
(a)  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  aller Kerne während dem LGM ungefiltert(b) Gefilterte  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Werte während dem LGM (N, Eq, S).

Abb. 5.11:  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  aller Kernlokationen gegenüber Wassertiefe im LGM. Eine Trendumkehr zu höheren Werten ist bei den nördlichen Kernen (links, dunkelblaue Kreise) zu sehen.

### Kurzer Überblick

Abbildung 5.12 zeigt die skizzierten Modi Warm und Cold im Vergleich mit obigen Daten. Sie unterscheiden sich durch die Ausprägung von AABW in das nordatlantische Becken und der flacheren NADW/GNAIW-Zelle. Dieser Unterschied zeigt sich in den Daten durch die verschiedenen Tiefenkorrelationen. Während dem Warm-Modus im Norden tendieren die Verhältnisse zu niedrigen Werten mit zunehmender Tiefe. Der Cold-Modus hingegen verhält sich ab ca. 3000 m umgekehrt und  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  steigt zu höheren Werten. AABW hat hier den größten Einfluss. Äquatornahe Verhältnisse während Cold verschieben sich im Mittel zu höheren Werten im Vergleich zu Warm. Verhältnisse aus dem südlichen Bereich zeigen kaum einen Unterschied, jedoch ist, wie im vorigen Abschnitt erläutert, die Datendichte zu gering, um diesen feststellen zu können.

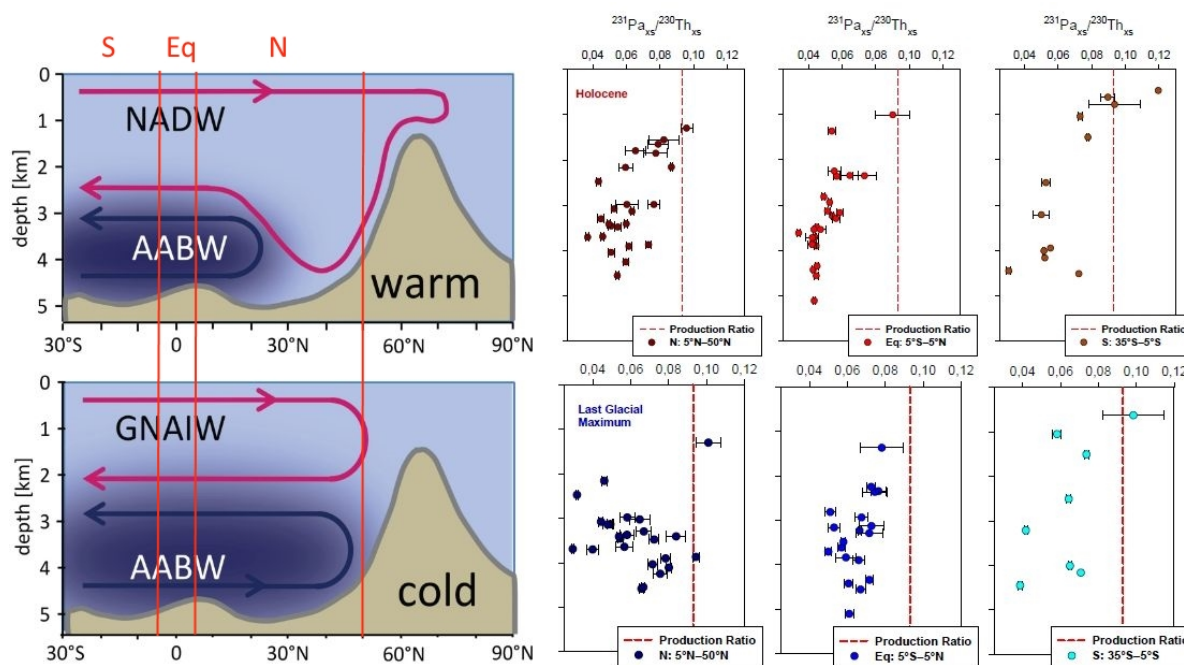


Abb. 5.12: Die skizzierten Modi Warm und Cold im direkten Vergleich mit den  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Verhältnissen, aufgeteilt nach den Zonen N, Eq und S.

### 5.3.2 Heinrich-Stadial 1 und 2

Die Werte beider Heinrich Stadiale zeigen wie das LGM zunächst keine tiefenabhängige Struktur (Abb. 5.13 und 5.14). Nach Anwendung der zonalen Beschränkung unterliegen die nördlichen Kerne einer ähnlichen Tendenz zu höheren Werten wie im LGM mit zunehmender Tiefe. Dieses zum Holozän gegensätzliche Verhalten scheint während HS2 am stärksten ausgeprägt, die zu geringe Datendichte allerdings erlaubt diesbezüglich keine klare Aussage.

Der Unterschied der äquatorialen Kerne zu Holozän und LGM ist die Abwärtstendenz zu niedrigen Werten mit der Tiefe **ohne** scharfe Struktur. Die Werte von HS1 ähneln den LGM-Verhältnissen der äquatorialen Kerne, sowie den Werten der nördlichen Kerne aus dem Holozän. Beide Heinrich-Stadiale zeigen grundsätzlich eine Verschiebung der Verhältnisse zu höheren Werten, kombiniert mit dem vorhandenen Abwärtstrend.

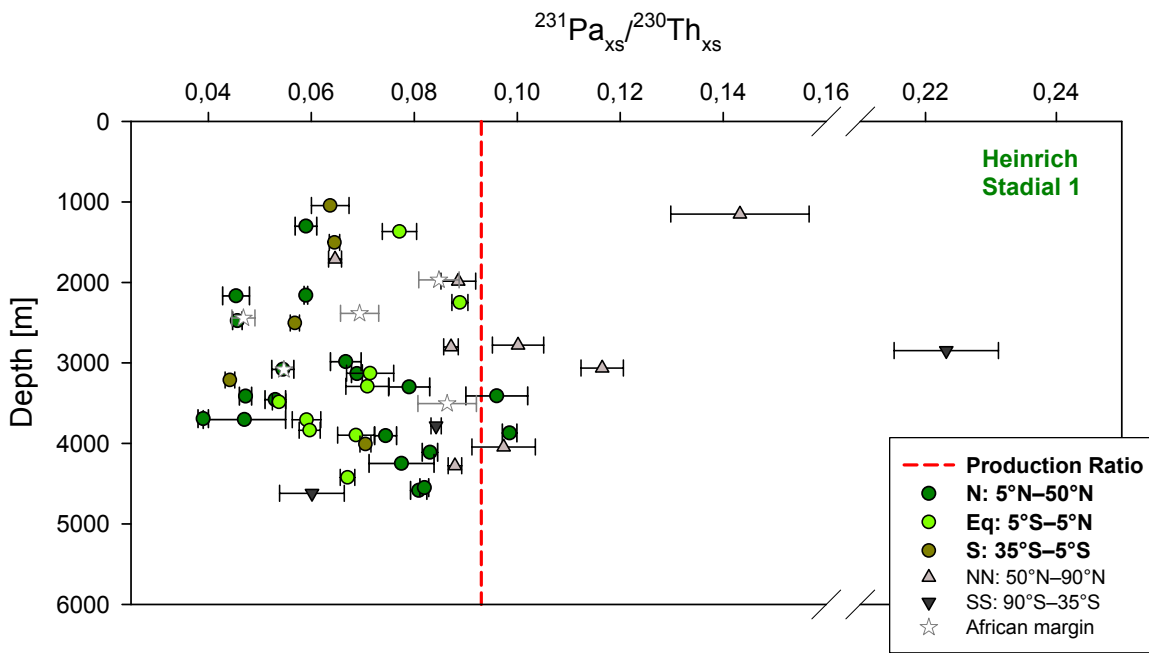
Aufgrund der geringen Anzahl der Verhältnisse aus dem südlichen Atlantik ist auch in diesem Fall keine Tiefenabhängigkeit zu erkennen.

Grafik 5.15 zeigt noch einmal alle regional aufgeteilten Verhältnisse zusammengefasst auf einer Seite.

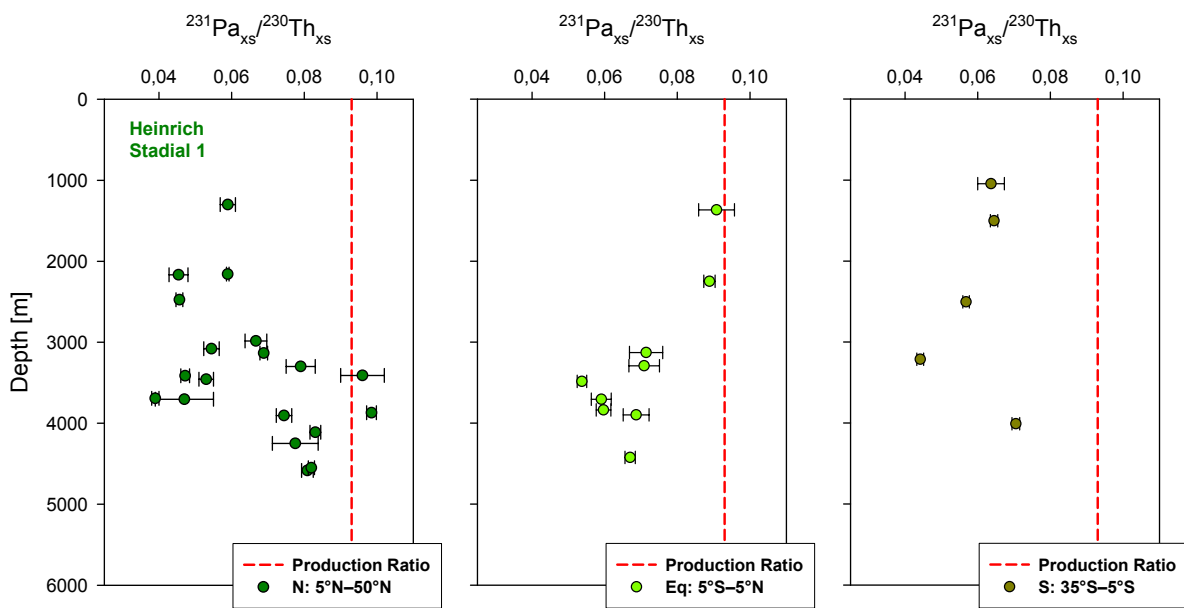
<b>Heinrich-Stadial 1</b>									
<b>Tiefe [m]</b>	<b>Nord</b>			<b>Äquatorial</b>			<b>Süd</b>		
	<b>Pa/Th</b>	$\sigma$	<b>%</b>	<b>Pa/Th</b>	$\sigma$	<b>%</b>	<b>Pa/Th</b>	$\sigma$	<b>%</b>
0-1000	-	-	-	-	-	-	-	-	-
1001-2000	0,059	-	-	0,077	-	-	0,064	0,001	0,9
2001-3000	0,054	0,011	19,3	0,089	-	-	0,057	-	-
3001-4000	0,066	0,021	31,9	0,064	0,007	11,6	0,044	-	-
4001-5000	0,081	0,002	3,0	0,067	-	-	0,071	-	-
5001-6000	-	-	-	-	-	-	-	-	-
<b>Heinrich-Stadial 2</b>									
<b>Tiefe [m]</b>	<b>Nord</b>			<b>Äquatorial</b>			<b>Süd</b>		
	<b>Pa/Th</b>	$\sigma$	<b>%</b>	<b>Pa/Th</b>	$\sigma$	<b>%</b>	<b>Pa/Th</b>	$\sigma$	<b>%</b>
0-1000	-	-	-	-	-	-	0,097	-	-
1001-2000	-	-	-	0,079	-	-	0,071	-	-
2001-3000	0,053	0,025	47,5	0,076	0,017	22,6	0,043	-	-
3001-4000	0,059	0,018	31,1	0,063	0,012	18,8	0,044	-	-
4001-5000	0,076	0,0002	0,3	0,060	-	-	0,064	-	-
5001-6000	-	-	-	0,057	-	-	-	-	-

Tabelle 5.6: Mittlere  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Verhältnisse nach Tiefe und Region während HS1 und HS2



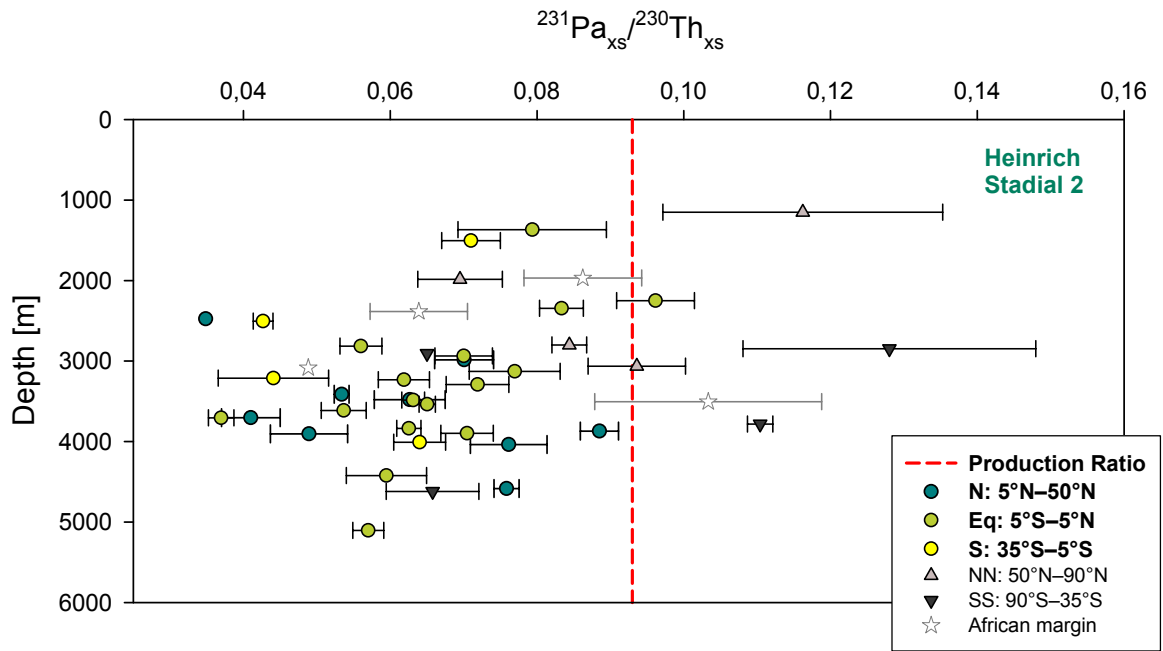
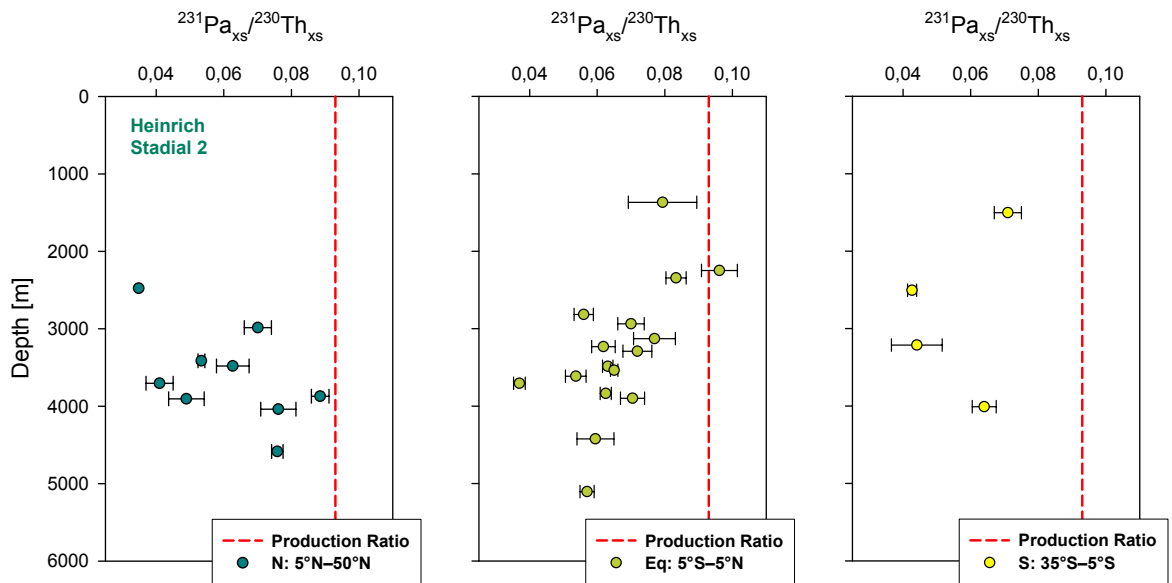


(a)  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  aller Kerne während HS1 ungefiltert



(b) Gefilterte  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Werte: Nur Kerne zwischen 50°N und 35°S.

Abb. 5.13:  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  aller Kernlokalationen gegenüber Wassertiefe im HS1. Der Tiefentrend zu höheren Verhältnissen in der Nord-Region ist auch hier zu sehen (links, dunkelgrüne Kreise).

(a)  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  aller Kerne während HS2 ungefiltert(b) Gefilterte  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Werte: Nur Kerne zwischen 50°N und 35°S.Abb. 5.14:  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  aller Kernlokationen gegenüber Wassertiefe im HS2.

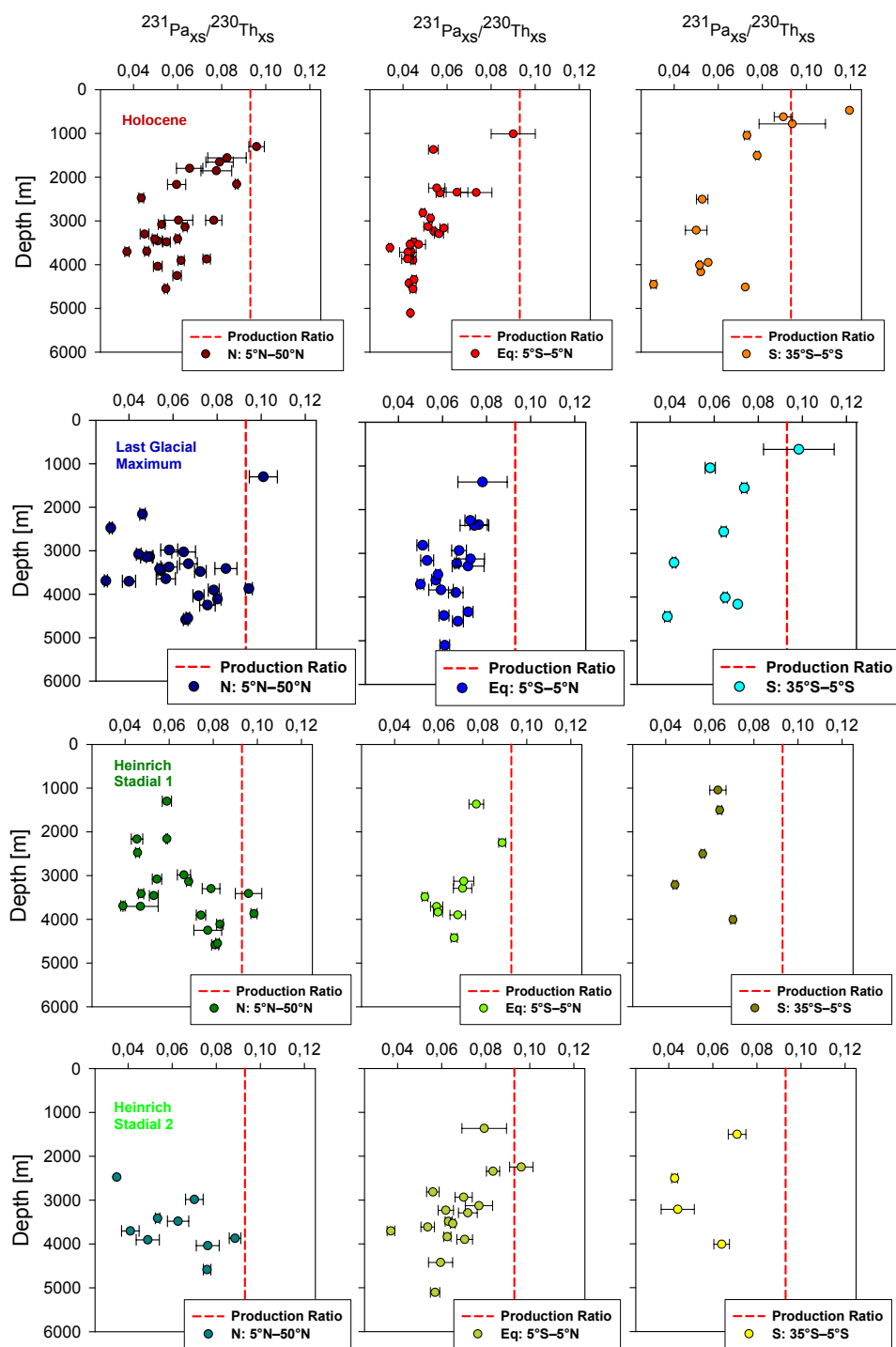


Abb. 5.15: Alle regionalen Aufteilung von Holozän, LGM, HS1 und HS2 im Vergleich.

Die Ergebnisse aus den Tabellen 5.5 und 5.6 wurden in Grafik 5.16 zusammengefasst. Zu sehen sind die durchschnittlichen Tiefenabhängigkeits-Strukturen jedes Modus, aufgeteilt in die Regionen N, Eq und S. Die Fehlerbalken stellen die entsprechenden Standardabweichungen dar. Folgende Punkte können daraus abgeleitet werden:

1. Der Warm-Modus zeigt in allen Regionen den holozänen Abwärtstrend der  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Verhältnisse. Der Cold- und Off-Modus hingegen kehrt diesen Trend bei den nördlichen Kernen ab den mittleren Tiefen um.
2. Die äquatornahen Kerne sind grundsätzlich während Cold und Off zu höheren  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Werten verschoben. Bis auf eine leichte Abnahme der Verhältnisse mit zunehmender Tiefe ist ein spezieller Trend, wie im Falle der Nord-Kerne, nicht feststellbar.  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Werte in den mittleren Tiefen (2000 m bis 3000 m) sind während der Heinrich-Stadiale stärker zum Produktionsverhältnis verschoben (im Vergleich zum LGM).
3. Die südlichen Kerne weichen von holozänen Werten zwischen 3000 m und 4000 m zu kleineren Verhältnissen ab, während LGM, HS1 und auch HS2. Ebenso erhöhen sich die Werte während Cold und Off im Vergleich zu Warm ab einer Tiefe von 4000 m.
4. Die Modi Off und Cold unterscheiden sich kaum. In der Nord-Zone ist zwischen 1000 und 2000 Meter Wassertiefe das  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Verhältnis während des Off-Modus zu kleineren Werten verschoben (nur HS1). Zwischen 2000 und 3000 Meter gibt es eine Verschiebung der mittleren Verhältnisse der äquatornahen Kernen zu höheren Werten im Vergleich zu Cold.
5. Weiter kann man in den Verteilungen der Datenpunkte aus HS1 und HS2 erkennen (z.B. Abbildung 5.15, nördlicher Bereich, unten links), dass das Erreichen des Produktionsverhältnisses auch während der Heinrich-Stadiale eher die Ausnahme bildet und sich auf tief gelegene Kerne beschränkt. Es herrscht demnach ein Pa-Defizit, hervorgerufen durch den advektiven Transport von  $^{231}\text{Pa}$ .

Durch die Einteilung der Verhältnisse in Schichten zu 1000 Metern können für jeden Modus und jede Region unter der Bedingung einer ausreichend vorhandenen Datendichte<sup>5</sup> ein individuelles Identifizierungsmerkmal geschaffen werden. Weit abweichende  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Verhältnisse vom individuellen Trend können so identifiziert werden und weisen auf eine mögliche Besonderheit der Lokation hin.

<sup>5</sup>Ausreichende Datendichte bedeutet hier mindestens 2 Verhältnisse in einer Schicht. Bei einer größeren Anzahl ist ein mögliches Kriterium z.B. ein 2- $\sigma$ -Test.

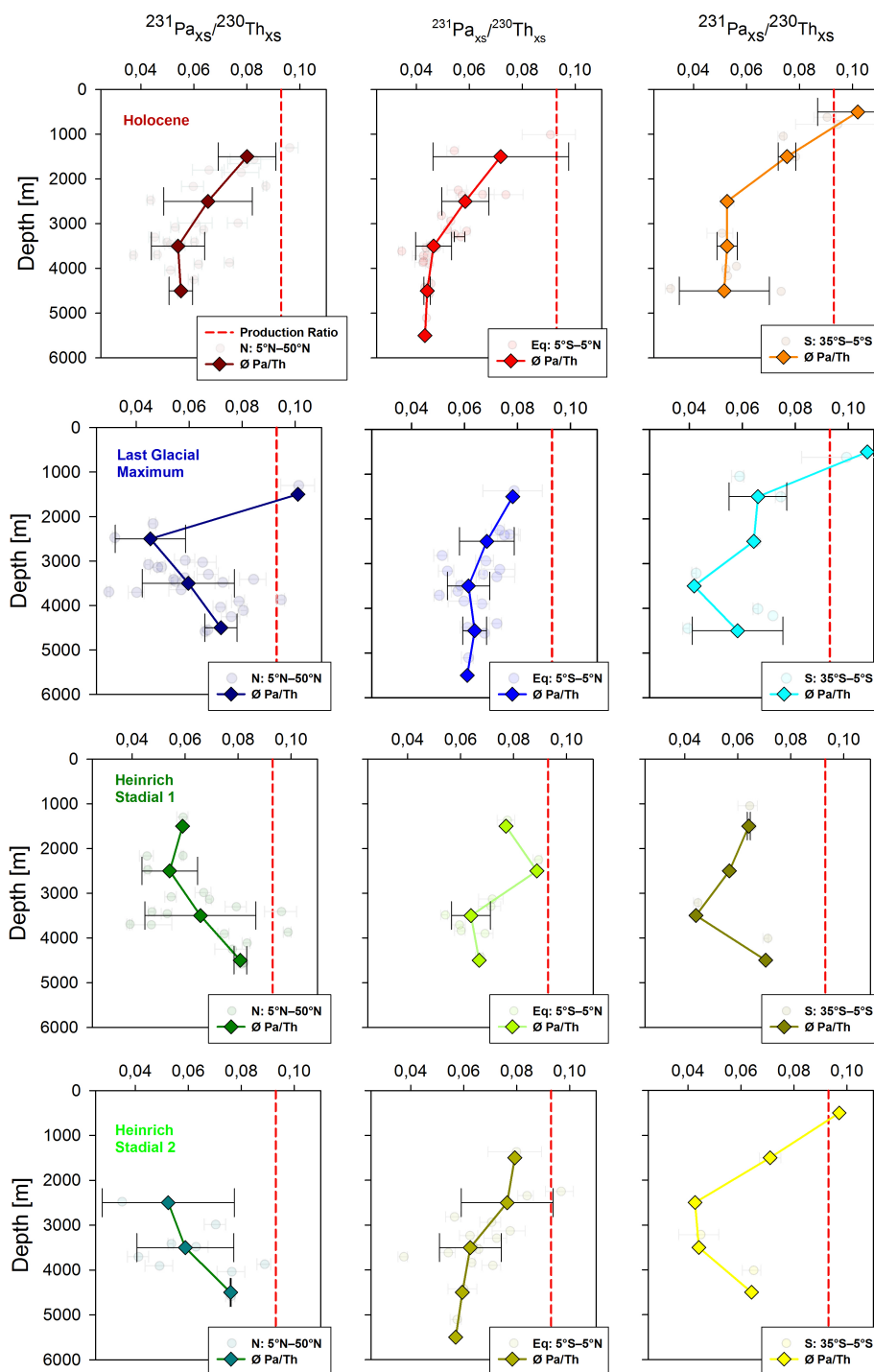


Abb. 5.16: Tiefenabhängigkeiten der  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Verhältnisse aller Zeitabschnitte und Zonen. Die Kreise stellen die Mittelwerte der einzelnen 1000 Metern-Schichten dar.

### 5.3.3 Differenzen

Für die Analyse von zeitlichen und räumlichen Unterschieden eignen sich Differenzen

$\Delta_{231Pa/230Th}(T_1, T_2)$ . Es ist:

$$\Delta_{231Pa/230Th}(T_1, T_2) = ({}^{231}Pa/{}^{230}Th)_{T_1} - ({}^{231}Pa/{}^{230}Th)_{T_2}. \quad (5.1)$$

$T_1$  bzw.  $T_2$  bezeichnen dabei zwei verschiedene Zeitintervalle, definiert wie in Tabelle 5.4,  $({}^{231}Pa/{}^{230}Th)_{T_x}$  die entsprechenden Mittelwerte des Intervalls - falls verfügbar - der individuellen Kerne.

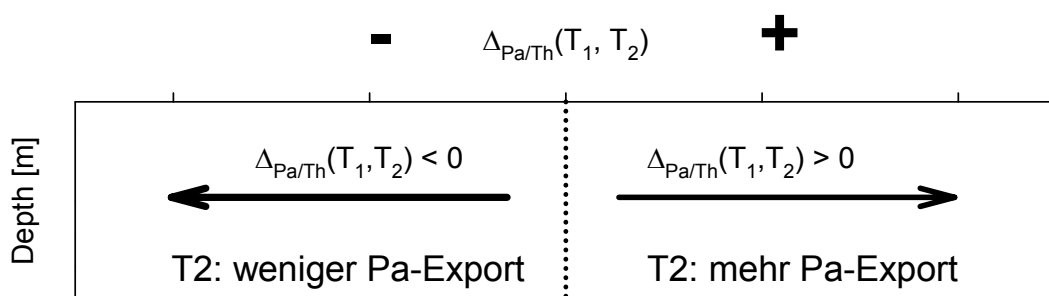


Abb. 5.17: Zusammenfassende Skizze der Delta-Werte. Ein negatives  $\Delta_{231Pa/230Th}$  weist auf einen vergleichsweise schwächeren Pa-Export des Zeitabschnittes  $T_2$  hin und umgekehrt.

Ein  $\Delta_{231Pa/230Th} < 0$  bedeutet demnach ein größeres durchschnittliches  ${}^{231}Pa/{}^{230}Th$  eines Kerns während dem Intervall  $T_2$  und folglich einen geringeren Pa-Export von dieser Stelle im Vergleich zu  $T_1$ . Im Sinne von Zirkulationsstärke bedeutet dies einen geringeren Volumenstrom und damit eine schwächere Zirkulation an dieser Stelle. Für  $\Delta_{231Pa/230Th} > 0$  gilt entsprechend das Gegenteil: eine größerer Pa-Export geht mit einem stärkeren Zirkulationsfluss einher. Um dies zu quantifizieren werden analog zum vorigen Abschnitt Mittelwerte und Standardabweichungen in Tiefenabschnitten zu 1000 m betrachtet. In einigen Schichten existiert nur ein einziger Wert, dann wird dieser als Mittelwert ohne Standardabweichung verwendet. In der Schicht von 0 bis 1000 m gibt es keine Differenzen. Dies ist auf das Fehlen von  ${}^{231}Pa/{}^{230}Th$ -Verhältnissen in dieser Schicht für die jeweilig betrachteten Zeitintervalle zurückzuführen<sup>6</sup>.

<sup>6</sup>Atlantikweit gibt es nur drei Lokationen zwischen 0 und 1000 m Wassertiefe mit gemessenen  ${}^{231}Pa/{}^{230}Th$ . Falls ein Wert eines Zeitintervalls fehlt, gibt es keine Differenz.

### Holozän vs Heinrich-Stadiale

Bis zur ungefähren Tiefe von 3000 m zeigt die Mehrzahl der Verhältnisse ein  $\Delta_{231Pa/230Th} > 0$  (stärkere Zirkulation während Heinrich-Stadiale). Unterhalb von dieser Tiefe gibt es einen geringeren Pa-Export (schwächere Zirkulation während Heinrich-Stadiale) (Abbildung 5.18). Die regionale Aufteilung in N, Eq und S (Abbildung 5.19) bestätigt dies für die nördlichen Kerne: Je größer die Tiefe, desto negativer die Differenzen. Werte aus der Süd-Zone scheinen ebenfalls einer Tendenz von positiven zu negativen Werten mit Zunahme der Tiefe zu unterliegen, dies jedoch beruht lediglich auf fünf (HS1) bzw. vier (HS2) Datenpunkten und ist deshalb für eine quantitative Beurteilung nicht geeignet.

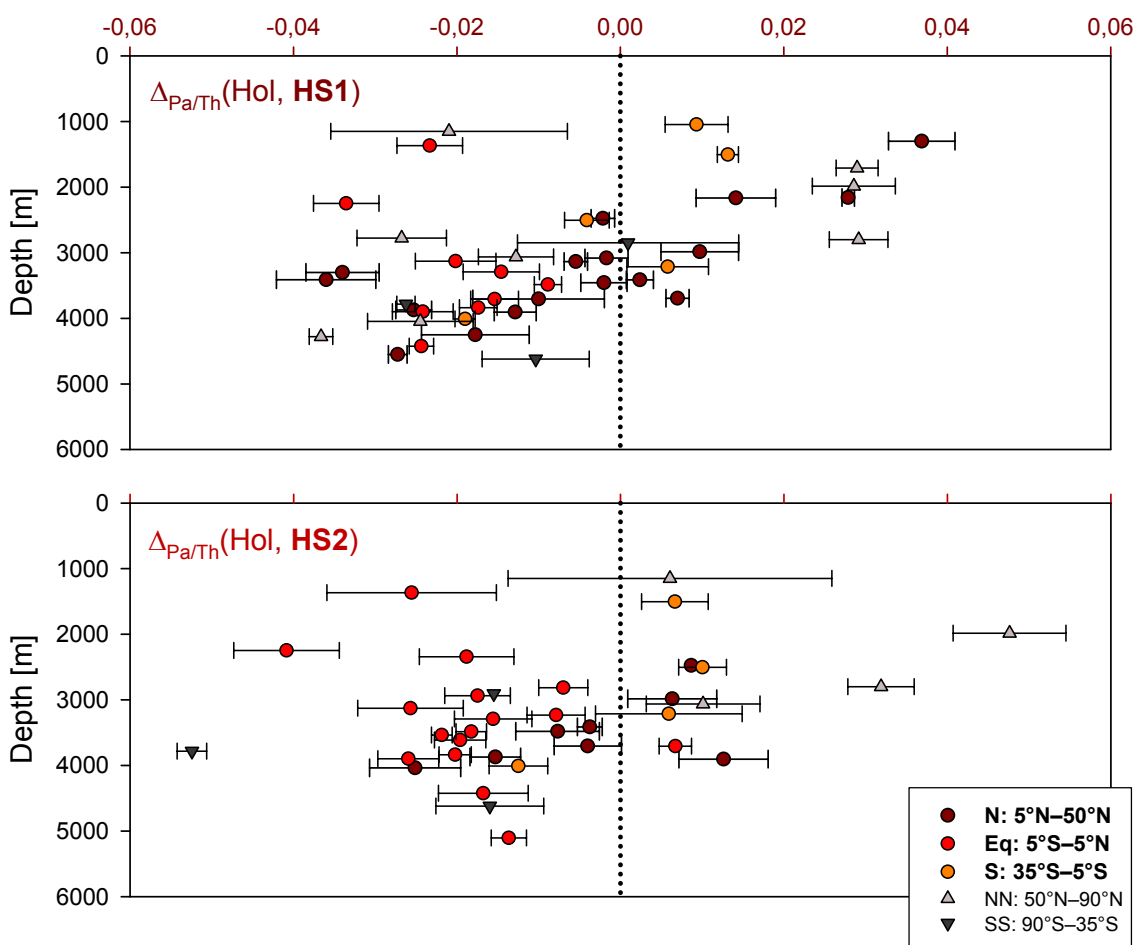


Abb. 5.18: Differenzen aus Holozän und Heinrich-Stage 1 & 2 aller verfügbaren Daten.

Die Differenzen aus dem äquatorialen Bereich zeigen bis auf eine Ausnahme bei 3706 m Tiefe (HS2) durchgehend negative Werte. In dieser Region findet demnach über alle Tiefen durchschnittlich ein geringerer Pa-Export während der Heinrich-Stadiale statt.

Abbildung 5.20 zeigt die durchschnittlichen Differenz-Werte in 1000 m Schichten, falls vorhanden. Falls nur ein Wert existiert, wird dieser verwendet. Die entsprechenden Werte sind in Tabelle 5.7 zu finden.

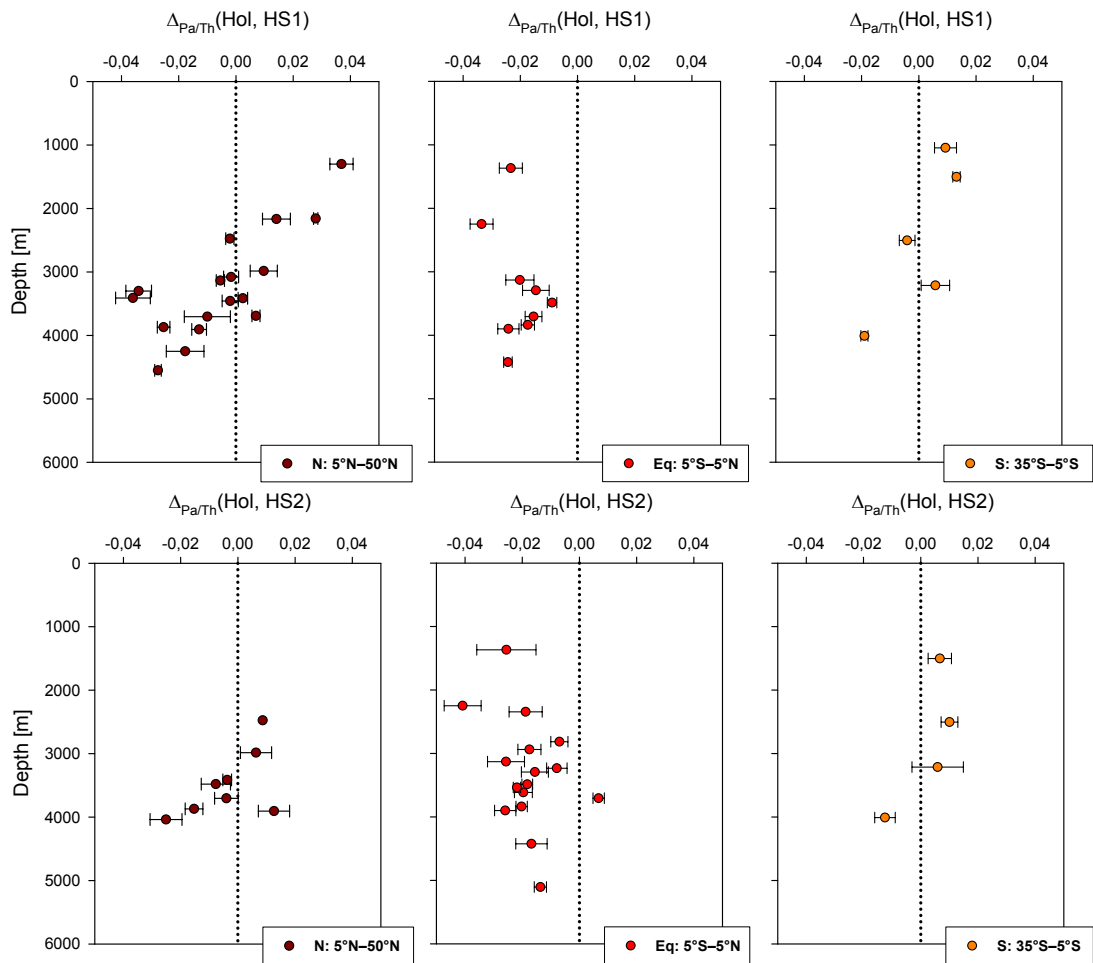


Abb. 5.19: Differenzen aus Holozän und Heinrich-Stadial 1 & 2 (HS1: oben, HS2: unten), gefiltert und aufgeteilt nach den definierten Zonen. Lokationen aus dem äquatornahen Bereich zeigen eine klare Verschiebung zu negativen Werten über alle Tiefen. Die nördlichen Kerne teilen sich in einen oberen, zum Positiven verschobenen Bereich und einen unteren, ins Negative verschoben. Die Grenze befindet sich bei ca. 3000 m Wassertiefe.



<b>Mittelwerte der Differenzen</b>						
<b>Hol - HS1</b>	Nord		Äquatorial		Süd	
<b>Tiefe [m]</b>	$\Delta(\text{Hol, HS1})$	$\sigma$	$\Delta(\text{Hol, HS1})$	$\sigma$	$\Delta(\text{Hol, HS1})$	$\sigma$
von 0-1000	-	-	-	-	-	-
1001-2000	0,0369	-	-0,0233	-	0,0113	0,0027
2001-3000	0,0124	0,0124	-0,0335	-	-0,0041	-
3001-4000	-0,0118	0,0151	-0,0168	0,0052	0,0058	-
4001-5000	-0,0225	0,0066	0,0243	-	-0,0190	-
5001-6000	-	-	-	-	-	-
alle Tiefen	-0,0045	0,0203	-0,0202	0,0072	-0,0131	0,0152
<b>Hol - HS2</b>	Nord		Äquatorial		Süd	
<b>Tiefe [m]</b>	$\Delta(\text{Hol, HS2})$	$\sigma$	$\Delta(\text{Hol, HS2})$	$\sigma$	$\Delta(\text{Hol, HS2})$	$\sigma$
von 0-1000	-	-	-	-	-	-
1001-2000	-	-	-0,0256	-	0,0067	-
2001-3000	0,0075	0,0016	-0,0211	0,0142	0,0100	-
3001-4000	-0,036	0,0102	-0,0165	0,0103	0,0059	-
4001-5000	-0,0251	-	-0,0168	-	-0,0125	-
5001-6000	-	-	-0,0137	-	-	-
alle Tiefen	-0,0035	0,0127	-0,0180	0,0103	-0,0116	0,0114

Tabelle 5.7: Mittelwerte der Differenzen

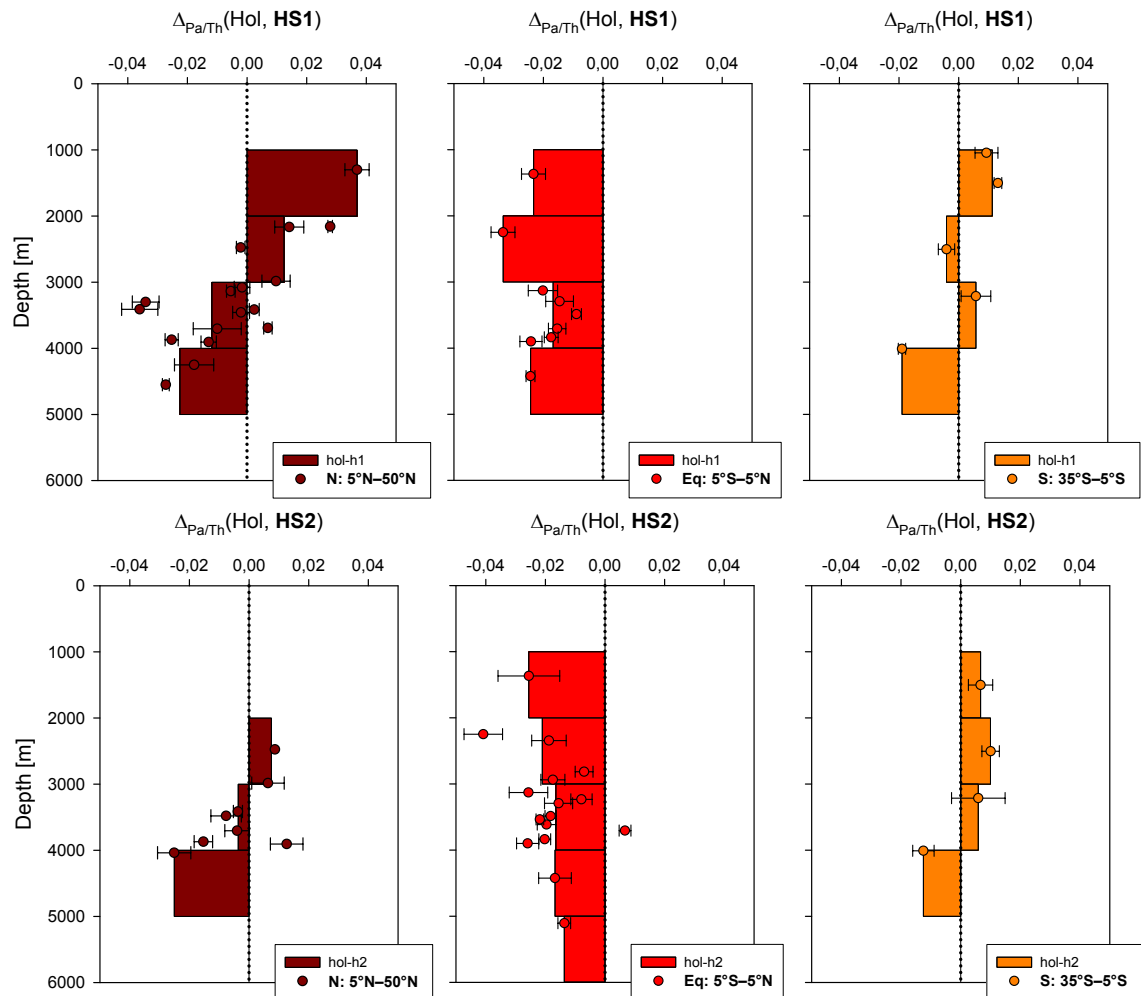


Abb. 5.20: Mittelwerte der Differenzen von Holozän und Heinrich-Stadialen in 1000 m Schichten. Die Balken (dunkelrot: Nord, rot: Äquator, orange: Süd) stellen die gemittelten Differenz-Werte für alle Werte aus dem jeweiligen Intervall dar. Oben: Differenzen aus Holozän und Heinrich-Stadial 1, Unten: Differenzen aus Holozän und Heinrich Stadial 2. Die nördlichen Werte zeigen in den oberen Schichten bis 3000 m einen erhöhten  $^{231}\text{Pa}$ -Export. Unterhalb von 3000 m ist der Export gehemmt und fällt weiter mit der Tiefe. Die Differenzen der Äquatorzone zeigen einen geringeren Export während beider Heinrich-Stadiale. Südliche Werte bestehen bis auf die oberste Schicht von 1000 bis 2000 m lediglich aus einem Datenpunkt. Für Aussagen bezüglich der südlichen Region sind zu wenig Daten vorhanden.

### Heinrich-Stadial 1 vs Heinrich-Stadial 2

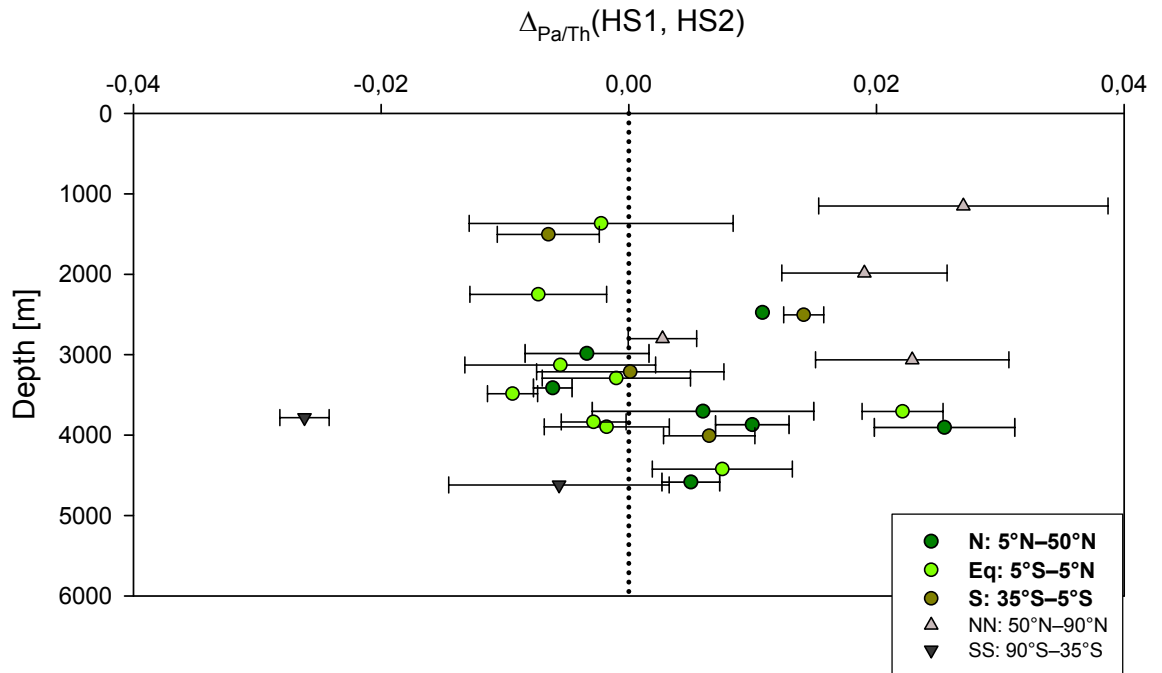
Die Differenzen der Verhältnisse aus den Heinrich-Stadialen 1 und 2 befinden sich hauptsächlich in Tiefen ab 3000 m. Das ist eine Konsequenz aus fehlenden Verhältnissen entweder aus HS1, HS2 oder beiden. In Tabelle 5.8 und Abbildung 5.22 sind die Mittelwerte in 1000 m Schichten dargestellt. Die größte Abweichung zu Null in der gesamten Wassersäule wird bei den Verhältnissen aus dem nördlichen Atlantik beobachtet. Der Mittelwert aller Abweichungen beträgt  $0,0068 \pm 0,0104$ , wobei die mittlere Schicht zwischen 3000 und 4000 Metern den Maximalwert  $\Delta_{231Pa/230Th}(HS\ 1, HS\ 2) = 0,0088$  besitzt.

Äquatornahe Verhältnisse zeigen in den oberen Schichten (1000 bis 3000 m) Abweichungen ins Negative, wobei diese lediglich jeweils eine Kernlokation beinhalten (und damit nicht signifikant sind). In der untersten Schicht (4000 bis 5000 m) ist das Gegenteil der Fall, die Differenz ist positiv, jedoch besteht der gezeigte Wert auch wieder aus nur einer Lokation. Die Schicht 3000 bis 4000 m besteht aus 6 Werten, diese hat im Mittel keine signifikante Abweichung von Null, ebenso wie der Mittelwert über alle Tiefen. Große Änderungen im Pa-Export von beiden Heinrich-Stadialen wurden in dieser Region also nicht beobachtet.

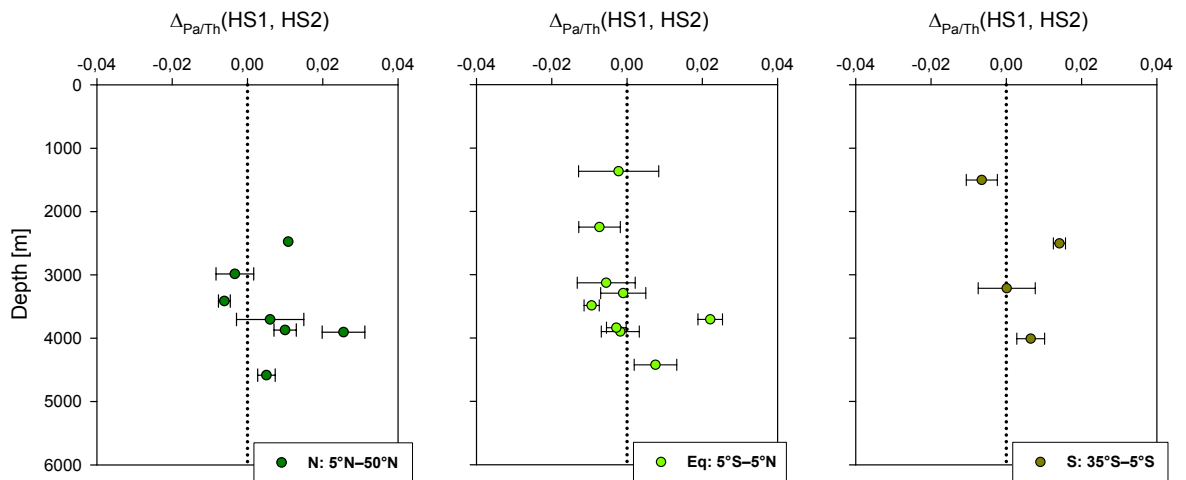
Alle Differenzen aus dem südlichen Bereich bestehen in jeder Zone aus einem Punkt. Eine sinnvolle Aussage kann somit nur über den Mittelwert der gesamten Tiefenverteilung getroffen werden, dieser beträgt  $0,0018 \pm 0,0065$  und liegt somit im positiven Bereich. Mit der Berücksichtigung der Standardabweichung ist jedoch auch hier kein Unterschied der beiden Heinrich-Stadiale festzustellen.

<b>Mittelwerte der Differenzen</b>						
<b>HS1 - HS2</b>	Nord		Äquatorial		Süd	
<b>Tiefe [m]</b>	$\Delta(\text{HS1, HS2})$	$\sigma$	$\Delta(\text{HS1, HS2})$	$\sigma$	$\Delta(\text{HS1, HS2})$	$\sigma$
von 0-1000	-	-	-	-	-	-
1001-2000	-	-	-0,0022	-	-0,0065	-
2001-3000	0,0037	0,0100	-0,0073	-	0,0141	-
3001-4000	0,0088	0,0131	0,0003	0,0111	0,0001	-
4001-5000	0,0050	-	0,0076	-	-	0,0065
5001-6000	-	-	-	-	-	-
alle Tiefen	0,0068	0,0104	$\approx -0,0001$	0,0096-	0,0018	0,0065

Tabelle 5.8: Mittelwerte der Differenzen aus HS1 und HS2.



(a) Differenzen aller verfügbaren  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Verhältnisse aus HS1 und HS2, ungefiltert.



(b) Gefilterte  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Differenzen: Nur Kerne zwischen 50°N und 35°S.

Abb. 5.21: Differenzen aller verfügbaren  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Verhältnisse aus HS1 und HS2.

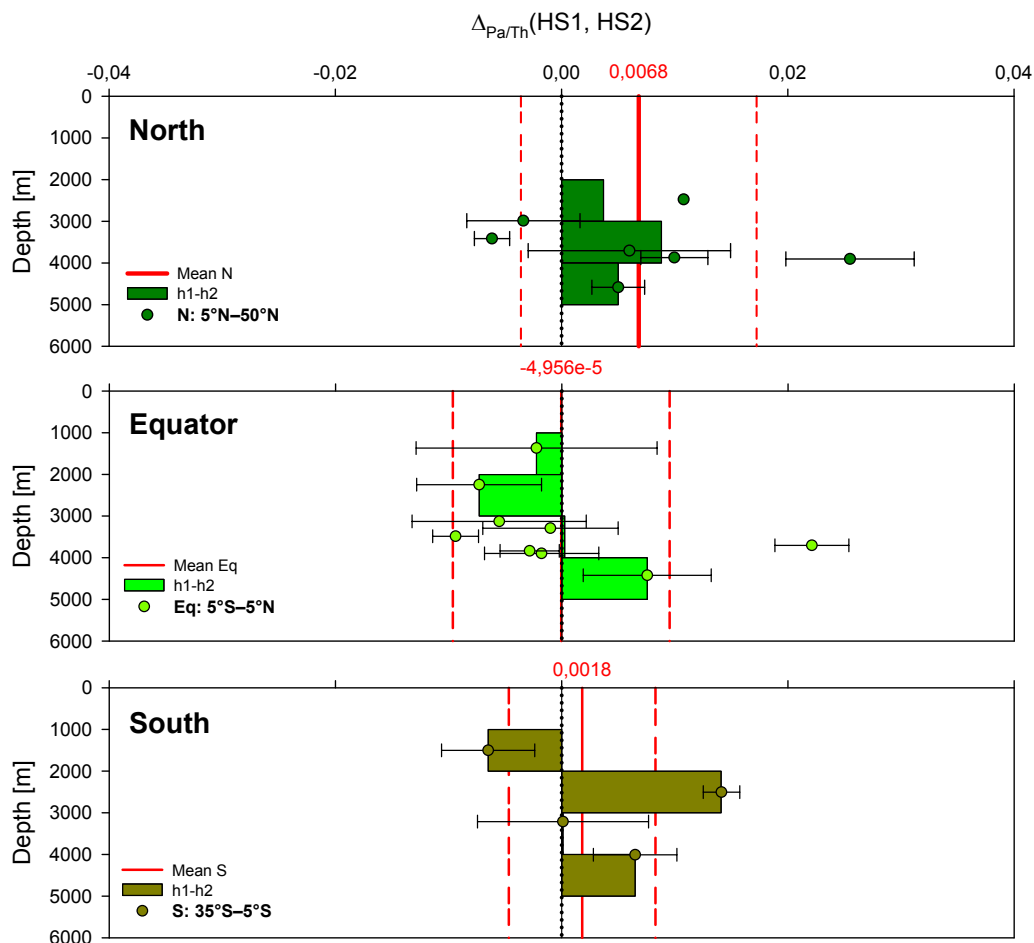


Abb. 5.22: Mittelwerte der Differenzen aus Heinrich-Stadial 1 und 2 in 1000 m Schichten. Rote Zahlen über den Achsen entsprechen den Mittelwerten über der gesamten Tiefe, im Diagramm als rote Linie dargestellt. Gestrichelte Linien kennzeichnen die zugehörige Standardabweichung. Es gibt zwei Tiefenbereiche, die eine Folgerung zulassen: In der Schicht 3000 bis 4000 m der Nordregion ist ein durchschnittlich größerer  $^{231}\text{Pa}$ -Export zu sehen. Die Äquatorialzone zeigt für die selbe Tiefe keine signifikante Änderung an. Basierend auf den Mittelwerten über alle Tiefen findet nur in der Nordzone ein leicht erhöhter Export während HS2 statt.

Durch die erneute Einteilung der Differenzen in Tiefenschichten von 1000 Meter sind nun für den Vergleich von Holozän mit den Heinrich-Stadialen für die Regionen N und Eq folgende Aussagen möglich:

1. In der nördlichen Region ist im oberen Teil des Atlantiks (von Null bis 3000 m Wassertiefe) im Durchschnitt ein größerer Export von  $^{231}\text{Pa}$  während HS1 relativ zum Holozän zu beobachten. Unterhalb dieser Tiefe wird weniger exportiert. Je größer die Tiefe, desto kleiner der Transport. Dieses Ergebnis wird durch den Vergleich von Holozän und HS2 unterstützt. Die atlantische Zirkulation nimmt demnach zwischen  $5^\circ\text{N}$  und  $50^\circ\text{N}$  mit der Tiefe ab, ist jedoch in den oberen Schichten stärker als im Holozän.
2. Der Vergleich von HS1 und HS2 mit dem holozänen Atlantik in der äquatorialen Zone zeigt ein eindeutig kleineres Exportverhalten über alle Tiefen während der Heinrich-Stadiale. Damit ist die Ozeanzirkulationsstärke zu diesen Zeiten und in diesem Bereich schwächer als im Holozän.
3. Aufgrund der Tatsache, dass die Schichten der südlichen Zone mit Ausnahme der obersten von  $\Delta_{Pa/Th}(\text{Hol}, \text{HS1})$  nur einen Wert aufweisen, kann keine klare Aussage getroffen werden.

Der gegenseitige Vergleich der Heinrich-Stadiale 1 und 2 kann folgendermaßen zusammengefasst werden:

1. Die Werte  $\Delta_{Pa/Th}(\text{HS1}, \text{HS2}) > 0$  zeigen an, dass während HS2 ein größerer Abtransport von  $^{231}\text{Pa}$  stattfand. Am deutlichsten ist dies in der Nord-Zone in der Schicht zwischen 3000 und 4000 m. Die beiden Schichten unter und über dieser besitzen jeweils nur einen Datenpunkt. Über alle Tiefen beträgt der Mittelwert 0,0068. In der Nord-Zone herrschte demnach durchschnittliche eine leicht stärkere Zirkulation während HS2. Das Einbeziehen der Fehlertoleranzen jedoch schwächt diese Aussage ab.
2. Die Äquatorial-Zone zeigt im Mittel einen Wert nahe der Null an. Damit ist kein Unterschied der beiden Stadiale festzustellen. Dies wird bestätigt durch den Mittelwert aus der Schicht zwischen 3000 und 4000 m, hier ist die größte Datendichte vorhanden. Auch dieser Wert ist annähernd Null.
3. Das Tiefenprofil der südlichen Zone besteht lediglich aus vier Werten, jeder verteilt auf eine Schicht. Um eine Aussage treffen zu können, sind nicht genügend Daten vorhanden.

## 6 Diskussion

Die Synthese der  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Daten für den Atlantik ermöglicht die Unterscheidung der Zirkulationsstärke während Klimaänderungen, was durch die Verwendung eines Einzelkerns mit starken systematischen Unsicherheiten behaftet wäre.

Aus dem Datensatz und der Differenzen können die folgenden Aussagen getroffen werden:

1. Für jeden Zeitbereich kann eine  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Tiefencharakteristik angegeben werden, getrennt in drei regionale Tiefentrends.
2. Der Off-Modus, der ohne Bildung von NADW bzw. GNAIW einen Stillstand der Zirkulation postuliert, kann nicht beobachtet werden. Die Zeitbereiche LGM und HS1/HS2 unterscheiden sich kaum. Die reale Zirkulationsstruktur während der Heinrich-Stadiale zeigt einen oberflächennahen und im Vergleich zum LGM leicht schwächeren nördlichen  $^{231}\text{Pa}$ -Export. Es gibt demnach **keinen** kompletten Stillstand der (nord-)atlantischen Zirkulation, wie für den Off-Modus postuliert [Rahmstorf, 2002].
3. Das beobachtete  $^{231}\text{Pa}$ -Defizit der Heinrich-Stadiale in den oberen Schichten ist gegenüber dem Holozän auf den nördlichen Bereich beschränkt.  
In Äquatornähe zeigt sich über alle Tiefen eine geschwächte Zirkulation bzw. einen entweder sehr abgeschwächten Export oder einen zusätzlichen Import von  $^{231}\text{Pa}$ .

Deng et al. [2014] berichten von der Option, den unterschiedlichen Wassermassen (wie NADW und AABW) charakteristische  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Verhältnisse zuzuordnen. Aus den Tiefentrends von durchschnittlichen  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Werten in Abbildung 5.16 kann für den Nord- und Mittelatlantik jedem Modus (und damit indirekt den Wassermassen NADW/GNAIW und AABW) eine Tiefencharakteristik, bestehend aus 3 regionalen Komponenten, zugeordnet werden. Anhand dieser Muster können, ausgenommen sind spezielle Gebiete wie z.B opal-reiche Regionen oder Upwelling-Zonen, sedimentäre  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Verhältnisse abgeschätzt werden. So besteht die Möglichkeit gezielt vorhandene Datenlücken zu füllen und die Orts- und Tiefenabhängigkeit von  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  genauer zu analysieren (Abbildung 6.1).

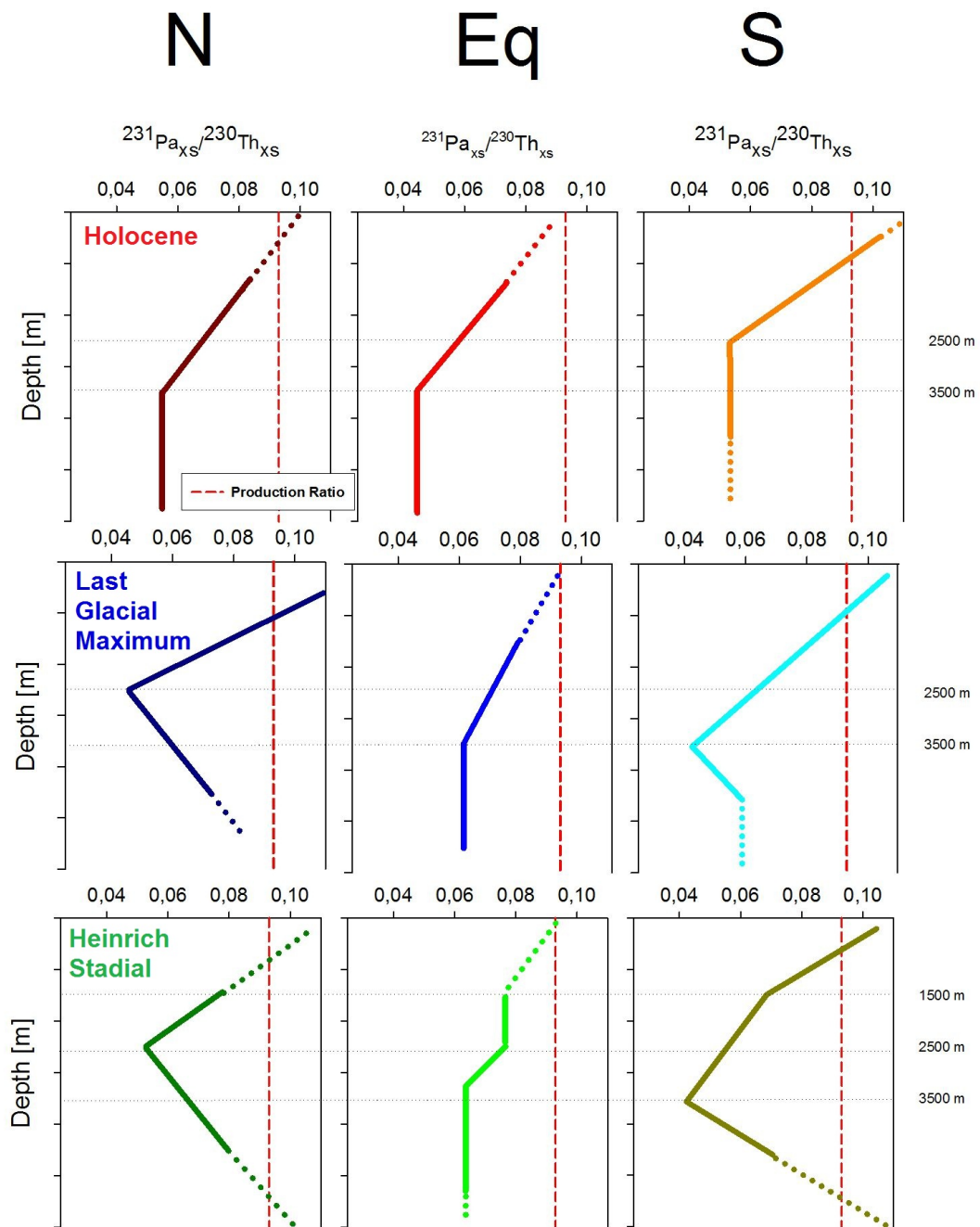


Abb. 6.1: Tiefencharakteristiken der Zeitscheiben in Nord-, Äquatorial- und Südzone. Basierend auf den durchschnittlichen Verhältnissen in Schichten zu 1000 m können die  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Muster während dem Holozän, LGM und der Heinrich-Stadiale als Trendgrafiken dargestellt werden. Damit sind Abschätzungen bezüglich sedimentärer  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Werte möglich. Gepunktete Linien basieren auf nur einem Wert bzw. auf Extrapolationen und sind weit weniger aussagekräftig.



Weiter kann ein allgemeines Defizit an  $^{231}\text{Pa}$  durch den AMOC-Transport aus dem Nordatlantik [Yu et al., 1996; Lippold et al., 2012a; Hayes et al., 2014] durchweg auch während der Heinrich-Stadiale bestätigt werden.  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th} < 0,093$  wird in allen Schichten, insbesondere den oberen (1000 bis 3000 m) der Nordzone, beobachtet (Abbildung 5.16, unten links), d.h. das Produktionsverhältnis wird im Durchschnitt in keiner dieser Schichten erreicht. Würde kein Transport durch Advektion stattfinden, wären die Verhältnisse gleich dem Produktionsverhältnis.

Die Differenzen aus  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  von Holozän und Heinrich-Stadialen zeigen entsprechend dem gerade Festgestelltem ein  $\Delta(\text{HS1}, \text{HS2}) > 0$  in den Schichten von 1000 bis 3000 m Tiefe in der Nord-Zone (Abbildung 5.20, links oben und unten). Dies bedeutet ein erhöhtes Pa-Defizit gegenüber dem Holozän.

Die Differenzen der tieferen ( $> 3000$  m) Nord- und der gesamten Äquator-Zone zeigen ein  $\Delta(\text{HS1}, \text{HS2}) < 0$ . In diesen Schichten ist der Pa-Export reduziert. Bradtmiller et al. [2014] beobachten ähnliches, jedoch ohne eine Aufteilung der Regionen. Die hier gezeigte, über alle Tiefen der Äquatorzone negative Differenz beschränkt den Bereich der reduzierten Ozeanzirkulation (in allen Tiefen) damit auf den äquatornahen Bereich.

Es stellt sich die Frage nach dem Ausmaß der Abschwächung in der Äquatorzone. Ein Stillstand erfordert betragsmäßig größere Differenzwerte [Bradtmiller et al., 2014]. In Abbildung 6.2 sind Differenzen von Holozän und einem hypothetischen Stillstand (genannt  $HS_{\text{off}}$ ) aufgetragen. Während dem fiktiven  $HS_{\text{off}}$  sind alle  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Verhältnisse auf das Produktionsverhältnis gesetzt. Die mittleren Differenzwerte betragen ein Vielfaches der Werte aus Tabelle 5.7. Dies zeigt, dass der Off-Modus betragsmäßig größere Differenzen aufweisen müsste und unterstützt die Beobachtung einer lediglich reduzierten [Bradtmiller et al., 2014; Roche et al., 2014], jedoch nicht gänzlich eingestellten Zirkulation.

Levine and Bigg [2008] untersuchten in einer Modellstudie die Auswirkungen des direkten Frischwassereintrages durch Eisberge in den Nordatlantik für eine Dauer von 500 Jahren. Sie stellten fest, dass ein kompletter Stillstand der atlantischen Zirkulation ein Minimum von 0,4 Sv Schmelzwasser benötigt. Diese Menge an eingetragenen Süßwasser führte in den Simulationen zu einem Anstieg des Meeresspiegels von 17,5 m und würde beinahe der Masse des gesamten Fennoskandischen Eisschildes entsprechen. Ganopolski and Rahmstorf [2001] geben ein Minimum von 0,15 Sv an, jedoch wird hier der konstant ablaufende Schmelzvorgang der Eisberge nicht in das Modell mit einbezogen.

Der Off-Modus aus Rahmstorf [2002] existiert somit weder während HS1 noch HS2. Es kann davon ausgegangen werden, dass auch durch andere Heinrich-Ereignisse (oder Heinrich-

ähnliche Ereignisse, wie dem Frischwasserzufluss in der jüngeren Dryas) kein Off-Modus ausgelöst wird, denn Messungen von  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  beispielsweise an Kernen des Bermuda-Rise [Böhm et al., 2015; Henry et al., 2016], welche nachweislich die Stärke der Ozeanzirkulation wiedergeben, zeigen ähnliche Verhältnis-Werte nahe dem Produktionsverhältnis. Die Aussage gilt somit für alle Heinrich-Stadiale.

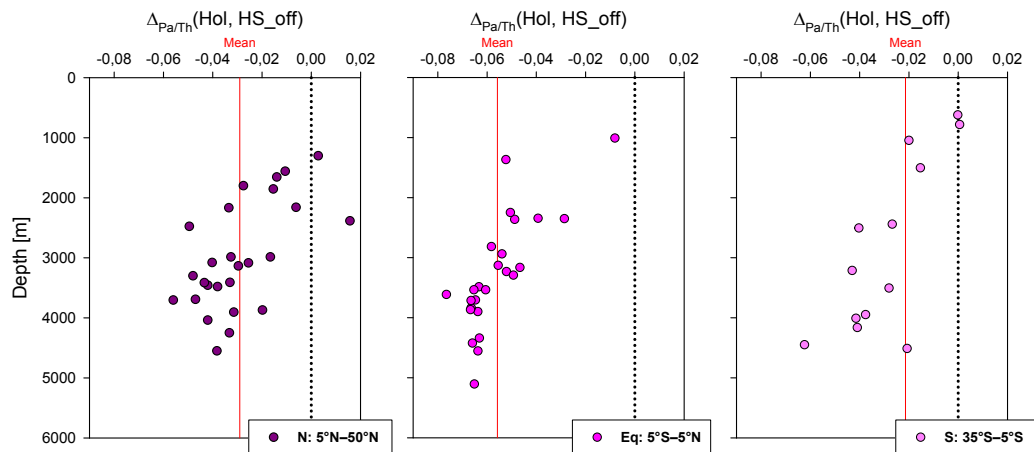


Abb. 6.2: Differenzen bei einem hypothetischen Stillstand während der Heinrich-Stadiale. Hier wurden alle Verhältnisse während eines hypothetischen Off-Modus ( $\text{HS}_{\text{off}}$ ) auf das Produktionsverhältnis gesetzt. Die rote Linie gibt den Mittelwert über alle Tiefen an. Dieser ist betragsmäßig um ein vielfaches größer (im Mittel 300 %) als die mittleren Differenzen aus Kapitel 5.3.3, Tabelle 5.7.

Die Vermutung, dass die Erhöhung der  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Verhältnisse im Äquatorbereich zusätzlich zum abgeschwächten Pa-Export (aufgrund der reduzierten Zirkulation) einen Import aus der nördlichen Region aufweist, liegt nahe. Zhang et al. [2015] führten Messungen des Wassermassentracers  $\epsilon\text{Nd}$  am Kern GeoB 16206-1 durch, zu sehen in Abbildung A.15, Seite 133. Während der Heinrich-Stadiale (hauptsächlich HS1) fällt der  $\epsilon\text{Nd}$ -Wert auf negativere Werte, was auf das Vermischen mit einer Wassermasse aus nördlichen Quellen hindeutet [Frank, 2002; Blaser et al., 2016]. Eine potentielle Erhöhung des  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Verhältnisses in dieser Region durch biogenes Opal kann durch die durchgehend niedrigen Werte von kleiner als 2 % an Kern GeoB 16202-2 (Abbildung A.16, Seite 134) ausgeschlossen werden<sup>1</sup>. Damit kann in den oberen Schichten von 1000 bis 3000 m der Import durch die flache Zirkulationszelle

<sup>1</sup>Wie auch bei allen in dieser Studie untersuchten Kernen. Siehe auch Abbildung A.22, Seite 158.

bestätigt werden.

Aus der Ähnlichkeit der  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Tiefenstrukturen der Zeitbereiche LGM und HS1/HS2, sowie der Existenz der flachen Zirkulationszelle während dem LGM (GNAIW) [Lippold et al., 2012a] und eines Zwischenmodus ([Böhm et al., 2015], *intermediate mode*) lässt sich folgern, dass der *reale* Heinrich-Modus eine leichte Variation des Cold-Modus ist.

Um diesen realen Heinrich-Modus qualitativ zu skizzieren, können zusätzlich zu Abbildung 5.16 die Differenzen aus LGM und HS1 (Abbildung 6.3) herangezogen werden: In der äquatornahen Zone gibt es keinen großen Unterschiede, in der Nordzone beschränken sich diese auf den oberflächennahen Bereich. Bradtmiller et al. [2014] gehen in diesem von einer leicht geschwächten Zirkulationsstärke relativ zum LGM aus und bestärken den beobachtbaren Trend aus Abbildung 6.3 zur Oberfläche hin. Das  $\Delta(\text{LGM}, \text{HS1})$  in den mittleren Tiefen (Nordzone) deutet auf einen geschwächten  $^{231}\text{Pa}$ -Export hin und bestätigt Ergebnisse aus Studien an Einzellokationen (z.B. McManus et al. [2004]; Gherardi et al. [2005]). Hier nimmt der AABW-Einfluss zu.

Basierend auf diesen Informationen ist die gefolgerte Kreuzung aus Cold und Off in Abbildung 6.4 dargestellt.

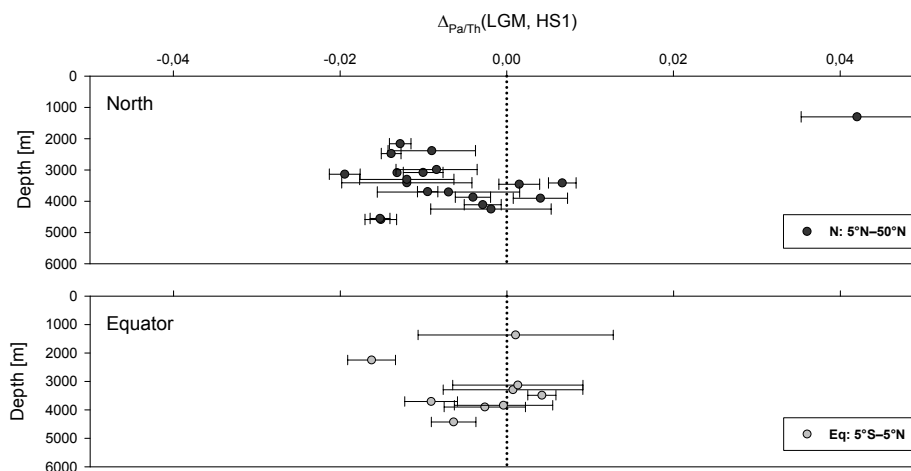


Abb. 6.3: Differenzen  $\Delta(\text{LGM}, \text{HS1})$  für die Bereiche N und Eq.

Abbildung 6.4 ist alleine auf Grundlage der Tiefencharakteristiken (Abbildung 6.1 bzw. 5.16) und der Differenzen (Abbildung 6.3) entstanden. Um den Wert der Tiefentrends und Differenzen hervorzuheben, werden im folgenden die Zirkulationsmodi der Zeitbereiche Holozän und LGM ebenfalls qualitativ durch Hinzunahme der Ergebnisse aus Howe et al. [2016] (atlantische  $\epsilon\text{Nd}$ -Verteilung im Holozän und LGM) konstruiert.

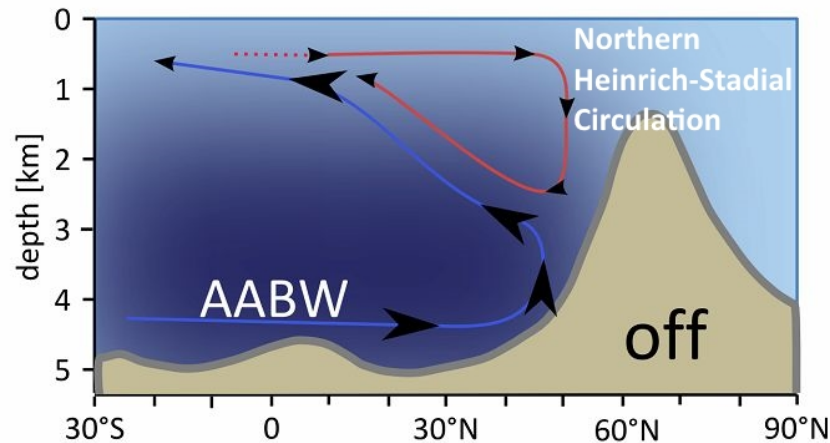


Abb. 6.4: Der skizzierte, reale Heinrich-Modus als Kreuzung aus Cold und Off. AABW dringt zunehmend nach Norden und in höher gelegene Schichten als im Cold-Modus vor. Die nördliche Zirkulationszelle ist flach und wird von AABW verdrängt.

Es werden die Differenzen der Durchschnitts-Verhältnisse der Tiefenschichten aus dem Holozän aus Tabelle 5.5 gebildet und so das unterschiedliche horizontale Export-Verhalten (und damit die Stärke des Abtransport durch Wassermassen) durch die Grenzen von N-Eq und Eq-S betrachtet. In Kombination mit den  $\epsilon Nd$ -Werten aus [Howe et al. \[2016\]](#) (Abbildung 6.6) können somit der Export aus einer Zelle, sowie die Herkunft der in den Zellen befindlichen Wassermassen abgeschätzt werden. Für den Zirkulationsmodus während dem LGM wird als alternativer Konstruktionsweg ein einfacher Abgleich des Cold-Modus aus [Rahmstorf \[2002\]](#) mit den Tiefencharakteristiken durchgeführt.

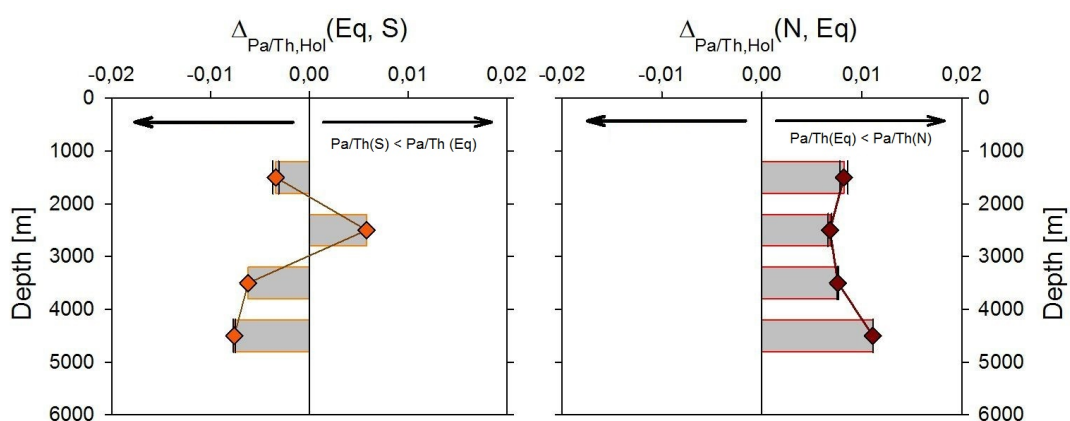


Abb. 6.5: Differenzen der einzelnen Schichten im Holozän über die regionalen Grenzen.

Die Differenzen von N und Eq zeigen in allen Schichten ein größeres Export-Verhalten der Nordzone (Abbildung 6.5, rechts) im Vergleich zur Äquatorialzone. Ein größerer Export im Eq-S-Vergleich ist nur in der Schicht 2000 bis 3000 m zu sehen (Abbildung 6.5, links). Die  $\epsilon_{Nd}$ -Verteilung des holozänen Atlantik bestätigt durch Werte von ca. -15 bis -12 die Herkunft aus nördlichen Gebieten. Hier zeigt sich, dass die holozäne NADW-Zelle bis zum Breitengrad  $5^{\circ}\text{S}$  in der Tiefenschicht 2000 bis 3000 m reicht. Die anderen Tiefenbereiche zeigen schon leichte Tendenzen zu positiveren  $\epsilon_{Nd}$ -Werten, die Schichten 1000 bis 2000 m und 4000 bis 5000 m mehr als die Schichten dazwischen. Ebenso zeigt Abbildung 6.5, links, einen Import<sup>2</sup> dieser Schichten und zusätzlich in 3000 bis 4000 m an. An diesen Grenzschichten strömt also Wasser aus nicht nördlichen Quellen hinzu. Dies kann als AABW und AAIW identifiziert werden. Außerdem wird die Tatsache, dass rezentes Tiefenwasser in Breitengraden  $> 50^{\circ}\text{N}$  gebildet wird, mit einbezogen. Die Konstruktion des Warm-Modus aufgrund dieser Informationen ist in Abbildung 6.7 zu sehen.

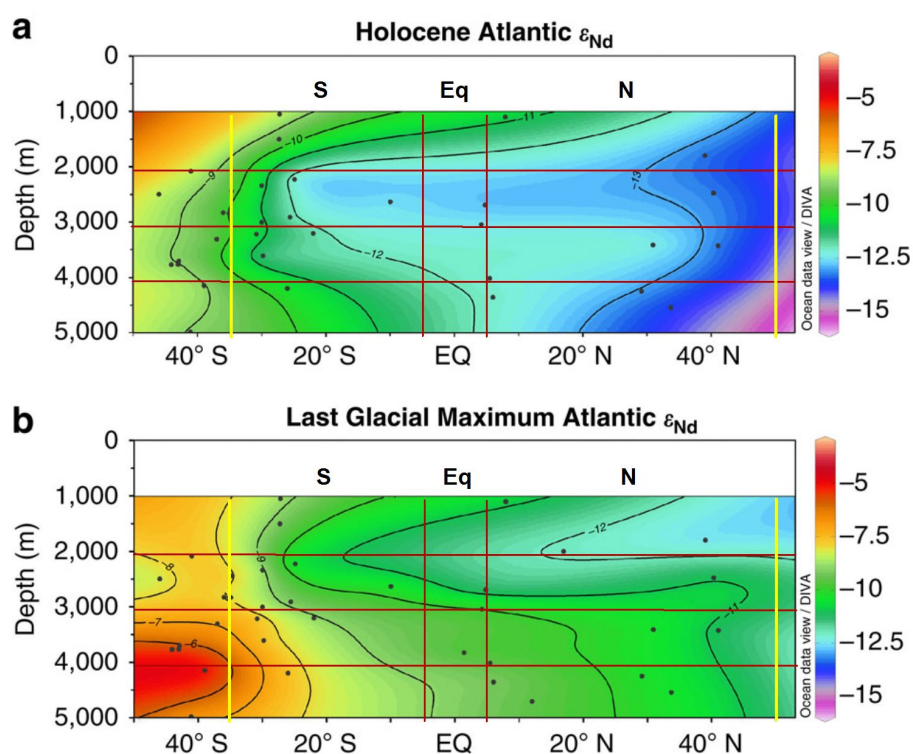


Abb. 6.6: Atlantische  $\epsilon_{Nd}$ -Verteilung im Holozän (a) und LGM (b). Zusätzlich eingezeichnet sind die Grenzen der Tiefenschichten und Regionen. Quelle: Howe et al. [2016], modifiziert.

<sup>2</sup>Ein negativer Export kann als Import von  $^{231}\text{Pa}$  interpretiert werden.

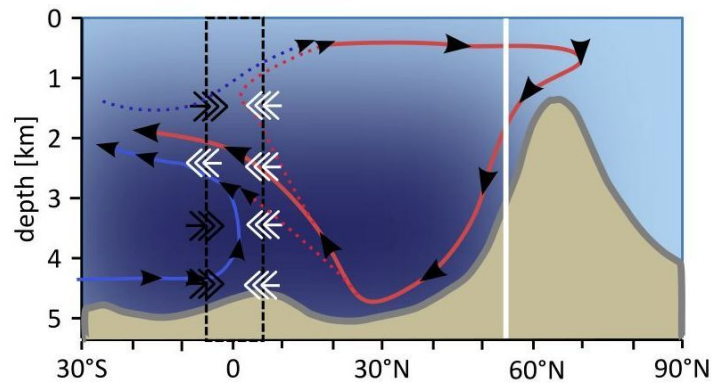


Abb. 6.7: Konstruktion des holozänen Zirkulationsmodus auf Basis der Tiefencharakteristiken und Differenzen. Die weiße Linie kennzeichnet die Grenze der Nordzone bei 50°N. Die schwarzen, gestrichelten Linien die Grenze N-Eq bei 5°N und Eq-S bei 5°S. Pfeile veranschaulichen den Export von  $^{231}\text{Pa}$ . Aufgrund dieser Überlegungen kann ein alternativer Warm-Modus konstruiert werden.

Der Modus Cold aus [Rahmstorf \[2002\]](#) zeigt eine GNAIW-Zelle, welche bei 50°N in etwa 2000 m Wassertiefe nach Süden fließt. AABW reicht bis ca. 45°N und füllt die unteren Schichten (Abbildung 5.12, unten, links). Die mittleren  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Werte zeigen in der Nordzone eine Trendumkehr bei 2500 m (Abbildung 6.1, Mitte, links). Über diesem Punkt ist ein starkes  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Gefälle zu kleineren Werten mit zunehmender Tiefe zu sehen, aufgrund des starken Abtransportes durch GNAIW. In der Äquatorzone befindet sich ein Trendumkehrpunkt bei 3500 m Tiefe. Im Gegensatz zu Abbildung 5.12, unten links, scheint die AABW-Zelle flacher zu sein. Dies wird in der südlichen Zone bestätigt, allerdings kann aufgrund des allgemeinen Mangels an Daten dieser Zone nicht dieselbe Bedeutung wie der Nord- und Äquatorialzone zugewiesen werden. Aus Abbildung 6.6, unten, kann eine Ausbreitung von AABW bis etwa 50°N beobachtet werden. Wichtigster Punkt bei der Interpretation der Trends ist der in unterschiedlichen Tiefen liegende AABW-Einfluss der Nord- und Äquatorzone. Es scheint eine Akkumulation von AABW im Norden zu geben, welche sich im Heinrich-Modus (Abbildung 6.4) wieder nach Süden fortsetzt, die nördliche Tiefenwasserbildung jedoch bestehen bleibt.

Die alternativen Modi sind in Abbildung 6.9 zusammengefasst.

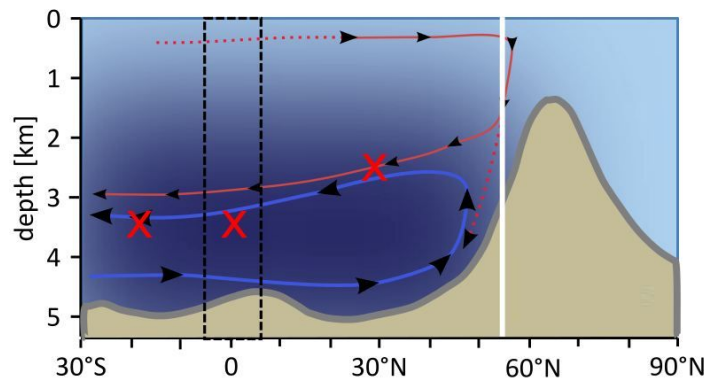


Abb. 6.8: Konstruktion des glazialen Zirkulationsmodus auf Basis der Trend-Umkehrpunkte. Diese werden durch die roten Kreuze markiert. Es zeigt sich eine AABW-Akkumulation in der Nordzone.

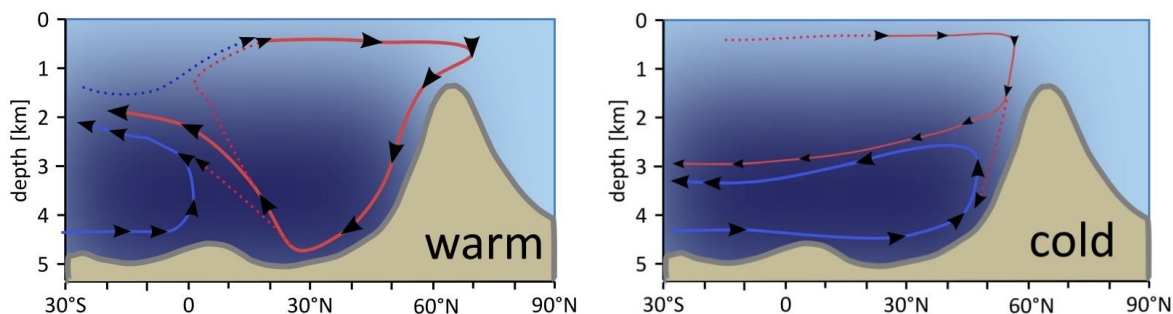


Abb. 6.9: Die alternativen Modi Warm und Cold.

Mit der Existenz einer Zirkulationszelle aus nördlichen Quellen während der Heinrich-Stadiale, stellt sich die Frage, ob und inwiefern sich die Heinrich-Stadiale 1 und 2 untereinander unterscheiden. Die Untersuchungen der beiden im gegenseitigen Vergleich (Differenzen aus Kapitel 5.3.3) lässt die folgende Aussage zu:

- Die Zirkulationsmuster während der Heinrich-Stadiale 1 und 2 unterscheiden sich lediglich im Norden in mittleren Tiefen. Im äquatorialen Bereich gibt es in Mittel keine Unterschiede. Eine insgesamt schwächere Zirkulation während Heinrich-Stadial 1 kann durch die vorhandenen Daten nur für die mittleren Tiefen im Norden beobachtet werden. Mit Einbeziehung der Fehlergrenzen gibt es jedoch auch hier keinen Unterschied<sup>3</sup>.

Weitere Unterschiede können aufgrund der Datenlage, besonders im Tiefenbereich von 0 bis 3000 m der nördlichen Zone, nicht aufgedeckt werden. Der obige Punkt kann jedoch als Hinweis gedeutet werden und motiviert eine fortgesetzte Datengenerierung für die oberen Schich-

<sup>3</sup> 0 befindet sich im 1- $\sigma$ -Bereich von  $\Delta_{231Pa/230Th}(HS\ 1, HS\ 2)$ , Tabelle 5.8, 2000 bis 3000 m.

ten.

Roche et al. [2014] merken an, dass der Frischwasserpuls des Heinrich-Ereignisses 1 nicht nur vom Laurentischen Eisschild stammte, sondern eine zusätzliche Eisberg-Quelle in europäischen Eisschilden haben könnte. Dieser kleine Mehreintrag an Frischwasser könnte sich auf die Zirkulation der mittleren Tiefen und oberflächennahen Schichten des Nordatlantiks ausgewirkt haben. Modellstudien bestärken die Sensitivität der AMOC (z.B. Manabe and Stouffer [1997]; Rahmstorf [2006]) gegenüber einer sehr geringen Menge von eingetragenen Frischwasser (Größenordnung 0,1 Sv).

Naafs et al. [2013] geben für HS2 für den mittleren Nordatlantik einen Spitzenwert der Oberflächenwassertemperatur von ca. 15°C mit einem anschließenden Rückgang an, während HS1 steigt die Temperatur jedoch weiter konstant an (Abbildung 6.10, links). Gleichzeitig hebt sich der relative Meeresspiegel, im Gegensatz zu dem weiter fallenden während HS2 [Waelbroeck et al., 2002]. Diese Hinweise bestärken die Idee eines Mehreintrages an Eismassen während HS1 im Vergleich zu HS2.

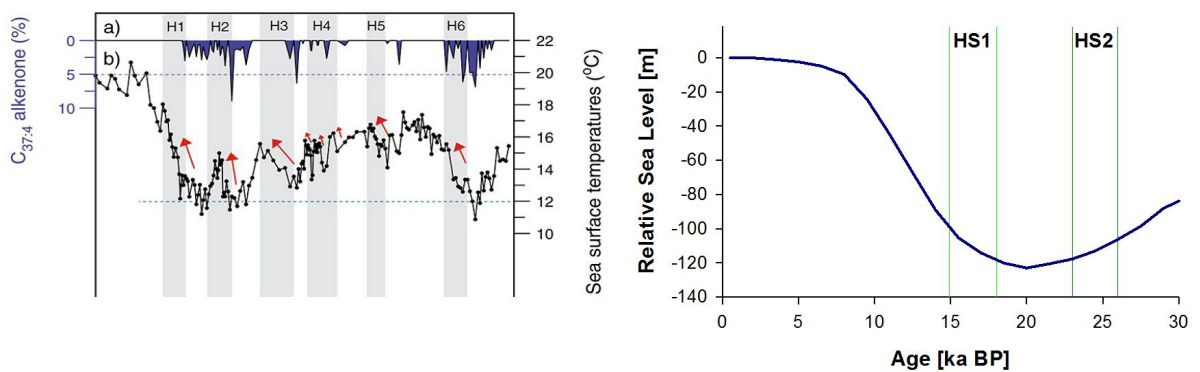


Abb. 6.10: Oberflächenwassertemperatur und Relativer Meeresspiegel. Während HS1 ist im mittleren Nordatlantik ein konstanter Anstieg der Temperatur zu sehen, HS2 dagegen zeigt ein lokales Maximum von ca. 15°C an. Gleichzeitig zum konstanten Temperaturanstieg steigt auch der RSL-Wert. Dies ist ein Hinweis auf eine größere Eisschmelze während HS1. Quelle: Naafs et al. [2013]; Waelbroeck et al. [2002].

Um dies weiter zu analysieren wird an dieser Stelle die Empfehlung von Hemming [2004] nach weiteren, zeitlich hochaufgelösten Studien der Heinrich-Stadiale bestärkt, insbesondere  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Verhältnisse in Kombination mit beispielsweise Messungen des Wassermassentracers  $\epsilon\text{Nd}$  oder aber Herkunftsbestimmungen der IRD aus Heinrich-Lagen von Kernen des IRD-Gürtels.



## 7 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Verhältnisse aus marinen Sedimenten zur Untersuchung der atlantischen Ozeanzirkulation während der Heinrich-Stadiale 1 und 2, sowie dem Holozän und dem LGM erstellt, zusammengefasst und analysiert. Die Analyse erfolgte durch die Betrachtung nach unterteilten atlantischen Regionen und Tiefenbereiche. Zusätzlich zu publizierten Werten wurden eigene Messungen von  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  (und Opalgehalte) an 12 unterschiedlichen Kernen in dieser Zeit durchgeführt und dem Datensatz hinzugefügt. In diesem Zuge wurden neue Altersmodelle, basierend auf den magnetischen Suszeptibilitäten, der Kerne ODP 1056, ODP 1060 und ODP 1061 entwickelt.

Die  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Einzelprofile der Kerne aus Kapitel 5.2 zeigen Variationen von weit unterhalb bis über dem Produktionsverhältnis. Ein Großteil der unterschiedlichen Werte im  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  folgt aus den unterschiedlichen Lagen und Tiefen der Kerne. Rückschlüsse auf die Ozeanzirkulation können aus den Variationen der Werte für die Zeitscheiben abgeleitet werden. Ein  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  nahe dem Produktionsverhältnis kann nur in speziellen Fällen wie den Bermuda-Rise-Daten oder der GeoB-Kerne nahe der brasilianischen Küste mit einer abgeschwächten Ozeanzirkulation in Verbindung gebracht werden. Besser eignet sich ein Vergleich der Daten aus den in Tabelle 5.4 definierten Zeitabschnitten.

Mit dem Datenset und den Differenzen aus Kapitel 5 wurden die Studienergebnisse aus [Lippold et al. \[2012a\]](#) erneut bestätigt und die Aussagen aus [Bradtmiller et al. \[2014\]](#) bestärkt und erweitert. Es wurde eine  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Tiefencharakteristik für nördlich gelegene, äquatornahe und in einem geringeren Maße für südliche Kerne entwickelt.

Hier wurde gezeigt, dass der Tiefentrend im Holozän der nördlichen  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Verhältnisse durch die Ausbreitung von AABW unterbrochen bzw. umgekehrt wird. Weiter wird festgestellt, dass während der Heinrich-Stadiale eine dem LGM ähnliche Zirkulation herrschte. Ein Hauptergebnis dieser Arbeit ist die Nicht-Existenz des von [Rahmstorf \[2002\]](#) eingeführten Off-Modus. Dieser kann während der Heinrich-Stadiale 1 und 2 nicht beobachtet werden, d.h. selbst nach extremen Süßwassereinträgen in den Nordatlantik tritt kein völliger Kollaps der

nördlichen Tiefenwasserbildung ein. Die Aufteilung des Atlantiks in die drei Zonen N, Eq und S ermöglicht die Erweiterung dieser Aussage: Die Zirkulationsstärke im Äquatorbereich ist während HS1 und HS2 über alle Tiefen im Vergleich zum Holozän stark abgeschwächt, zeigt jedoch im Mittel keine Veränderungen zum LGM. Bradtmiller et al. [2014] sehen eine Limitation der möglichen Reduzierung der atlantischen Zirkulation, dies wird aufgrund eines zu geringen Frischwassereintrags [Levine and Bigg, 2008] durch diese Arbeit bestätigt. Die Zirkulation während der Heinrich-Stadiale ist eine Mischung aus den (theoretischen) Modi Cold und Off, es existierte eine auf den oberen Bereich der Nordregion beschränkte Zirkulationszelle, welche bis in Äquaturnähe reichte.

Die Heinrich-Stadiale 1 und 2 unterscheiden sich nur geringfügig in der nördlichen Region in den mittleren Tiefen von 3000 bis 4000 m (hier kann ein möglicher Mehreintrag an Süßwasser durch zusätzliche Eismassen aus Europa nicht ausgeschlossen werden). Der Datensatz bildet eine ausbaufähige Grundlage für weitere Untersuchungen der beiden Heinrich-Stadiale. Dafür nötig sind weitere Messungen von  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  in Tiefen von hauptsächlich 0 bis 3000 Meter in der nördlichen Region, um genauere Aussagen über die Zirkulationszelle treffen zu können. Der Mangel an Daten zu diesen Zeitbereichen ist bekannt, Aufbereitung und Messungen von sedimentären  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  sind jedoch sehr aufwendig.

Ein kritischer Punkt sind meist zu niedrig aufgelöste Altersmodelle. Viele Probenalter basieren auf einer linearen Interpolation zwischen den festen Punkten der Modelle. Ob ein Messwert in einen bestimmten Zeitbereich fällt, hängt stark von der Genauigkeit des Altersmodells und zusätzlich von der Definition der Zeitbereiche ab. Wie bei den Alter-Tiefen-Relationen der BBOR-Kerne auffällt, sind Neuentwicklungen zugunsten einer genaueren zeitlichen Auflösung mit Einbußen, jedoch auch mit der Elimination von Falschaussagen verbunden. Die Auswahl der Proben der BBOR-Kerne fand unter der Annahme einer konstanten Sedimentationsrate über lange Zeitbereiche statt (lineare Interpolation zwischen zwei gemessenen Altern). Wie sich nach Anpassen der Altersmodelle herausstellte, sind die Proben-Alter um einige 1000 Jahre berichtigt worden und somit Lücken in den vordefinierten Zeitbereichen entstanden. Dies ist jedoch vertretbar und aufgrund der Vermeidung von Fehlinterpretationen ausdrücklich wünschenswert. Um dem auszuweichen muss eine möglichst genaue und verlässliche zeitliche Auflösung jedes Sedimentkerns vor jeder Aufbereitung vorhanden sein oder entwickelt werden.

Um detailliertere atlantikweite Analysen durchführen zu können, müssen weitere  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Daten generiert werden, speziell in Tiefen und Lokationen, die Datenlücken aufweisen (zum

Beispiel zwischen 1000 und 3000 m Wassertiefe im Norden und Äquatornähe). Mit den vorgestellten Tiefencharakteristiken können zukünftige  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Profile und Lokationen gezielter ausgewählt und Ergebnisse besser abgeschätzt werden.

Spezielle Analysen könnten mit der Beschränkung auf einen lokalen Bereich realisiert werden, beispielsweise die durchgehende Vermessung aller BBOR-Kerne in den Zeitabschnitten, um die Mechanismen während der unterschiedlichen Zirkulationsmodi in einem von NADW geprägten Tiefentransekt genauer studieren zu können. In Kombination mit dem Wassermassentracer  $\epsilon\text{Nd}$  könnten somit über große Zeitbereiche die Zirkulationsmuster dieser Region ausführlich aufgeschlüsselt werden.

Eine genauere Untersuchung der Heinrich-Stadiale muss nicht auf die Zeitbereiche HS1 und HS2 beschränkt sein. Der Einfluss von Frischwasser auf die Zirkulationsstärke könnte ebenso mit Daten der jüngeren Dryas (H0) oder einem älteren Heinrich-Ereignis, zum Beispiel das sich erheblich von HS1 unterscheidenden HS3 oder HS6 durchführbar sein. Wie in der Dissertation von Böhm [2014] oder in Böhm et al. [2015] gezeigt, ist die Anwendung von  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  trotz der limitierenden Halbwertszeit von Protactinium bis MIS 6 möglich.

Diese Arbeit zeigt, dass die Stärke von  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  nicht in der Interpretation von Einzelprofilen steckt, sondern in der großskaligen Analyse vieler Profile als Einheit.



# Literaturverzeichnis

- Anderson, R., Fleisher, M., Biscaye, P., Kumar, N., Dittrich, B., Kubik, P., and Suter, M. (1994). Anomalous boundary scavenging in the middle atlantic bight: evidence from  $^{230}\text{Th}$ ,  $^{231}\text{Pa}$ ,  $^{10}\text{Be}$  and  $^{210}\text{Pb}$ . *Deep Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography*, 41(2):537–561.
- Anderson, R. F., Ali, S., Bradtmiller, L. I., Nielsen, S. H. H., Fleisher, M. Q., Anderson, B. E., and Burckle, L. H. (2009). Wind-Driven Upwelling in the Southern Ocean and the Deglacial Rise in Atmospheric  $\text{CO}_2$ . *Science*, 323(5920):1443–1448.
- Anderson, R. F., Bacon, M. P., and Brewer, P. G. (1983a). Removal of  $^{230}\text{Th}$  and  $^{231}\text{Pa}$  at ocean margins. *Earth and Planetary Science Letters*, 66:73–90.
- Anderson, R. F., Bacon, M. P., and Brewer, P. G. (1983b). Removal of  $^{230}\text{Th}$  and  $^{231}\text{Pa}$  from the open ocean. *Earth and planetary science letters*, 62(1983):7–23.
- Anderson, R. F., Barker, S., Fleisher, M., Gersonde, R., Goldstein, S. L., Kuhn, G., Mortyn, P. G., Pahnke, K., and Sachs, J. P. (2014). Biological response to millennial variability of dust and nutrient supply in the subantarctic south atlantic ocean. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 372(2019):20130054.
- Anderson, R. F., Lao, Y., Broecker, W. S., Trumbore, S. E., Hofmann, H. J., and Wolfli, W. (1990). Boundary scavenging in the pacific ocean - a comparison of  $^{10}\text{Be}$  and  $^{231}\text{Pa}$ . *Earth And Planetary Science Letters*, 96(3/4):287–304.
- Andrews, J. T., Erlenkeuser, H., Tedesco, K., Aksu, A. E., and Jull, A. T. (1994). Late quaternary (stage 2 and 3) meltwater and heinrich events, northwest labrador sea. *Quaternary Research*, 41(1):26–34.
- Asmus, T., Frank, M., Koschmieder, C., Frank, N., Gersonde, R., Kuhn, G., and Mangini, a. (1999). Variations of biogenic particle flux in the Southern Atlantic section of the

- Subantarctic Zone during the Late Quaternary: Evidence from sedimentary  $^{231}\text{Pa}(\text{ex})$  and  $^{230}\text{Th}(\text{ex})$ . *Marine Geology*, 159(1-4):63–78.
- Bacon, M. P. and Anderson, R. F. (1982). Distribution of thorium isotopes between dissolved and particulate forms in the deep sea. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 87(C3):2045–2056.
- Böhm, E. (2014). *Rekonstruktion der Atlantischen Zirkulation innerhalb des letzten Glazialen Zyklus*. PhD thesis.
- Blaser, P., Lippold, J., Gutjahr, M., Frank, N., Link, J. M., and Frank, M. (2016). Extracting foraminiferal seawater  $\delta^{13}\text{C}$  isotope signatures from bulk deep sea sediment by chemical leaching. *Chemical Geology*, 439:189–204.
- Böhm, E., Lippold, J., Gutjahr, M., Frank, M., Blaser, P., Antz, B., Fohlmeister, J., Frank, N., Andersen, M. B., and Deininger, M. (2015). Strong and deep Atlantic meridional overturning circulation during the last glacial cycle. *Nature*, 517(7534):73–76.
- Bond, G., Broecker, W., Johnsen, S., McManus, J., Labeyrie, L., Jouzel, J., Bonani, G., et al. (1993). Correlations between climate records from north atlantic sediments and greenland ice. *Nature*, 365(6442):143–147.
- Bond, G., Heinrich, H., Broecker, W., Labeyrie, L., McManus, J., Andrews, J., Huon, S., Jantschik, R., Clasen, S., Simet, C., et al. (1992). Evidence for massive discharges of icebergs into the north atlantic ocean during the last glacial period.
- Bond, G. C. and Lotti, R. (1995). Iceberg discharges into the north atlantic on millennial time scales during the last glaciation. *Science*, 267(5200):1005–1010.
- Bond, G. C., Showers, W., Elliot, M., Evans, M., Lotti, R., Hajdas, I., Bonani, G., and Johnson, S. (1999). The north atlantic's 1-2 kyr climate rhythm: Relation to heinrich events, dansgaard/oeschger cycles and the little ice age. *Mechanisms of global climate change at millennial time scales*, pages 35–58.
- Boyle, E. A. and Keigwin, L. (1987). North atlantic thermohaline circulation during the past 20, 000 years linked to high-latitude surface temperature. *Nature*, 330(6143):35–40.
- Bradley, R. S. (2015). *Paleoclimatology: reconstructing climates of the quaternary*. Elsevier.

- Bradtmiller, L. I., Anderson, R. F., Fleisher, M. Q., and Burckle, L. H. (2007). Opal burial in the equatorial Atlantic Ocean over the last 30 ka: Implications for glacial-interglacial changes in the ocean silicon cycle. *Paleoceanography*, 22(4):1–15.
- Bradtmiller, L. I., McManus, J. F., and Robinson, L. F. (2014).  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  evidence for a weakened but persistent Atlantic meridional overturning circulation during Heinrich Stadial 1. *Nature communications*, 5:5817.
- Braun, H., Christl, M., Rahmstorf, S., Ganopolski, A., Mangini, A., Kubatzki, C., Roth, K., and Kromer, B. (2005). Possible solar origin of the 1,470-year glacial climate cycle demonstrated in a coupled model. *Nature*, 438(70695):208–211.
- Broecker, W., Bond, G., Klas, M., Clark, E., and McManus, J. (1992). Origin of the northern atlantic's heinrich events. *Climate Dynamics*, 6(3-4):265–273.
- Broecker, W. S. (1994). Massive iceberg discharges as triggers for global climate change. *Nature*, 372:421–424.
- Broecker, W. S. (1998). Paleocean circulation during the last deglaciation: a bipolar seesaw? *Paleoceanography*, 13(2):119–121.
- Broecker, W. S. et al. (1991). The great ocean conveyor. *Oceanography*, 4(2):79–89.
- Broecker, W. S., Peng, T.-H., and Beng, Z. (1982). *Tracers in the Sea*. Lamont-Doherty Geological Observatory, Columbia University.
- Broecker, W. (1991). The Great Ocean Conveyor. *Oceanography*, 4(2):79–89.
- Burckel, P., Waelbroeck, C., Gherardi, J. M., Pichat, S., Arz, H., Lippold, J., Dokken, T., and Thil, F. (2015). Atlantic ocean circulation changes preceded millennial tropical south america rainfall events during the last glacial. *Geophysical Research Letters*, 42(2):411–418.
- Channell, J. E. T., Kanamatsu, T., Sato, T., Stein, R., Alvarez Zarikian, C., and Malone, M. (2006). Proceedings of the integrated ocean drilling program. 303/306(1).
- Chase, Z., Anderson, R. F., Fleisher, M. Q., and Kubik, P. W. (2002). The influence of particle composition and particle flux on scavenging of Th, Pa and Be in the ocean. *Earth and Planetary Science Letters*, 204(1-2):215–229.

- Cheng, H., Edwards, R. L., Hoff, J., Gallup, C. D., Richards, D. a., and Asmerom, Y. (2000). The half-lives of uranium-234 and thorium-230. *Chemical Geology*, 169(1-2):17–33.
- Christl, M., Wacker, L., Lippold, J., Synal, H.-A., and Suter, M. (2007). Protactinium-231: A new radionuclide for ams. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 262(2):379–384.
- Cortese, G. and Gersonde, R. (2007). Morphometric variability in the diatom fragilariopsis kerguelensis: Implications for southern ocean paleoceanography. *Earth and Planetary Science Letters*, 257(3):526–544.
- Crowley, T. J. (1992). North atlantic deep water cools the southern hemisphere. *Paleoceanography*, 7(4):489–497.
- Curry, W. B. and Oppo, D. W. (2005). Glacial water mass geometry and the distribution of  $\delta^{13}\text{C}$  of  $\Sigma\text{CO}_2$  in the western Atlantic Ocean. *Paleoceanography*, 20(1):n/a–n/a.
- Deng, F., Thomas, A. L., Rijkenberg, M. J. A., Henderson, G. M., Nioz, R., and Burg, A. B. D. (2014). Controls on seawater  $^{231}\text{Pa}$ ,  $^{230}\text{Th}$  and  $^{232}\text{Th}$  concentrations along the flow paths of deep waters in the Southwest Atlantic. *Earth and Planetary Science Letters*, 390:93–102.
- Fietzke, J., Bollhöfer, A., Frank, N., and Mangini, A. (1999). Protactinium determination in manganese crust val<sup>3/2</sup> by thermal ionization mass spectrometry (tims). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 149(3):353–360.
- Frank, M. (2002). Radiogenic isotopes: Tracers of past ocean circulation and erosional input. *Reviews of Geophysics*, 40(1):1001.
- Frölicher, T. L., Sarmiento, J. L., Paynter, D. J., Dunne, J. P., Krasting, J. P., and Winton, M. (2015). Dominance of the southern ocean in anthropogenic carbon and heat uptake in cmip5 models. *Journal of Climate*, 28(2):862–886.
- Ganachaud, A. and Wunsch, C. (2000). Improved estimates of global ocean circulation, heat transport and mixing from hydrographic data. *Nature*, 408(6811):453–457.
- Ganopolski, A. and Rahmstorf, S. (2001). Rapid changes of glacial climate simulated in a coupled climate model. *Nature*, 409(6817):153–158.



- Geibert, W., Rutgers van der Loeff, M. M., Usbeck, R., Gersonde, R., Kuhn, G., and Seeberg-Elverfeldt, J. (2005). Quantifying the opal belt in the Atlantic and southeast Pacific sector of the Southern Ocean by means of  $^{230}\text{Th}$  normalization. *Global Biogeochemical Cycles*, 19:1–39.
- Gherardi, J. M., Labeyrie, L., McManus, J. F., Francois, R., Skinner, L. C., and Cortijo, E. (2005). Evidence from the Northeastern Atlantic basin for variability in the rate of the meridional overturning circulation through the last deglaciation. *Earth and Planetary Science Letters*, 240(3-4):710–723.
- Gherardi, J.-M., Labeyrie, L., Nave, S., Francois, R., McManus, J. F., and Cortijo, E. (2009). Glacial-interglacial circulation changes inferred from  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  sedimentary record in the North Atlantic region. *Paleoceanography*, 24(2):n/a–n/a.
- Goldstein, S. L. and Hemming, S. R. (2003). Long-lived isotopic tracers in oceanography, paleoceanography, and ice-sheet dynamics. *Treatise on geochemistry*, 6:453–489.
- Grousset, F. E., Pujol, C., Labeyrie, L., Auffret, G., and Boelaert, A. (2000). Were the north atlantic heinrich events triggered by the behavior of the european ice sheets? *Geology*, 28(2):123–126.
- Gruetzner, J., Giosan, L., Franz, S., Tiedemann, R., Cortijo, E., Chaisson, W., Flood, R., Hagen, S., Keigwin, L. D., Poli, S., et al. (2002). Astronomical age models for pleistocene drift sediments from the western north atlantic (odp sites 1055–1063). *Marine Geology*, 189(1):5–23.
- Gruetzner, J. and Higgins, S. (2010). Threshold behavior of millennial scale variability in deep water hydrography inferred from a 1.1 ma long record of sediment provenance at the southern gardar drift. *Paleoceanography*, 25(4).
- Gutjahr, M. and Lippold, J. (2011). Early arrival of southern source water in the deep north atlantic prior to heinrich event 2. *Paleoceanography*, 26(2).
- Gwiazda, R., Hemming, S., and Broecker, W. (1996). Provenance of icebergs during heinrich event 3 and the contrast to their sources during other heinrich episodes. *Paleoceanography*, 11(4):371–378.
- Hagen, S. and Keigwin, L. D. (2002). Sea-surface temperature variability and deep water reorganisation in the subtropical north atlantic during isotope stage 2–4. *Marine Geology*, 189(1):145–162.

- Hall, I. R., Moran, S. B., Zahn, R., Knutz, P. C., Shen, C. C., and Edwards, R. L. (2006). Accelerated drawdown of meridional overturning in the late-glacial Atlantic triggered by transient pre-H event freshwater perturbation. *Geophysical Research Letters*, 33(16):1–5.
- Hay, W. W. (1993). The role of polar deep water formation in global climate change. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 21:227–254.
- Hayes, C. T., Anderson, R. F., Fleisher, M. Q., Huang, K.-F., Robinson, L. F., Lu, Y., Cheng, H., Edwards, R. L., and Moran, S. B. (2014).  $^{230}\text{Th}$  and  $^{231}\text{Pa}$  on GEOTRACES GA03, the U.S. GEOTRACES North Atlantic transect, and implications for modern and paleoceanographic chemical fluxes. *Deep Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography*, 116:29–41.
- Heinrich, H. (1988). Origin and consequences of cyclic ice rafting in the Northeast Atlantic Ocean during the past 130,000 years. *Quaternary Research*, 29(2):142–152.
- Heinze, C., Gehlen, M., and Land, C. (2006). On the potential of  $^{230}\text{Th}$ ,  $^{231}\text{Pa}$ , and  $^{10}\text{Be}$  for marine rain ratio determinations: A modeling study. *Global Biogeochemical Cycles*, 20(2):1–12.
- Hemming, S. R. (2004). Heinrich events: Massive late Pleistocene detritus layers of the North Atlantic and their global climate imprint. *Review of Geophysics*, 42(2003).
- Henderson, G. M. (2002). Seawater ( $^{234}\text{U}/^{238}\text{U}$ ) during the last 800 thousand years. *Earth and Planetary Science Letters*, 199(1-2):97–110.
- Henderson, G. M. and Anderson, R. F. (2003). The U-series toolbox for paleoceanography. *Uranium-Series Geochemistry*.
- Henry, L., McManus, J., Curry, W., Roberts, N., Piotrowski, A., and Keigwin, L. (2016). North Atlantic ocean circulation and abrupt climate change during the last glaciation. *Science*, 353(6298):470–474.
- Hickey, B. J. (2010). *Reconstructing past flow rates of southern component water masses using sedimentary  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$* . PhD thesis, University of Oxford.
- Hodell, D. A., Channell, J. E. T., Curtis, J. H., Romero, O. E., Röhl, U., Channell, J. E. T., Curtis, J. H., Romero, O. E., and Röhl, U. (2008). Onset of "Hudson Strait" Heinrich events in the eastern North Atlantic at the end of the middle Pleistocene transition (~640 ka)? *Paleoceanography*, 23(4):1–16.

- Hodell, D. A., Evans, H. F., Channell, J. E. T., and Curtis, J. H. (2010). Phase relationships of North Atlantic ice-rafted debris and surface-deep climate proxies during the last glacial period. *Quaternary Science Reviews*, 29(27–28):3875–3886.
- Howe, J. N., Piotrowski, A. M., Noble, T. L., Mulitza, S., Chiessi, C. M., and Bayon, G. (2016). North atlantic deep water production during the last glacial maximum. *Nature communications*, 7.
- Jantschik, R. (1991). *Mineralogische und geochemische Untersuchungen spätquartärer Tiefseesedimente aus dem Westeuropäischen Becken (bei 47° 30'N und 19° 30'W)*. PhD thesis, Université de Neuchâtel.
- Jonkers, L., Zahn, R., Thomas, A., Henderson, G., Abouchami, W., François, R., Masque, P., Hall, I. R., and Bickert, T. (2015). Deep circulation changes in the central south atlantic during the past 145 kyrs reflected in a combined 231 pa/230 th, neodymium isotope and benthic record. *Earth and Planetary Science Letters*, 419:14–21.
- Keigwin, L., Rio, D., and Acton, G. (1998). Proceedings of the ocean drilling program, initial reports introduction. *Shipboard Scientific party*, 172:7–12.
- Keigwin, L., Rio, D., Acton, G., and Arnold, E. (2001). An overview of leg 172 literature1.
- Kretschmer, S., Geibert, W., Schnabel, C., Rutgers vd Loeff, M., and Mollenhauer, G. (2008). Distribution of 230th, 10be and 231pa in sediment particle classes.
- Legeleux, F., Reyss, J.-L., and Floris, S. (1995). Entraînement des métaux vers les sédiments sur les marges continentales de l'atlantique est. *Comptes rendus de l'Académie des sciences. Série 2. Sciences de la terre et des planètes*, 320(12):1195–1202.
- Levine, R. C. and Bigg, G. R. (2008). Sensitivity of the glacial ocean to Heinrich events from different iceberg sources, as modeled by a coupled atmosphere-iceberg-ocean model. *Paleoceanography*, 23(4):1–16.
- Lin, P., Guo, L., and Chen, M. (2014). Adsorption and fractionation of thorium and protactinium on nanoparticles in seawater. *Marine Chemistry*, 162:50–59.
- Lippold, J. (2008). *Die Anwendung des 231 Pa/230 Th Verhältnisses zur Rekonstruktion der Atlantischen Zirkulation*. PhD thesis.
- Lippold, J., Gherardi, J. M., and Luo, Y. (2011). Testing the 231Pa/230Th paleocirculation proxy: A data versus 2D model comparison. *Geophysical Research Letters*, 38(20):1–7.

- Lippold, J., Grützner, J., Winter, D., Lahaye, Y., Mangini, A., and Christi, M. (2009). Does sedimentary  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  from the Bermuda Rise monitor past Atlantic Meridional Overturning Circulation? *Geophysical Research Letters*, 36(L12601):1–6.
- Lippold, J., Gutjahr, M., Blaser, P., Christner, E., de Carvalho Ferreira, M. L., Mulitza, S., Christl, M., Wombacher, F., Böhm, E., Antz, B., et al. (2016). Deep water provenance and dynamics of the (de) glacial atlantic meridional overturning circulation. *Earth and Planetary Science Letters*, 445:68–78.
- Lippold, J., Luo, Y., Francois, R., Allen, S. E., Gherardi, J., Pichat, S., Hickey, B., and Schulz, H. (2012a). Strength and geometry of the glacial Atlantic Meridional Overturning Circulation. *Nature Geoscience*, 5(11):813–816.
- Lippold, J., Mulitza, S., Mollenhauer, G., Weyer, S., Heslop, D., and Christl, M. (2012b). Boundary scavenging at the east atlantic margin does not negate use of  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  to trace atlantic overturning. *Earth and Planetary Science Letters*, 333:317–331.
- Lisiecki, L. E. and Raymo, M. E. (2005). A pliocene-pleistocene stack of 57 globally distributed benthic  $\delta^{18}\text{O}$  records. *Paleoceanography*, 20(1).
- Lohmann, G., Zhang, X., and Knorr, G. (2015). Abrupt climate change experiments: the role of freshwater, ice sheets and deglacial warming for the atlantic meridional overturning circulation. *Polarforschung*, 85(2):161–170.
- Luo, Y., Francois, R., and Allen, S. (2010). Sediment  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  as a recorder of the rate of the Atlantic meridional overturning circulation: insights from a 2-D model. *Ocean Sci.*, 6(3):381–400.
- MacAyeal, D. (1993). Binge/purge oscillations of the laurentide ice sheet as a cause of the north atlantic's heinrich events. *Paleoceanography*, 8(6):775–784.
- Manabe, S. and Stouffer, R. J. (1997). Coupled ocean-atmosphere model response to freshwater input: Comparison to younger dryas event. *Paleoceanography*, 12(2):321–336.
- Mangini, A. and Diester-Haass, L. (1983). Excess  $^{230}\text{Th}$  in sediments off nw africa traces upwelling in the past. In *Coastal Upwelling Its Sediment Record*, pages 455–470. Springer.
- Mangini, A., Sonntag, C., Bertsch, G., and Müller, E. (1979). Evidence for a higher natural uranium content in world rivers.

- Marchitto, T. M. and Broecker, W. S. (2006). Deep water mass geometry in the glacial atlantic ocean: A review of constraints from the paleonutrient proxy cd/ca. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 7(12).
- Marcott, S. A., Clark, P. U., Padman, L., Klinkhammer, G. P., Springer, S. R., Liu, Z., Otto-Bliesner, B. L., Carlson, A. E., Ungerer, A., Padman, J., et al. (2011). Ice-shelf collapse from subsurface warming as a trigger for heinrich events. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 108(33):13415–13419.
- Maslin, M., Stickley, C., and Ettwein, V. (2010). Holocene climate variability. *Marine Policy & Economics: A Derivative of the Encyclopedia of Ocean Sciences*, page 479.
- McManus, J., Bond, G., Broecker, W., Johnsen, S., Labeyrie, L., Higgins, S., et al. (1994). High-resolution climate records from the north atlantic during the last interglacial. *Nature*, 371(6495):326–329.
- McManus, J. F., Francois, R., Gherardi, J.-M., Keigwin, L. D., and Brown-Leger, S. (2004). Collapse and rapid resumption of Atlantic meridional circulation linked to deglacial climate changes. *Nature*, 428(6985):834–837.
- Meckler, A., Sigman, D., Gibson, K., François, R., Martinez-Garcia, A., Jaccard, S., Röhl, U., Peterson, L. C., Tiedemann, R., and Haug, G. (2013). Deglacial pulses of deep-ocean silicate into the subtropical north atlantic ocean. *Nature*, 495(7442):495–498.
- Meischner, D. (1987). Nordostatlantisches monitoring programm (noamp) kolbenlotkerne aus dem westeuropäischen becken. *Abschlussbericht, Univ. Göttingen*.
- MERIAN-Berichte, M. S. (2012). Response of amazon sedimentation to deforestation, land use and climate variability.
- Monnin, E., Indermühle, A., Dällenbach, A., Flückiger, J., Stauffer, B., Stocker, T. F., Raynaud, D., and Barnola, J.-M. (2001). Atmospheric co<sub>2</sub> concentrations over the last glacial termination. *Science*, 291(5501):112–114.
- Morrison, A. K., Griffies, S. M., Winton, M., Anderson, W. G., and Sarmiento, J. L. (2016). Mechanisms of southern ocean heat uptake and transport in a global eddy climate model. *Journal of Climate*, (2016).
- Müller, P. J. and Schneider, R. (1993). An automated leaching method for the determination of opal in sediments and particulate matter. *Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*, 40(3):425–444.

- Naafs, B. D. A., Hefter, J., Ferretti, P., Stein, R., and Haug, G. H. (2011). Sea surface temperatures did not control the first occurrence of hudson strait heinrich events during mis 16. *Paleoceanography*, 26(4).
- Naafs, B. D. A., Hefter, J., Gruetzner, J., and Stein, R. (2013). Warming of surface waters in the mid-latitude north atlantic during heinrich events. *Paleoceanography*, 28(1):153–163.
- Negre, C., Zahn, R., Thomas, A. L., Masqué, P., Henderson, G. M., Martínez-Méndez, G., Hall, I. R., and Mas, J. L. (2010). Reversed flow of Atlantic deep water during the Last Glacial Maximum. *Nature*, 468(7320):84–88.
- Obrochta, S. P., Crowley, T. J., Channell, J. E., Hodell, D. A., Baker, P. A., Seki, A., and Yokoyama, Y. (2014). Climate variability and ice-sheet dynamics during the last three glaciations. *Earth and Planetary Science Letters*, 406:198–212.
- Obrochta, S. P., Miyahara, H., Yokoyama, Y., and Crowley, T. J. (2012). A re-examination of evidence for the north atlantic 1500-year cycle at site 609. *Quaternary Science Reviews*, 55:23–33.
- Petit, J.-R., Jouzel, J., Raynaud, D., Barkov, N. I., Barnola, J.-M., Basile, I., Bender, M., Chappellaz, J., Davis, M., Delaygue, G., et al. (1999). Climate and atmospheric history of the past 420,000 years from the vostok ice core, antarctica. *Nature*, 399(6735):429–436.
- Pichat, S. (2004). Sector Field Inductively-Coupled Plasma Mass Spectrometry Determination of  $^{231}\text{Pa}$  and  $^{230}\text{Th}$  in Sediments: Methodology, Optimization, Precautions, and Corrections. pages 48–99.
- Rahmstorf, S. (2002). Ocean circulation and climate during the past 120,000 years. *Nature*, 419(6903):207–214.
- Rahmstorf, S. (2006). Thermohaline Ocean Circulation. *Encyclopedia of Quaternary Sciences*, pages 1–10.
- Regelous, M., Turner, S., Elliott, T., Rostami, K., and Hawkesworth, C. (2004). Protactinium in Silicate Rock Samples by Multicollector Inductively Coupled Plasma Mass Spectrometry. *Analytical Chemistry*, 80(1):702316.
- Robert, J., Miranda, C., and Muxart, R. (1969). Mesure de la période du protactinium 231 par microcalorimétrie. *Radiochimica Acta*, 11(2):104–108.

- Roberts, N. L., McManus, J. F., Piotrowski, A. M., and McCave, I. N. (2014). Advection and scavenging controls of Pa/Th in the northern NE Atlantic. *Paleoceanography*, 29(6):668–679.
- Robinson, L. F., Adkins, J. F., Keigwin, L. D., Southon, J., Fernandez, D. P., Wang, S., and Scheirer, D. S. (2005). Radiocarbon variability in the western north atlantic during the last deglaciation. *Science*, 310(5753):1469–1473.
- Roche, D. M., Paillard, D., Caley, T., and Waelbroeck, C. (2014). Lgm hosing approach to heinrich event 1: results and perspectives from data–model integration using water isotopes. *Quaternary Science Reviews*, 106:247–261.
- Ruddiman, W. F. (1977). Late quaternary deposition of ice-rafted sand in the subpolar north atlantic (lat 40 to 65 n). *Geological Society of America Bulletin*, 88(12):1813–1827.
- Sabine, C. L., Feely, R. A., Gruber, N., Key, R. M., Lee, K., Bullister, J. L., Wanninkhof, R., Wong, C., Wallace, D. W., Tilbrook, B., et al. (2004). The oceanic sink for anthropogenic co<sub>2</sub>. *science*, 305(5682):367–371.
- Sarnthein, M., Winn, K., Jung, S. J., Duplessy, J.-C., Labeyrie, L., Erlenkeuser, H., and Ganssen, G. (1994). Changes in east atlantic deepwater circulation over the last 30,000 years: Eight time slice reconstructions. *Paleoceanography*, 9(2):209–267.
- Sato, M., Makio, M., Hayashi, T., and Ohno, M. (2015). Abrupt intensification of north atlantic deep water formation at the nordic seas during the late pliocene climate transition. *Geophysical Research Letters*, 42(12):4949–4955.
- Schlitzer, R. (2015). egeotraces - electronic atlas of geotraces sections and animated 3d scenes. <http://www.egeotraces.org>.
- Schmittner, A., Chiang, J. C., and Hemming, S. R. (2007). Introduction: The ocean’s meridional overturning circulation. *Ocean Circulation: Mechanisms and Impacts-Past and Future Changes of Meridional Overturning*, pages 1–4.
- Scholten, J. C., Fietzke, J., Mangini, a., Garbe-Schönberg, C. D., Eisenhauer, a., Schneider, R., and Stoffers, P. (2008). Advection and scavenging: Effects on <sup>230</sup>Th and <sup>231</sup>Pa distribution off Southwest Africa. *Earth and Planetary Science Letters*, 271(1-4):159–169.
- Seidov, D. A. N. and Maslin, M. (2001). Atlantic Ocean heat piracy and the bipolar climate see-saw during Heinrich and Dansgaard – Oeschger events. 16:321–328.

- Shackleton, N. J., Fairbanks, R., Chiu, T.-c., and Parrenin, F. (2004). Absolute calibration of the greenland time scale: implications for antarctic time scales and for  $\delta^{14}\text{C}$ . *Quaternary Science Reviews*, 23(14):1513–1522.
- Skinner, L., Fallon, S., Waelbroeck, C., Michel, E., and Barker, S. (2010). Ventilation of the deep southern ocean and deglacial  $\text{CO}_2$  rise. *Science*, 328(5982):1147–1151.
- Sloyan, B. M. and Rintoul, S. R. (2001). The southern ocean limb of the global deep overturning circulation\*. *Journal of Physical Oceanography*, 31(1):143–173.
- Stocker, T. F. and Wright, D. G. (1991). Rapid transitions of the ocean's deep circulation induced by changes in surface water fluxes. *Nature*, 351(6329):729–732.
- Talley, L. D. (1999). Some aspects of ocean heat transport by the shallow, intermediate and deep overturning circulations. *Mechanisms of global climate change at millennial time scales*, pages 1–22.
- Vautravers, M. J., Shackleton, N. J., Lopez-Martinez, C., and Grimalt, J. O. (2004). Gulf stream variability during marine isotope stage 3. *Paleoceanography*, 19(2).
- Waelbroeck, C., Labeyrie, L., Michel, E., Duplessy, J. C., McManus, J., Lambeck, K., Balbon, E., and Labracherie, M. (2002). Sea-level and deep water temperature changes derived from benthic foraminifera isotopic records. *Quaternary Science Reviews*, 21(1):295–305.
- Walter, H., Van der Loeff, M. R., and Hoeltzen, H. (1997). Enhanced scavenging of  $^{231}\text{Pa}$  relative to  $^{230}\text{Th}$  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):85–100.
- Walter, H.-J., van der Loeff, M. R., and Francois, R. (1999). Reliability of the  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$  activity ratio as a tracer for bioproductivity of the ocean. In *Use of Proxies in Paleoceanography*, pages 393–408. Springer.
- Wunsch, C. et al. (2002). What is the thermohaline circulation. *Science*, 298(5596):1179–1181.
- Xuan, C., Channell, J. E., and Hodell, D. A. (2016). Quaternary magnetic and oxygen isotope stratigraphy in diatom-rich sediments of the southern gardar drift (iodp site u1304, north atlantic). *Quaternary Science Reviews*, 142:74–89.



- Yu, E.-F., Francois, R., and Bacon, M. P. (1996). Similar rates of modern and last-glacial ocean thermohaline circulation inferred. *Nature*, 379:689–694.
- Zarikian, C. A. A., Stepanova, A. Y., and Grützner, J. (2009). Glacial–interglacial variability in deep sea ostracod assemblage composition at iodp site u1314 in the subpolar north atlantic. *Marine Geology*, 258(1):69–87.
- Zhang, Y., Chiessi, C. M., Mulitza, S., Zabel, M., Ricardo, I. F., Hollanda, M. H. B. M., Dantas, E. L., Govin, A., and Tiedemann, R. (2015). Origin of increased terrigenous supply to the NE-South American continental margin during Heinrich Stadial 1 and the Younger Dryas  
MARUM – Center for Marine Environmental Sciences , University of Bremen , Germany  
School of Arts , Sciences and Humanities ,. *Earth and Planetary Science Letters*, 1(0):1–8.



# Anhang



# A Einzelprofile

## A.1 Grafiken und Zusatzdaten der Einzelprofile

In diesem Abschnitt sind die Daten der Einzelprofile und die Zusatzdaten aus den Tabellen in Kapitel 4.2 zusammenfassend in Grafiken für jeden Kern dargestellt. In dem darauf folgenden Teil A.2 kann man die  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Werte und Pa-, Th- und U-Konzentrationen mit den zugehörigen Tiefen und Alter der Sedimentproben entnehmen. Tabelle A.1 gibt einen Überblick mit Seitenangaben.

<b>Kern</b>	<b>Grafik</b>	<b><math>^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}</math> (Tabelle)</b>	<b>Pa, Th, U [pg/g] (Tabelle)</b>
IODP 1314	S. 120	S. 135	S. 136
IODP 1304	S. 121	S. 137	S. 138
JPC 13*	S. 122	-	-
IODP 1308	S. 123	S. 139	S. 140
DSDP 609*	S. 124	-	-
Me 69-196	S. 126	S. 141	S. 141
IODP 1313	S. 128	S. 142	S. 143
ODP 1056	S. 129	S. 144	S. 144
ODP 1059	S. 130	S. 145	S. 145
ODP 1060	S. 131	S. 146	S. 146
ODP 1061	S. 132	S. 147	S. 147
GeoB 16206-1	S. 133	S. 148	S. 149
GeoB 16202-2	S. 134	S. 150	S. 151

Tabelle A.1: Seitenzahlen der folgenden Grafiken und Tabellen der Einzelprofile aus den Kapiteln 4.2 und 5.2. Die mit \* markierten Kerne wurden in dieser Arbeit nicht bearbeitet, sie besitzen jedoch wertvolle Zusatzinformationen.

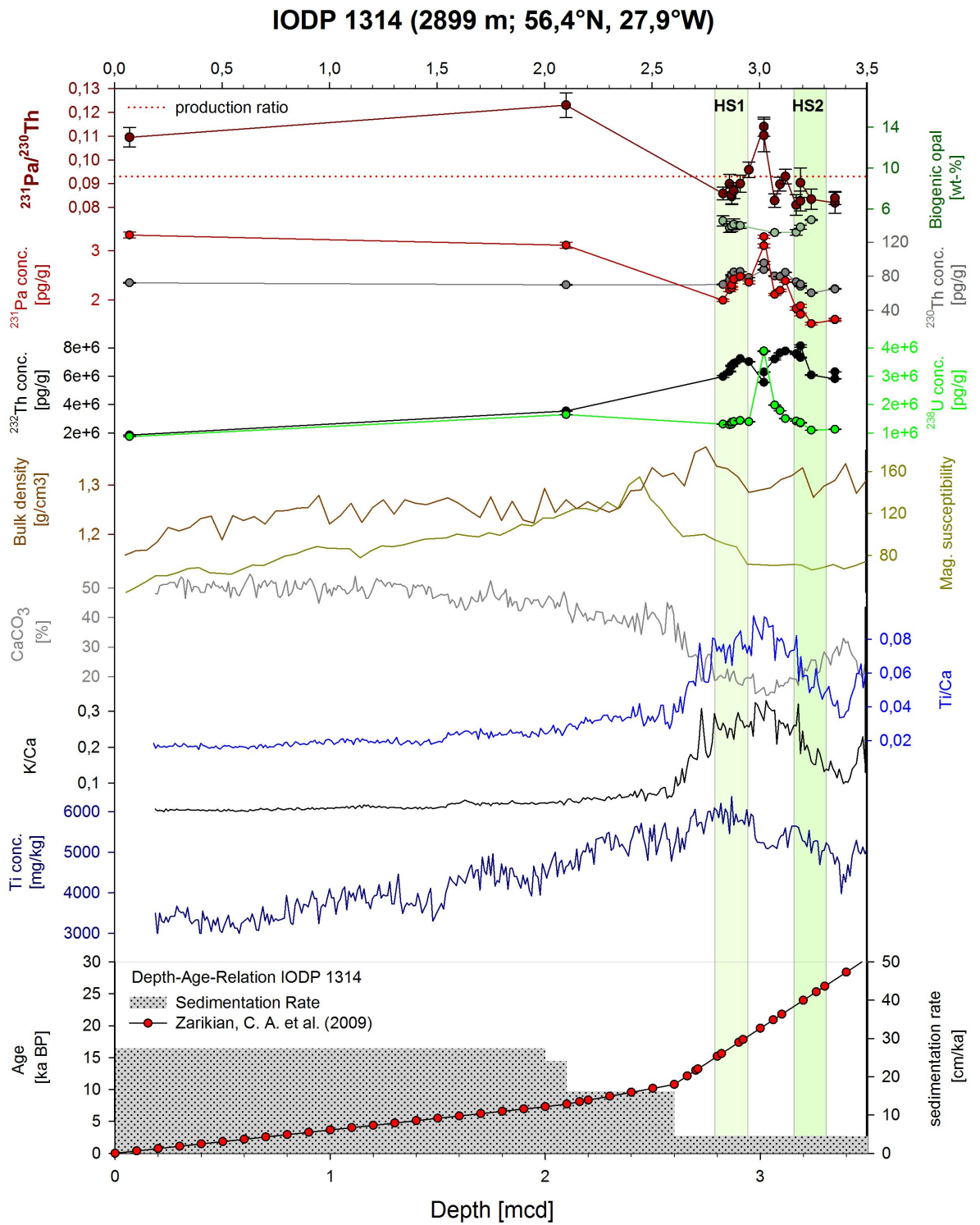


Abb. A.1: Zusätzliche Daten des Kerns IODP 1314 aus Tabelle 4.2.

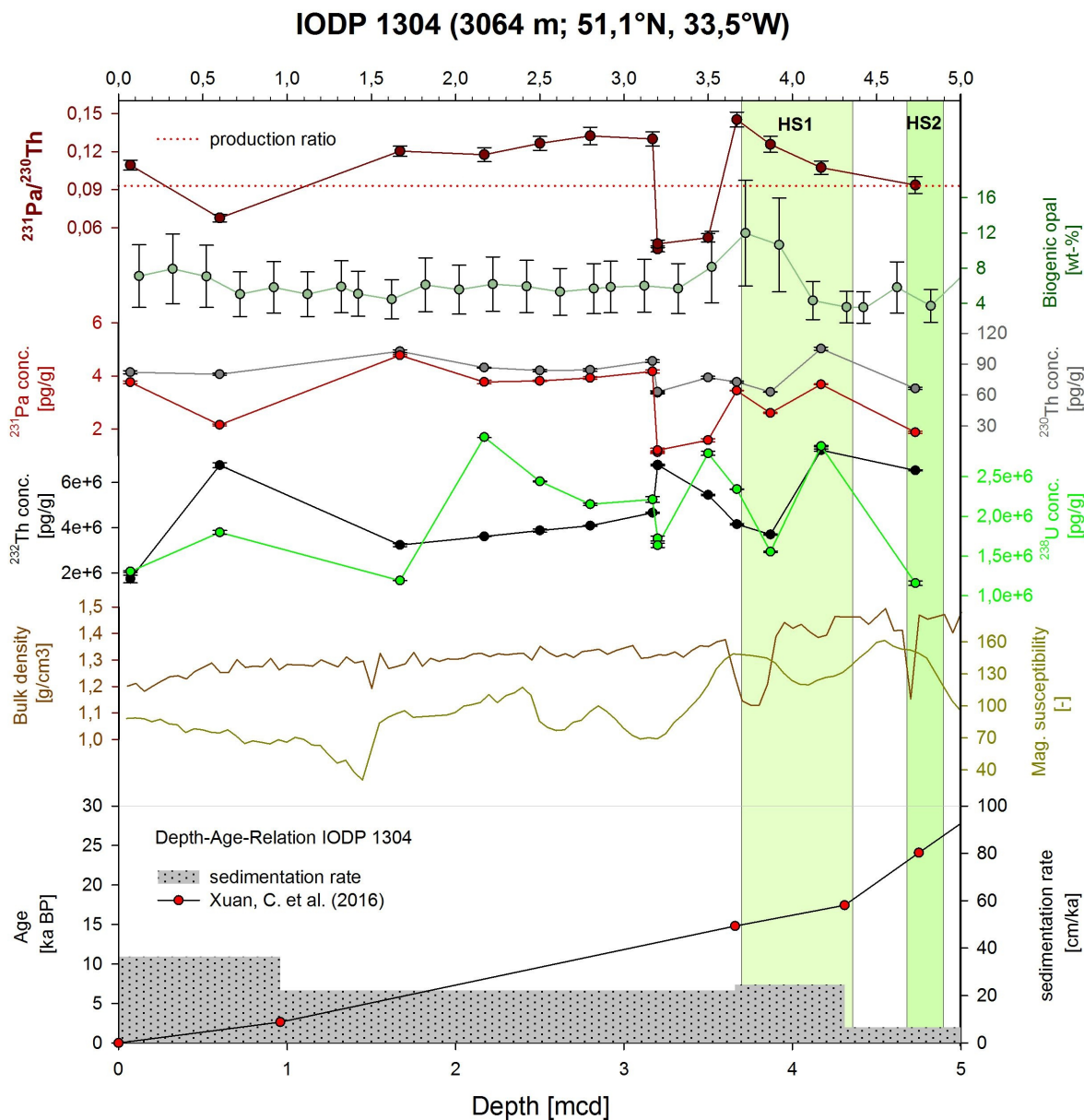


Abb. A.2: Zusätzliche Daten des Kerns IODP 1304 aus Tabelle 4.3.

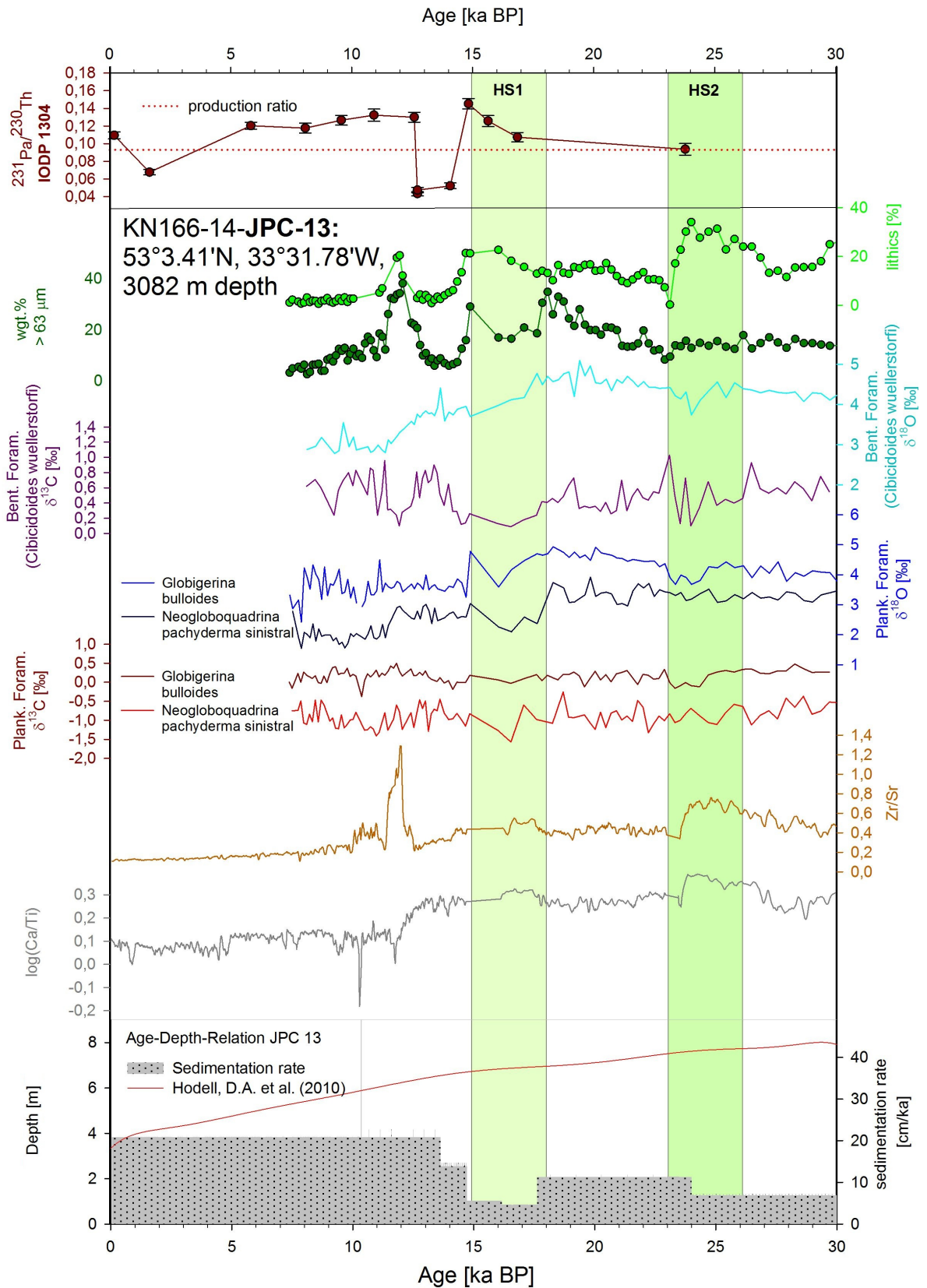


Abb. A.3: JPC-13, in direkt benachbarter Lage zu IODP 1304.



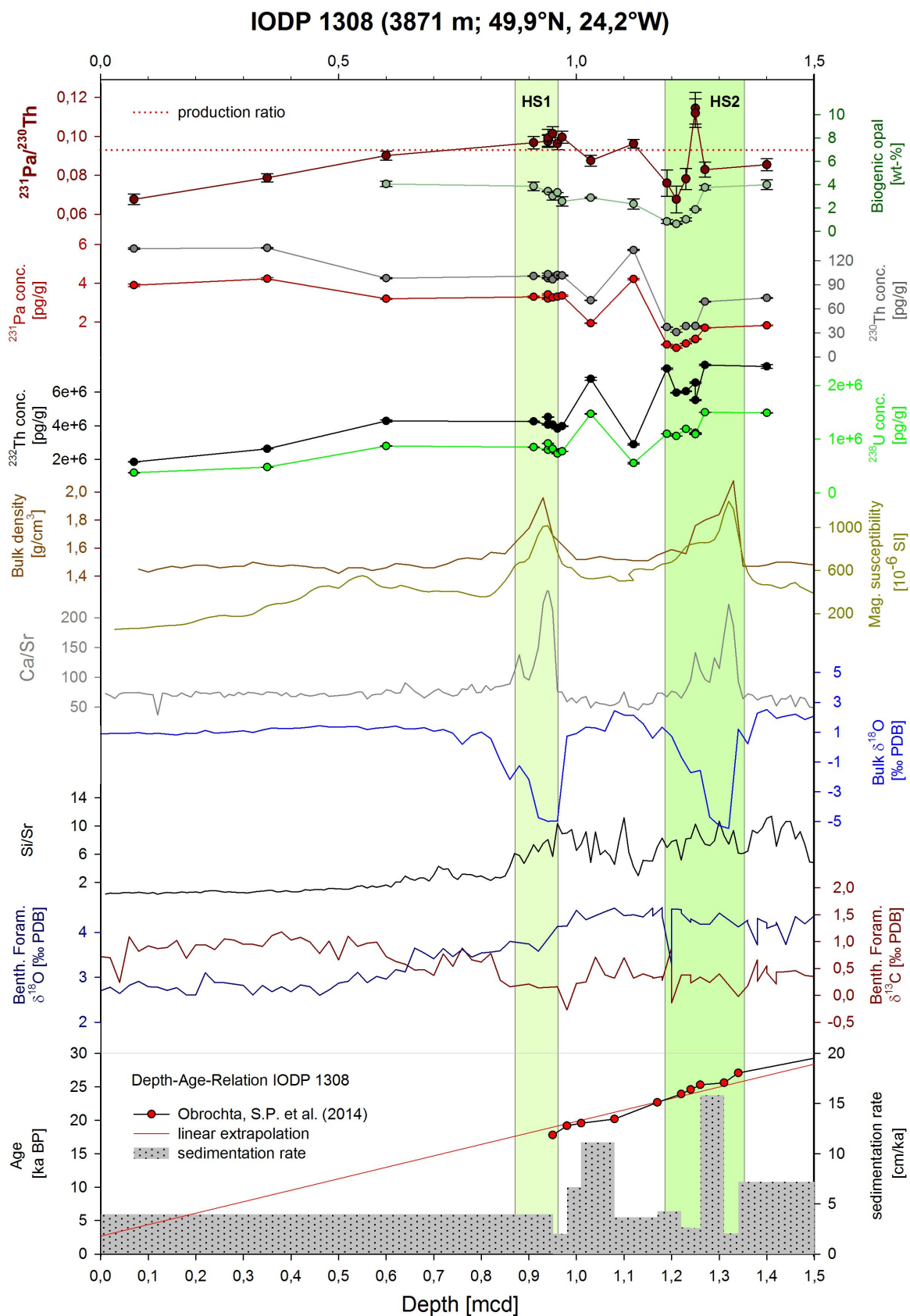


Abb. A.4: Zusätzliche Daten des Kerns IODP 1308 aus Tabelle 4.4.

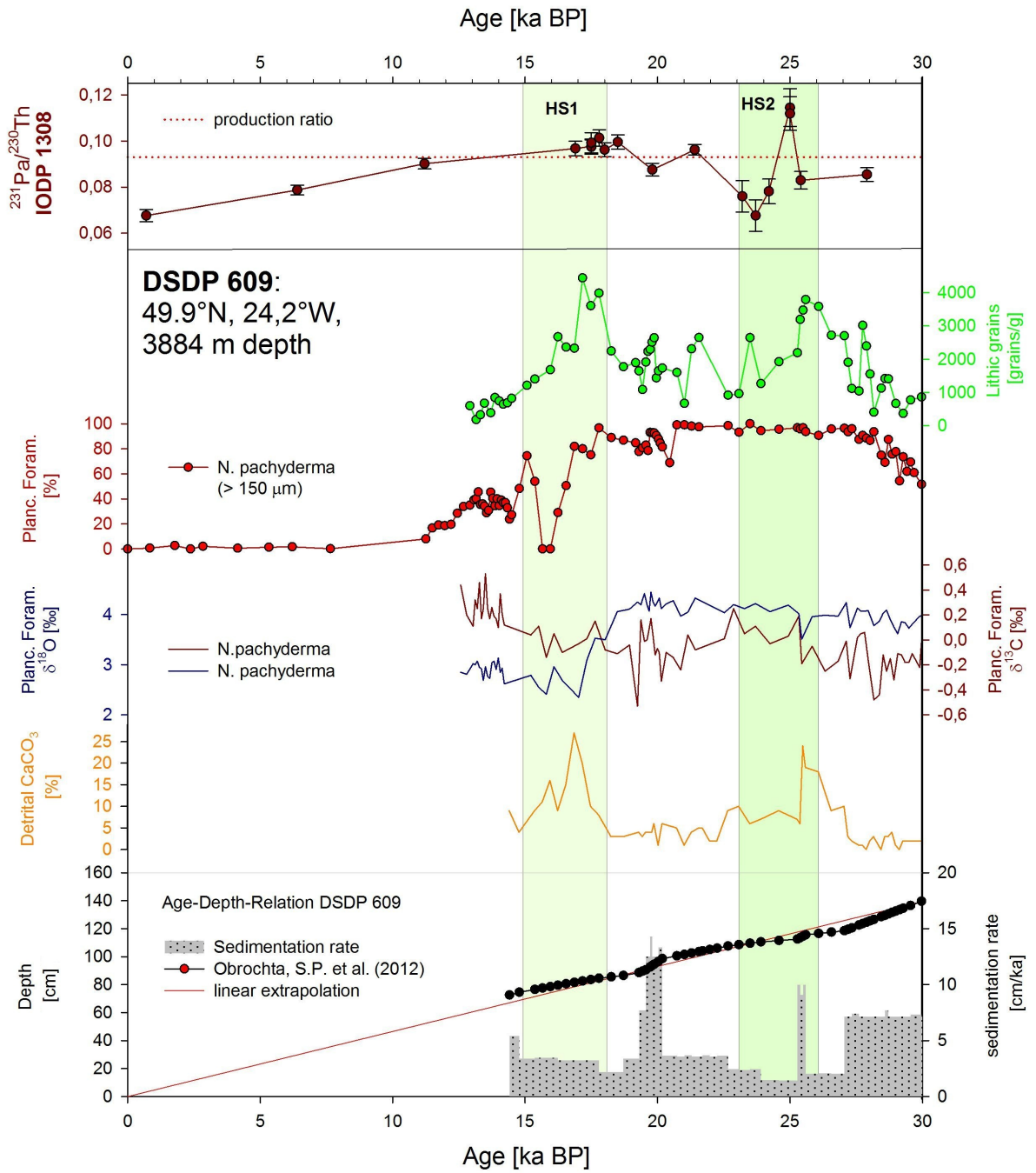


Abb. A.5: DSDP 609, in direkt benachbarter Lage zu IODP 1308.

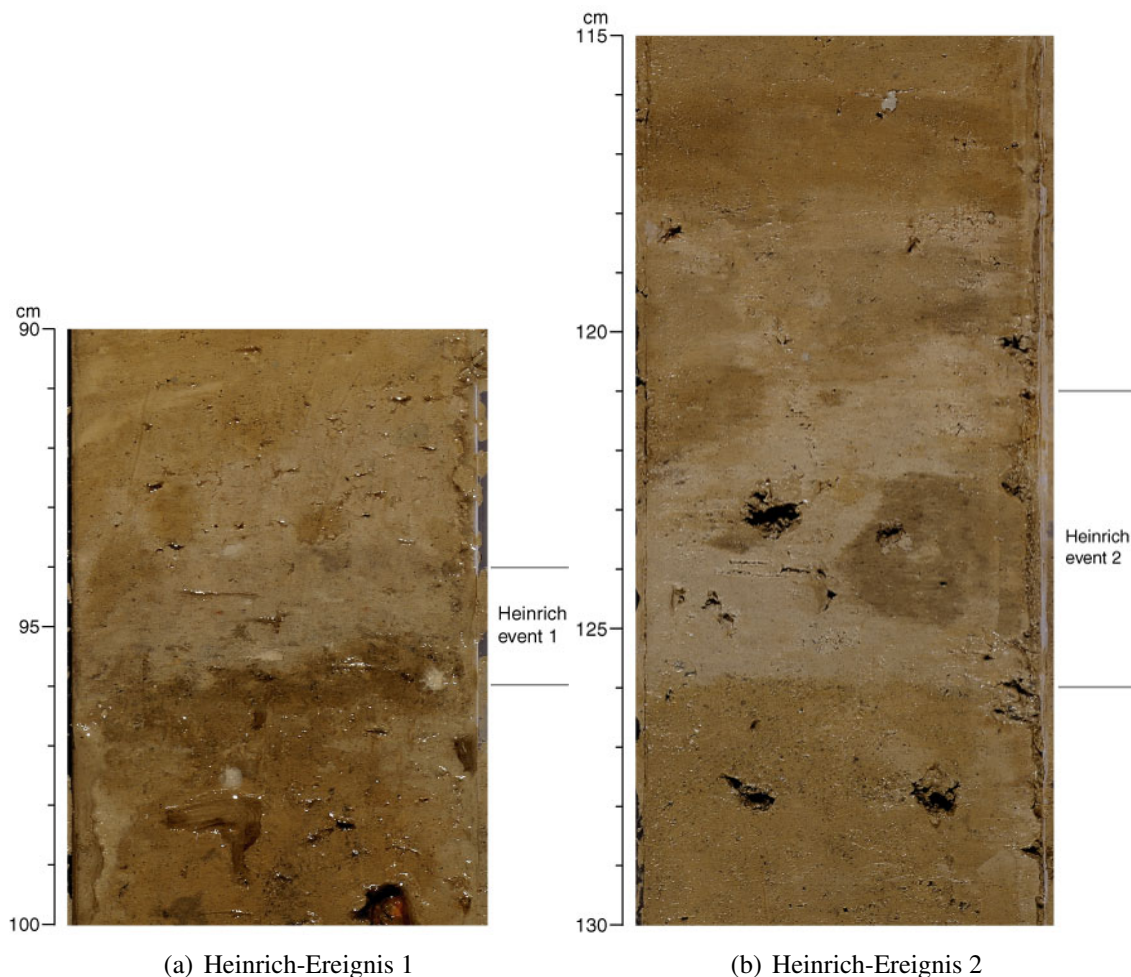


Abb. A.6: Heinrich Abschnitte von IODP 1308. **(a)** Zu sehen ist das Intervall 90-100 cm des Abschnittes C-1H-1. Das Heinrich-Ereignis ist durch die Erhellung im Sediment zu erkennen, verursacht durch detritisches Karbonat. Die Dicke der Lage beträgt etwa zwei Zentimeter. **(b)** Intervall A-1H-1, 115-130 cm. Hier beträgt die Dicke der Heinrich-Lage ca. fünf cm. Beide Abschnitte sind in dieser Arbeit vermessen und die Einzelproben teilweise repliziert.

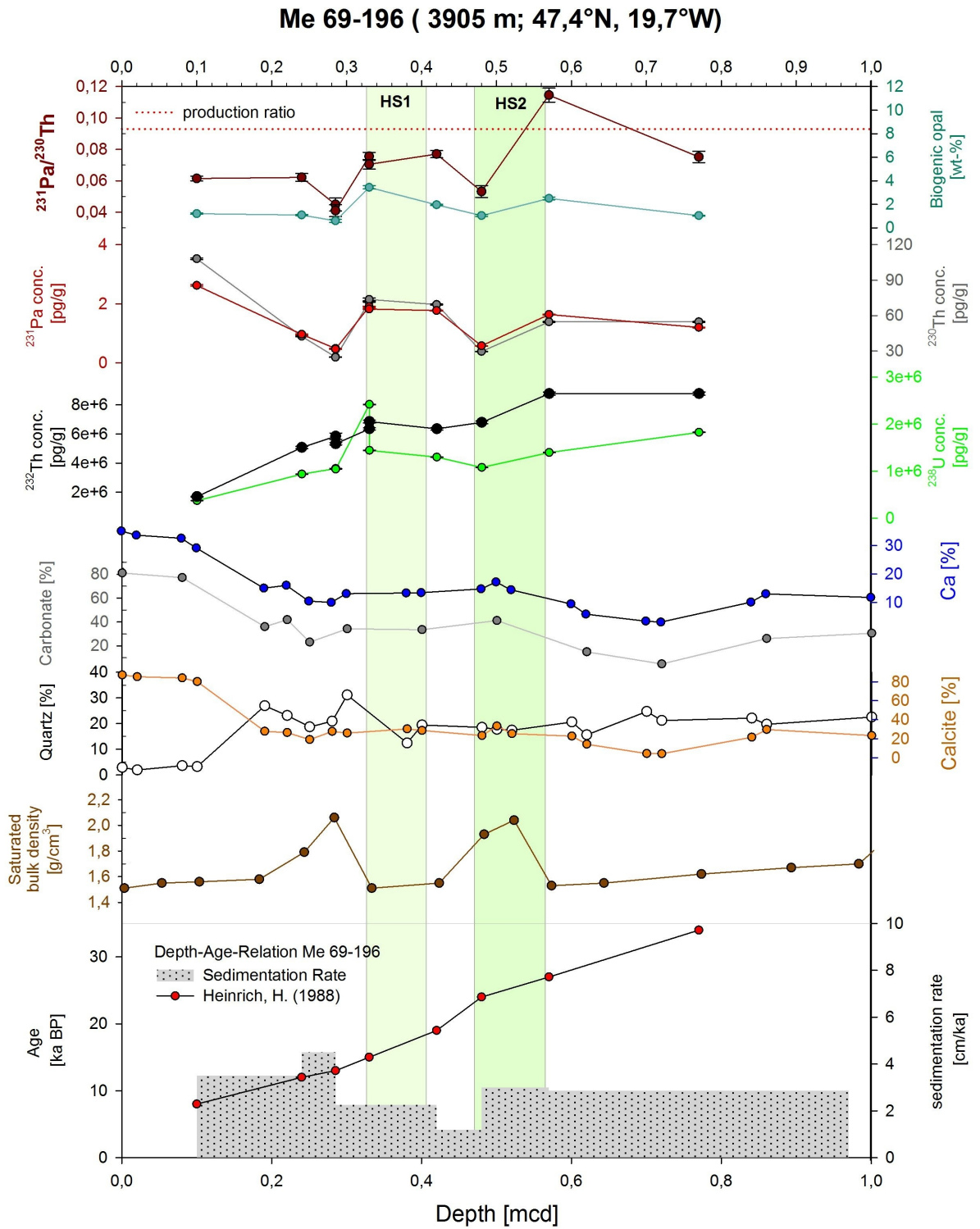


Abb. A.7: Zusätzliche Daten des Kerns Me 69-196 aus Tabelle 4.5.

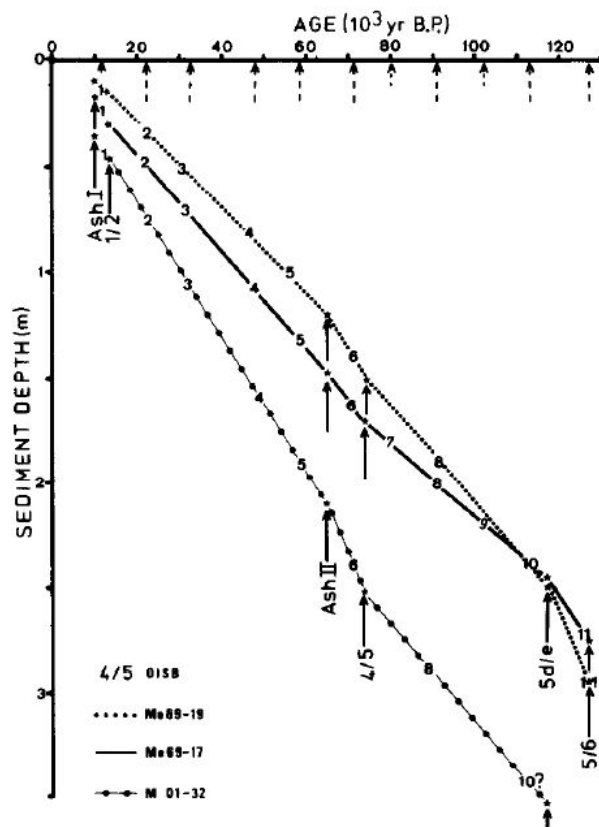


Abb. A.8: Altersmodell des Kerns Me 69-169 [Heinrich, 1988]

Depth-Age Me 69-196

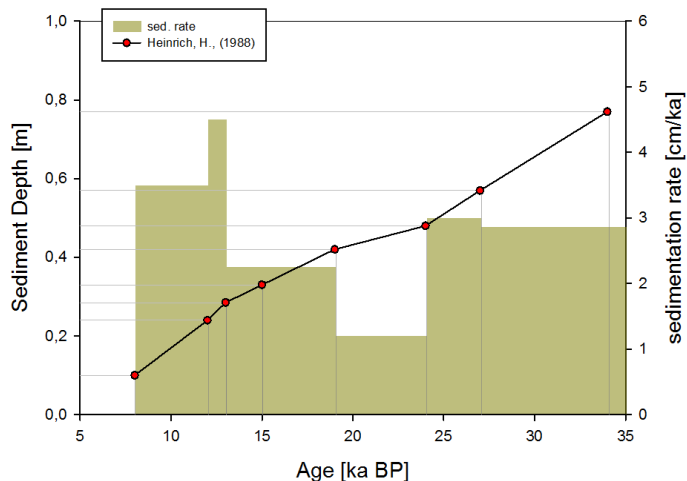


Abb. A.9: Der verwendete vordere Teil des Altersmodell aus Abbildung A.8, angepasst auf die bearbeiteten Proben und inklusive der Sedimentationsraten.

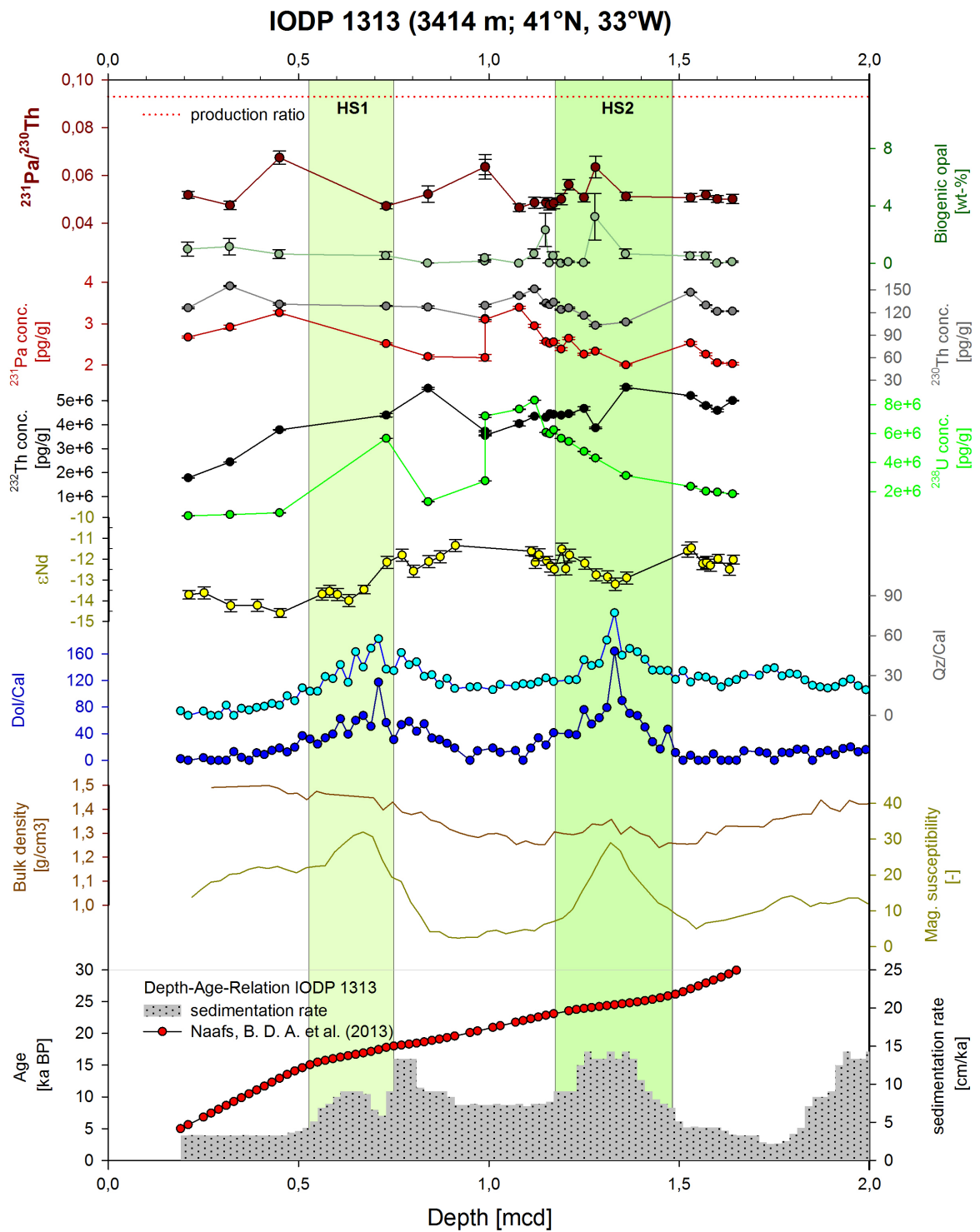


Abb. A.10: Zusätzliche Daten des Kerns IODP 1313 aus Tabelle 4.6.

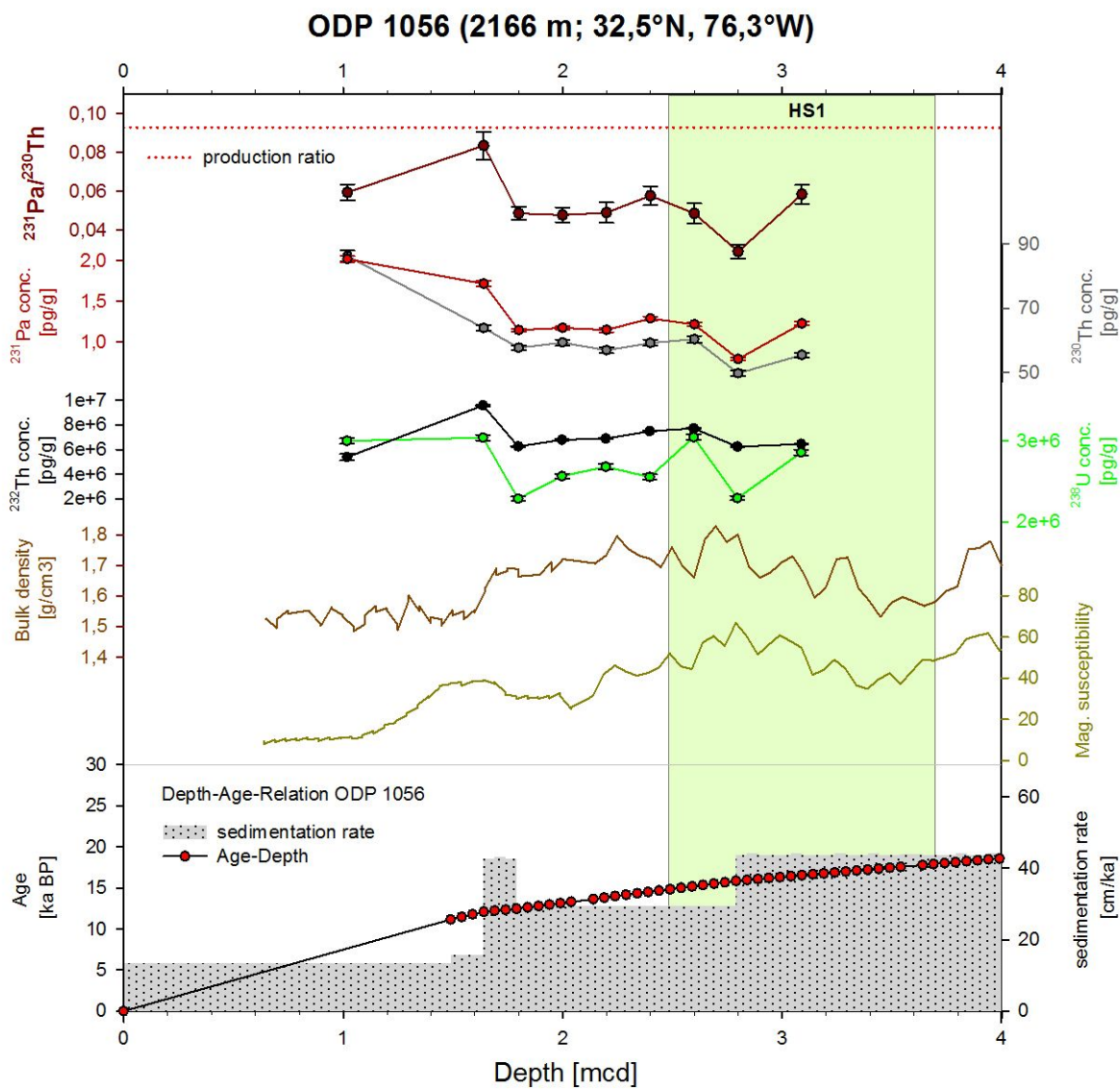


Abb. A.11: Zusätzliche Daten des Kerns ODP 1056 aus Tabelle 4.7.

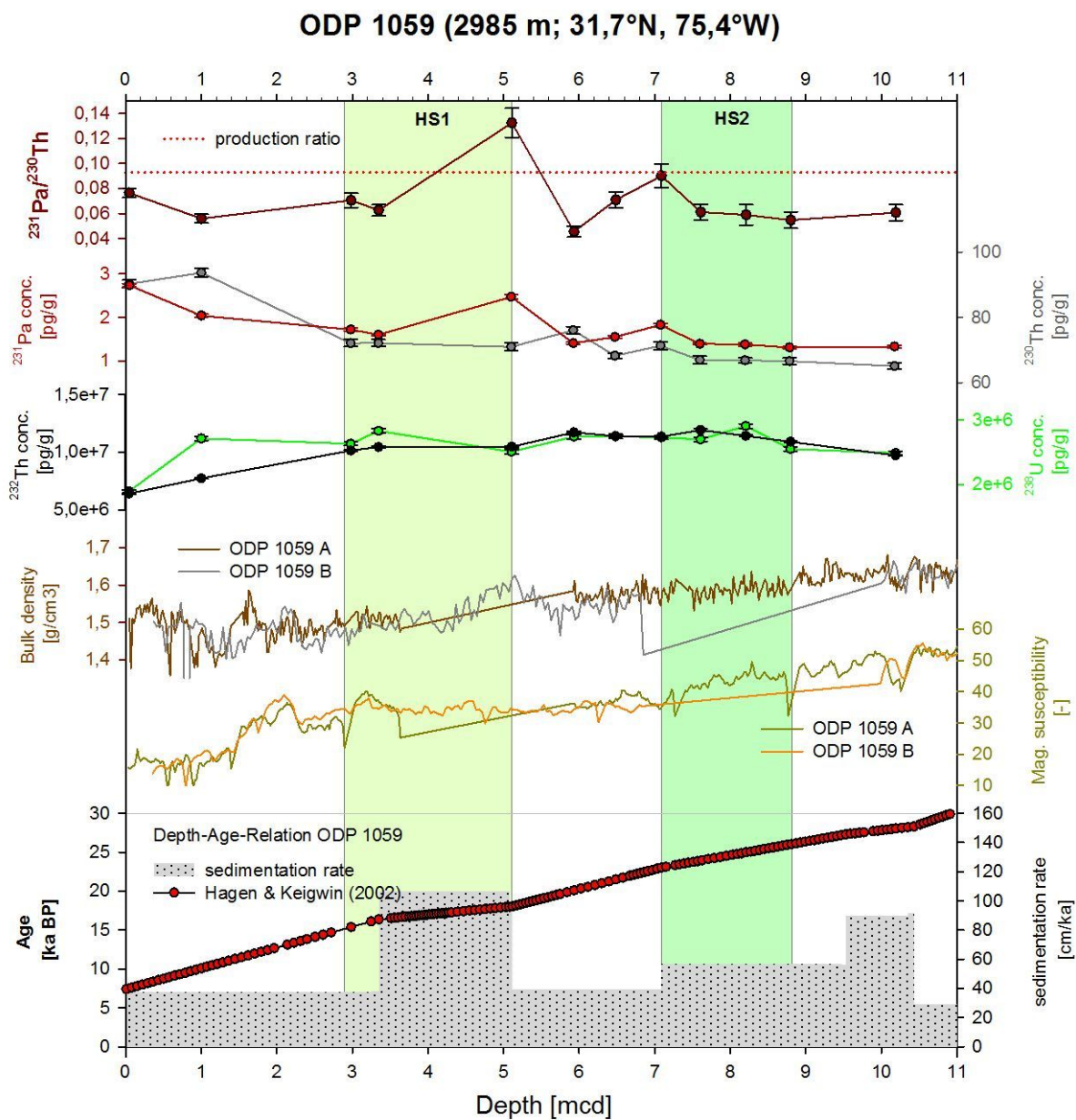


Abb. A.12: Zusätzliche Daten des Kerns ODP 1059 aus Tabelle 4.7.



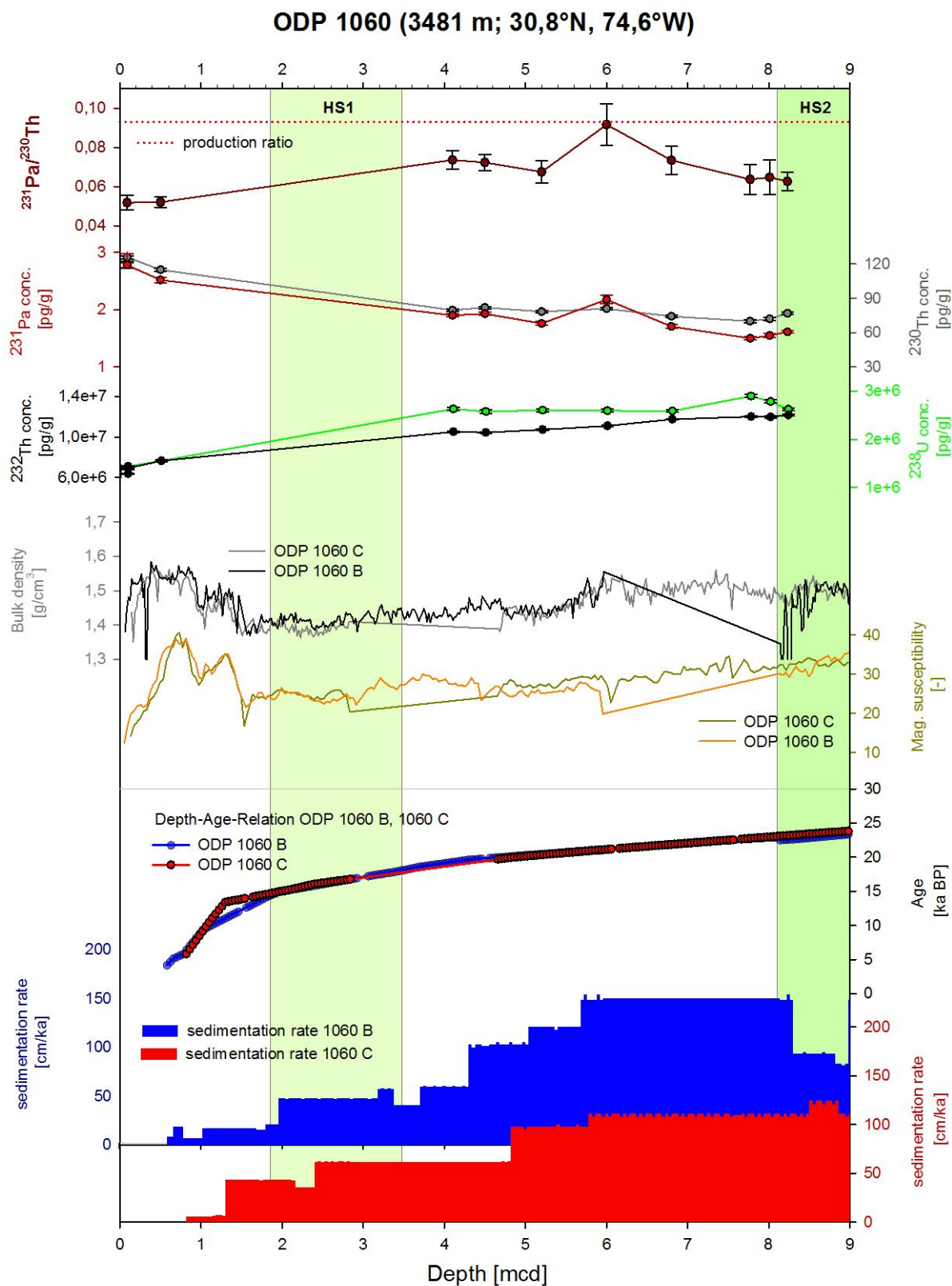


Abb. A.13: Zusätzliche Daten des Kerns ODP 1060 aus Tabelle 4.7.

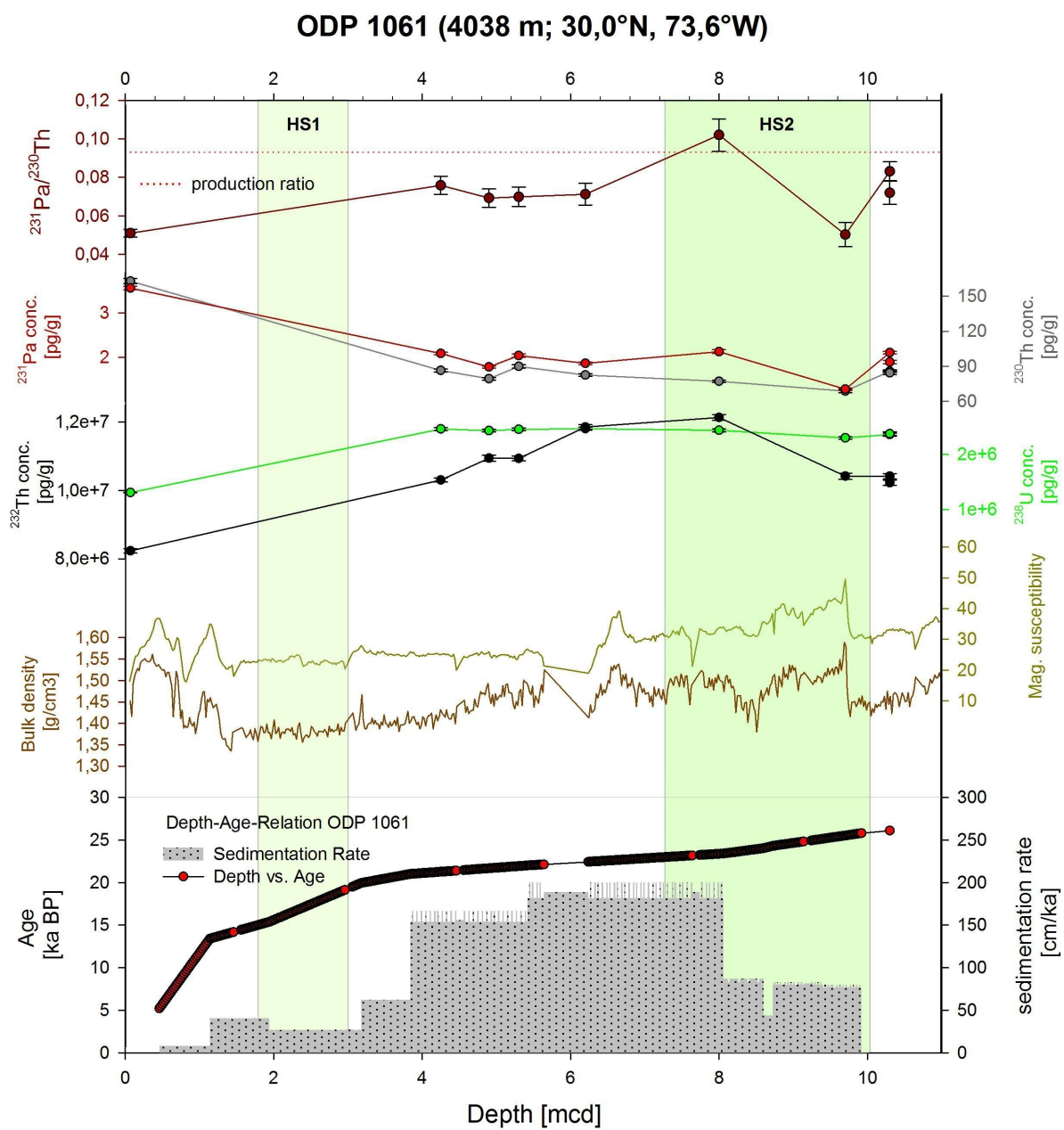


Abb. A.14: Zusätzliche Daten des Kerns ODP 1061 aus Tabelle 4.7.

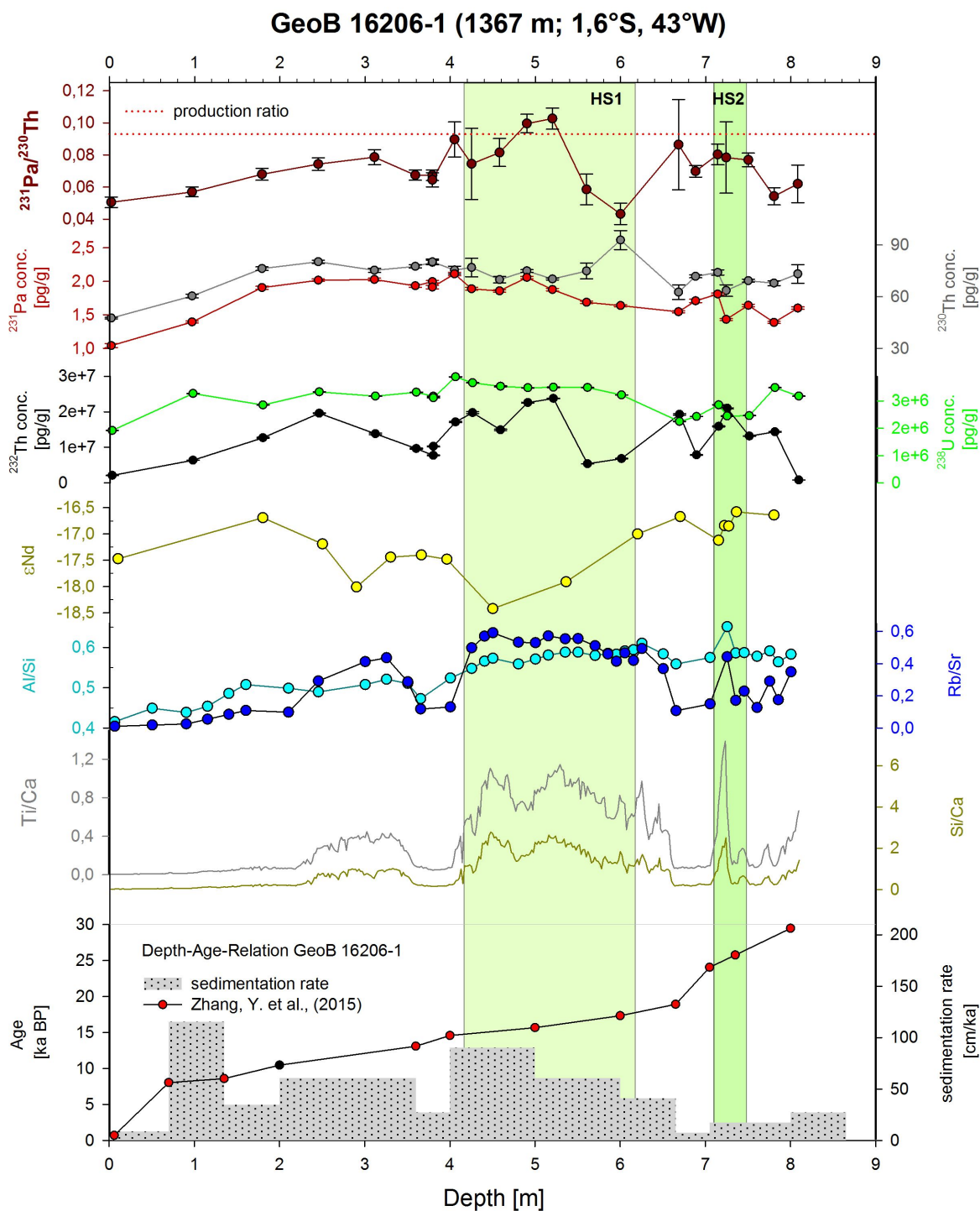


Abb. A.15: Zusätzliche Daten des Kerns GeoB 16206-1 aus Tabelle 4.8.

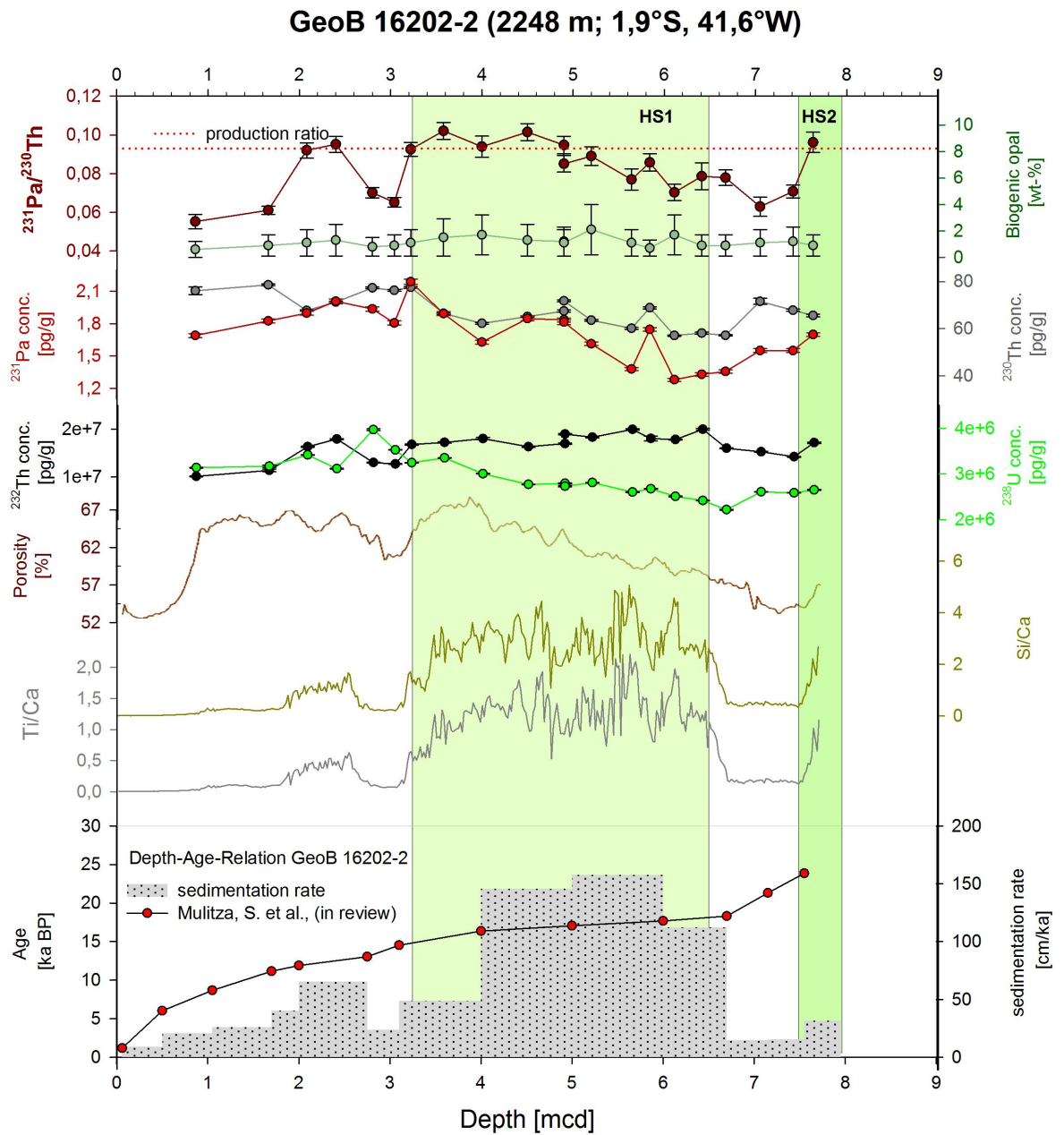


Abb. A.16: Zusätzliche Daten des Kerns GeoB 16202-2 aus Tabelle 4.9.

## A.2 Tabellen zu den Einzelprofilen

IODP 1314						
Section	von [cm]	bis [cm]	med	Alter [ka]	Pa/Th	Fehler ( $2\sigma$ )
A 1H 1W	7	8	0,07	0,4	0,110	0,004
C 1H 2A	60	61	2,10	7,7	0,123	0,005
C 1H 2A	133	134	2,83	15,9	0,086	0,003
C 1H 2A	136	137	2,86	16,5	0,090	0,004
C 1H 2A	137	138	2,87	16,7	0,085	0,003
C 1H 2A	137	138	2,87	16,7	0,085	0,004
C 1H 2A	138	139	2,88	16,9	0,087	0,003
C 1H 2A	141	142	2,91	17,6	0,090	0,004
C 1H 2A	145	146	2,95	18,5	0,096	0,003
C 1H 3A	2	3	3,02	20,0	0,114	0,004
C 1H 3A	2	3	3,02	20,0	0,110	0,007
C 1H 3A	7	8	3,07	21,2	0,083	0,003
C 1H 3A	9,5	10,5	3,10	21,7	0,090	0,003
C 1H 3A	12	13	3,12	22,3	0,093	0,003
C 1H 3A	17	18	3,17	23,3	0,081	0,004
C 1H 3A	19	20	3,19	23,8	0,083	0,004
C 1H 3A	19	20	3,19	23,8	0,090	0,006
C 1H 3A	24	25	3,24	24,8	0,084	0,004
C 1H 3A	35	36	3,35	27,3	0,082	0,004
C 1H 3A	35	36	3,35	27,3	0,084	0,003

Tabelle A.2: IODP 1314,  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Daten zu Abbildung 5.3,b und A.1.

<b>IODP 1314, Konzentrationen [pg/g]</b>								
<b>mcd</b>	<b><sup>231</sup>Pa</b>	<b><math>\Delta(^{231}\text{Pa})</math></b>	<b><sup>230</sup>Th</b>	<b><math>\Delta(^{230}\text{Th})</math></b>	<b><sup>232</sup>Th</b>	<b><math>\Delta(^{232}\text{Th})</math></b>	<b><sup>238</sup>U</b>	<b><math>\Delta(^{238}\text{U})</math></b>
0,07	3,32	0,06	72,30	0,31	$1,85 \cdot 10^6$	$5,61 \cdot 10^3$	$8,71 \cdot 10^5$	$3,16 \cdot 10^3$
2,10	3,11	0,06	69,92	0,36	$3,54 \cdot 10^6$	$9,67 \cdot 10^3$	$1,65 \cdot 10^6$	$2,38 \cdot 10^3$
2,83	1,99	0,02	70,20	0,42	$5,98 \cdot 10^6$	$7,14 \cdot 10^4$	$1,31 \cdot 10^6$	$2,64 \cdot 10^3$
2,86	2,21	0,04	75,37	0,29	$6,34 \cdot 10^6$	$2,53 \cdot 10^4$	$1,29 \cdot 10^6$	$1,67 \cdot 10^3$
2,87	2,24	0,03	80,48	0,44	$6,72 \cdot 10^6$	$3,69 \cdot 10^4$	$1,31 \cdot 10^6$	$2,09 \cdot 10^3$
2,87	2,30	0,04	81,82	0,39	$6,75 \cdot 10^6$	$2,91 \cdot 10^4$	$1,38 \cdot 10^6$	$1,80 \cdot 10^3$
2,88	2,42	0,04	84,90	0,40	$6,89 \cdot 10^6$	$3,45 \cdot 10^4$	$1,40 \cdot 10^6$	$1,40 \cdot 10^3$
2,91	2,48	0,04	85,45	0,08	$7,23 \cdot 10^6$	$6,24 \cdot 10^4$	$1,44 \cdot 10^6$	$1,87 \cdot 10^3$
2,95	2,36	0,03	78,40	0,14	$7,03 \cdot 10^6$	$8,19 \cdot 10^3$	$1,40 \cdot 10^6$	$2,88 \cdot 10^3$
3,02	3,10	0,04	87,69	0,44	$5,56 \cdot 10^6$	$1,83 \cdot 10^4$	$3,87 \cdot 10^6$	$5,44 \cdot 10^3$
3,02	3,28	0,03	95,52	1,98	$6,29 \cdot 10^6$	$2,18 \cdot 10^4$	$3,89 \cdot 10^6$	$8,86 \cdot 10^3$
3,07	2,11	0,02	80,29	0,52	$7,20 \cdot 10^6$	$7,39 \cdot 10^4$	$1,98 \cdot 10^6$	$4,84 \cdot 10^3$
3,10	2,19	0,03	79,57	0,22	$7,64 \cdot 10^6$	$1,12 \cdot 10^4$	$1,78 \cdot 10^6$	$2,82 \cdot 10^3$
3,12	2,39	0,03	84,49	0,34	$7,77 \cdot 10^6$	$2,48 \cdot 10^4$	$1,50 \cdot 10^6$	$3,60 \cdot 10^3$
3,17	1,83	0,03	73,36	0,46	$7,58 \cdot 10^6$	$4,40 \cdot 10^4$	$1,42 \cdot 10^6$	$1,56 \cdot 10^3$
3,19	1,71	0,03	68,03	0,31	$7,31 \cdot 10^6$	$3,36 \cdot 10^4$	$1,35 \cdot 10^6$	$1,35 \cdot 10^3$
3,19	1,88	0,03	70,68	1,25	$8,13 \cdot 10^6$	$9,41 \cdot 10^4$	$1,37 \cdot 10^6$	$2,88 \cdot 10^3$
3,24	1,52	0,03	60,45	0,33	$6,08 \cdot 10^6$	$3,47 \cdot 10^4$	$1,10 \cdot 10^6$	$1,32 \cdot 10^3$
3,35	1,60	0,03	65,31	0,28	$5,81 \cdot 10^6$	$1,30 \cdot 10^4$	$1,13 \cdot 10^6$	$2,14 \cdot 10^3$
3,35	1,61	0,02	64,81	0,19	$6,31 \cdot 10^6$	$1,23 \cdot 10^4$	$1,13 \cdot 10^6$	$2,75 \cdot 10^3$

Tabelle A.3: IODP 1314, Konzentrationen

<b>IODP 1304</b>						
<b>Section</b>	<b>von [cm]</b>	<b>bis [cm]</b>	<b>med</b>	<b>Alter [ka]</b>	<b>Pa/Th</b>	<b>Fehler (2<math>\sigma</math>)</b>
B 1H 1A	7	8	0,07	0,2	0,109	0,004
A 1H 1A	60	61	0,60	1,7	0,068	0,003
B 1H 2A	17	19	1,67	5,8	0,120	0,004
B 1H 2A	67	69	2,17	8,1	0,118	0,006
B 1H 2A	100	102	2,50	9,6	0,127	0,005
B 1H 2A	130	131	2,80	10,9	0,132	0,007
B 1H 3A	17	19	3,17	12,6	0,130	0,006
A 1H 3A	20	21	3,20	12,7	0,043	0,002
A 1H 3A	20	21	3,20	12,7	0,057	0,003
A 1H 3A	50	51	3,50	14,1	0,052	0,003
B 1H 3A	67	69	3,67	14,8	0,145	0,006
B 1H 3A	87	89	3,87	15,6	0,126	0,006
B 1H 3A	117	119	4,17	16,9	0,107	0,005
B 1H 4A	23	25	4,73	23,8	0,094	0,007

Tabelle A.4: IODP 1304,  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Daten zu Abbildung 5.3,c und A.2.

<b>IODP 1304, Konzentrationen [pg/g]</b>								
<b>mcd</b>	<b><sup>231</sup>Pa</b>	<b><math>\Delta(^{231}\text{Pa})</math></b>	<b><sup>230</sup>Th</b>	<b><math>\Delta(^{230}\text{Th})</math></b>	<b><sup>232</sup>Th</b>	<b><math>\Delta(^{232}\text{Th})</math></b>	<b><sup>238</sup>U</b>	<b><math>\Delta(^{238}\text{U})</math></b>
0,07	3,77	0,06	82,06	0,38	$1,74 \cdot 10^6$	$7,32 \cdot 10^3$	$1,30 \cdot 10^6$	$5,53 \cdot 10^3$
0,60	2,16	0,02	80,18	1,07	$6,76 \cdot 10^6$	$6,75 \cdot 10^4$	$1,80 \cdot 10^6$	$4,70 \cdot 10^3$
1,67	4,78	0,05	102,51	1,27	$3,23 \cdot 10^6$	$2,04 \cdot 10^4$	$1,19 \cdot 10^6$	$1,49 \cdot 10^4$
2,17	3,77	0,06	86,65	1,23	$3,61 \cdot 10^6$	$2,67 \cdot 10^4$	$3,00 \cdot 10^6$	$3,53 \cdot 10^4$
2,50	3,82	0,05	83,84	1,11	$3,88 \cdot 10^6$	$2,31 \cdot 10^4$	$2,44 \cdot 10^6$	$3,04 \cdot 10^4$
2,80	3,93	0,07	84,29	1,14	$4,09 \cdot 10^6$	$2,74 \cdot 10^4$	$2,15 \cdot 10^6$	$2,67 \cdot 10^4$
3,17	4,17	0,06	92,94	1,19	$4,66 \cdot 10^6$	$3,28 \cdot 10^4$	$2,21 \cdot 10^6$	$2,59 \cdot 10^4$
3,20	1,12	0,01	62,18	0,90	$6,75 \cdot 10^6$	$3,59 \cdot 10^4$	$1,72 \cdot 10^6$	$4,19 \cdot 10^3$
3,20	1,20	0,02	63,09	0,34	$6,78 \cdot 10^6$	$2,86 \cdot 10^4$	$1,64 \cdot 10^6$	$8,77 \cdot 10^3$
3,50	1,58	0,02	76,91	1,55	$5,45 \cdot 10^6$	$5,14 \cdot 10^4$	$2,79 \cdot 10^6$	$6,71 \cdot 10^3$
3,67	3,45	0,03	72,61	0,97	$4,15 \cdot 10^6$	$2,68 \cdot 10^4$	$2,34 \cdot 10^6$	$2,74 \cdot 10^4$
3,87	2,61	0,04	62,85	0,97	$3,70 \cdot 10^6$	$2,79 \cdot 10^4$	$1,55 \cdot 10^6$	$1,82 \cdot 10^4$
4,17	3,69	0,06	105,00	1,30	$7,42 \cdot 10^6$	$5,63 \cdot 10^4$	$2,89 \cdot 10^6$	$3,74 \cdot 10^4$
4,73	1,88	0,03	66,29	1,45	$6,53 \cdot 10^6$	$6,17 \cdot 10^4$	$1,16 \cdot 10^6$	$1,44 \cdot 10^4$

Tabelle A.5: IODP 1314, Konzentrationen



<b>IODP 1308</b>						
<b>Section</b>	<b>von [cm]</b>	<b>bis [cm]</b>	<b>mcd</b>	<b>Alter [ka]</b>	<b>Pa/Th</b>	<b>Fehler (2<math>\sigma</math>)</b>
C 1H 1A	7	8	0,07	0,7	0,068	0,003
C 1H 1A	35	36	0,35	6,4	0,079	0,002
C 1H 1A	60	61	0,60	11,2	0,090	0,002
C 1H 1A	91	92	0,91	16,9	0,097	0,003
C 1H 1A	94	95	0,94	17,5	0,098	0,002
C 1H 1A	94	95	0,94	17,5	0,097	0,003
C 1H 1A	94	95	0,94	17,5	0,099	0,004
C 1H 1A	95	96	0,95	17,8	0,101	0,003
C 1H 1A	96	97	0,96	18,0	0,096	0,003
C 1H 1A	97	98	0,97	18,5	0,099	0,003
C 1H 1A	103	104	1,03	19,8	0,088	0,003
C 1H 1A	112	113	1,12	21,4	0,096	0,002
A 1H 1W	119	119,5	1,19	23,2	0,076	0,007
A 1H 1W	121,5	122	1,21	23,7	0,068	0,007
A 1H 1W	123	124	1,23	24,2	0,078	0,005
A 1H 1W	125	126	1,25	25,0	0,115	0,007
A 1H 1W	125	126	1,25	25,0	0,112	0,007
A 1H 1W	127	128	1,27	25,4	0,083	0,004
C 1H 1A	140	141	1,40	27,9	0,085	0,003

Tabelle A.6: IODP 1308,  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Daten zu Abbildung 5.3,d und A.4.

<b>IODP 1308, Konzentrationen [pg/g]</b>								
<b>mcd</b>	<b><sup>231</sup>Pa</b>	<b><math>\Delta(^{231}\text{Pa})</math></b>	<b><sup>230</sup>Th</b>	<b><math>\Delta(^{230}\text{Th})</math></b>	<b><sup>232</sup>Th</b>	<b><math>\Delta(^{232}\text{Th})</math></b>	<b><sup>238</sup>U</b>	<b><math>\Delta(^{238}\text{U})</math></b>
0,07	3,91	0,07	135,01	0,81	$1,85 \cdot 10^6$	$1,00 \cdot 10^4$	$3,76 \cdot 10^5$	$1,80 \cdot 10^3$
0,35	4,24	0,05	135,89	0,56	$2,63 \cdot 10^6$	$1,20 \cdot 10^4$	$4,79 \cdot 10^5$	$8,58 \cdot 10^2$
0,60	3,20	0,03	98,18	0,59	$4,28 \cdot 10^6$	$5,92 \cdot 10^4$	$8,72 \cdot 10^5$	$1,86 \cdot 10^3$
0,91	3,30	0,05	100,87	0,44	$4,26 \cdot 10^6$	$2,00 \cdot 10^4$	$8,52 \cdot 10^5$	$6,81 \cdot 10^2$
0,94	3,24	0,04	98,60	0,63	$4,06 \cdot 10^6$	$1,58 \cdot 10^4$	$8,05 \cdot 10^5$	$5,64 \cdot 10^2$
0,94	3,21	0,04	97,97	0,50	$4,08 \cdot 10^6$	$2,28 \cdot 10^4$	$8,00 \cdot 10^5$	$1,36 \cdot 10^3$
0,94	3,42	0,04	103,08	1,59	$4,51 \cdot 10^6$	$1,32 \cdot 10^4$	$9,20 \cdot 10^5$	$2,56 \cdot 10^3$
0,95	3,27	0,05	96,58	0,44	$4,06 \cdot 10^6$	$2,11 \cdot 10^4$	$8,19 \cdot 10^5$	$8,19 \cdot 10^2$
0,96	3,31	0,05	102,13	0,47	$3,82 \cdot 10^6$	$1,83 \cdot 10^4$	$7,32 \cdot 10^5$	$7,32 \cdot 10^2$
0,97	3,36	0,04	101,47	0,63	$3,98 \cdot 10^6$	$2,54 \cdot 10^4$	$7,74 \cdot 10^5$	$6,96 \cdot 10^2$
1,03	1,94	0,02	70,58	0,41	$6,79 \cdot 10^6$	$9,17 \cdot 10^4$	$1,47 \cdot 10^6$	$5,45 \cdot 10^3$
1,12	4,23	0,04	133,23	0,82	$2,89 \cdot 10^6$	$4,89 \cdot 10^4$	$5,54 \cdot 10^5$	$1,41 \cdot 10^4$
1,19	0,84	0,02	37,20	0,17	$7,40 \cdot 10^6$	$3,60 \cdot 10^4$	$1,10 \cdot 10^6$	$1,21 \cdot 10^3$
1,21	0,66	0,01	30,95	0,12	$5,97 \cdot 10^6$	$2,27 \cdot 10^4$	$1,06 \cdot 10^6$	$9,52 \cdot 10^2$
1,23	0,89	0,02	38,27	0,14	$6,05 \cdot 10^6$	$2,52 \cdot 10^4$	$1,19 \cdot 10^6$	$9,51 \cdot 10^2$
1,25	1,11	0,02	38,60	0,27	$6,57 \cdot 10^6$	$4,20 \cdot 10^4$	$1,12 \cdot 10^6$	$1,90 \cdot 10^3$
1,25	1,13	0,02	38,42	0,28	$5,53 \cdot 10^6$	$2,97 \cdot 10^4$	$1,09 \cdot 10^6$	$1,91 \cdot 10^3$
1,27	1,70	0,03	68,81	0,39	$7,62 \cdot 10^6$	$3,80 \cdot 10^4$	$1,50 \cdot 10^6$	$1,95 \cdot 10^3$
1,40	1,83	0,02	73,46	0,46	$7,52 \cdot 10^6$	$1,09 \cdot 10^5$	$1,49 \cdot 10^6$	$3,44 \cdot 10^3$

Tabelle A.7: IODP 1308, Konzentrationen

<b>Me 69-196</b>						
<b>Section</b>	<b>von [cm]</b>	<b>bis [cm]</b>	<b>mcd</b>	<b>Alter [ka]</b>	<b>Pa/Th</b>	<b>Fehler (<math>2\sigma</math>)</b>
VL	10	12	-	8	0,062	0,001
VL	24	26	-	12	0,063	0,003
VL	28,5	30,5	-	13	0,042	0,006
VL	28,5	30,5	-	13	0,039	0,005
VL	33	35	-	15	0,077	0,003
VL	33	35	-	15	0,072	0,003
VL	42	44	-	19	0,078	0,002
VL	48	50	-	24	0,049	0,005
VL	57	59	-	27	0,122	0,005
VL	77	79	-	34	0,078	0,004

Tabelle A.8: Me 69-196,  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Daten zu Abbildung 5.4,a und A.7

<b>Me 69-196, Konzentrationen [pg/g]</b>								
<b>mcd</b>	<b><math>^{231}\text{Pa}</math></b>	<b><math>\Delta(^{231}\text{Pa})</math></b>	<b><math>^{230}\text{Th}</math></b>	<b><math>\Delta(^{230}\text{Th})</math></b>	<b><math>^{232}\text{Th}</math></b>	<b><math>\Delta(^{232}\text{Th})</math></b>	<b><math>^{238}\text{U}</math></b>	<b><math>\Delta(^{238}\text{U})</math></b>
0,10	2,63	0,02	108,21	0,59	$1,70 \cdot 10^6$	$3,21 \cdot 10^4$	$3,78 \cdot 10^5$	$8,76 \cdot 10^2$
0,24	0,97	0,01	42,43	0,38	$5,07 \cdot 10^6$	$7,17 \cdot 10^4$	$9,41 \cdot 10^5$	$2,70 \cdot 10^3$
0,29	0,49	0,01	24,93	0,25	$5,84 \cdot 10^6$	$2,22 \cdot 10^5$	$1,06 \cdot 10^6$	$2,33 \cdot 10^3$
0,29	0,46	0,01	24,70	0,12	$5,33 \cdot 10^6$	$8,03 \cdot 10^4$	$1,05 \cdot 10^6$	$2,16 \cdot 10^2$
0,33	1,90	0,02	71,70	0,36	$6,35 \cdot 10^6$	$7,27 \cdot 10^4$	$2,42 \cdot 10^6$	$5,40 \cdot 10^3$
0,33	1,82	0,01	73,70	1,12	$6,85 \cdot 10^6$	$8,69 \cdot 10^4$	$1,44 \cdot 10^6$	$3,86 \cdot 10^3$
0,42	1,77	0,02	69,36	0,41	$6,35 \cdot 10^6$	$8,11 \cdot 10^4$	$1,30 \cdot 10^6$	$3,74 \cdot 10^3$
0,48	0,58	0,01	29,57	0,22	$6,79 \cdot 10^6$	$8,86 \cdot 10^4$	$1,08 \cdot 10^6$	$2,11 \cdot 10^3$
0,57	1,64	0,02	64,80	0,65	$6,70 \cdot 10^6$	$1,39 \cdot 10^5$	$1,40 \cdot 10^6$	$6,11 \cdot 10^3$
0,77	1,12	0,01	54,73	0,42	$8,77 \cdot 10^6$	$1,16 \cdot 10^5$	$1,83 \cdot 10^6$	$3,48 \cdot 10^3$

Tabelle A.9: Me 69-196, Konzentrationen

<b>IODP 1313</b>						
<b>Section</b>	<b>von [cm]</b>	<b>bis [cm]</b>	<b>mcd</b>	<b>Alter [ka]</b>	<b>Pa/Th</b>	<b>Fehler (2<math>\sigma</math>)</b>
B 1H 1W	3	4	0,20	5,3	0,052	0,001
B 1H 1A	14	15	0,31	8,7	0,047	0,002
B 1H 1A	27	28	0,44	12,8	0,068	0,003
B 1H 1A	55	56	0,73	17,8	0,047	0,001
B 1H 1A	66	67	0,84	18,8	0,052	0,003
B 1H 1A	81	82	0,99	20,7	0,064	0,005
B 1h 1W	81	82	0,98	20,7	0,064	0,003
B 1H 1A	90	91	1,08	21,9	0,047	0,002
B 1H 1A	94	95	1,12	22,4	0,049	0,002
B 1H 1A	97	98	1,15	22,8	0,049	0,002
B 1H 1A	98	99	1,16	23,0	0,048	0,002
B 1H 1A	99	100	1,17	23,1	0,048	0,002
B 1H 1A	102	103	1,19	23,3	0,050	0,002
B 1H 1A	103	104	1,21	23,5	0,056	0,002
B 1H 1A	107	108	1,25	23,9	0,051	0,002
B 1H 1A	110	111	1,28	24,2	0,064	0,004
B 1H 1A	118	119	1,36	24,7	0,051	0,002
B 1H 1A	134	135	1,53	27,0	0,051	0,002
B 1H 1A	139	140	1,57	27,9	0,052	0,002
B 1H 1A	142	143	1,60	28,6	0,050	0,001
B 1H 1A	146	147	1,64	29,7	0,050	0,002

Tabelle A.10: IODP 1313,  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Daten zu Abbildung 5.4,f und A.10.

<b>IODP 1313, Konzentrationen [pg/g]</b>								
<b>mcd</b>	<b><sup>231</sup>Pa</b>	<b>Δ(<sup>231</sup>Pa)</b>	<b><sup>230</sup>Th</b>	<b>Δ(<sup>230</sup>Th)</b>	<b><sup>232</sup>Th</b>	<b>Δ(<sup>232</sup>Th)</b>	<b><sup>238</sup>U</b>	<b>Δ(<sup>238</sup>U)</b>
0,20	2,68	0,02	126,21	1,34	1,78·10 <sup>6</sup>	1,06·10 <sup>4</sup>	3,28·10 <sup>5</sup>	4,24·10 <sup>3</sup>
0,31	2,92	0,05	155,36	0,66	2,44·10 <sup>6</sup>	8,16·10 <sup>3</sup>	4,14·10 <sup>5</sup>	2,16·10 <sup>3</sup>
0,44	3,27	0,05	131,17	1,25	3,78·10 <sup>6</sup>	2,44·10 <sup>4</sup>	5,37·10 <sup>5</sup>	6,73·10 <sup>3</sup>
0,73	2,20	0,02	127,10	0,58	5,52·10 <sup>6</sup>	7,33·10 <sup>4</sup>	1,30·10 <sup>6</sup>	3,08·10 <sup>3</sup>
0,84	2,18	0,05	112,04	1,58	3,72·10 <sup>6</sup>	3,96·10 <sup>4</sup>	2,74·10 <sup>6</sup>	5,57·10 <sup>3</sup>
0,99	3,10	0,08	129,47	1,43	3,55·10 <sup>6</sup>	3,40·10 <sup>4</sup>	7,22·10 <sup>6</sup>	1,39·10 <sup>4</sup>
0,98	3,40	0,05	142,37	1,47	4,04·10 <sup>6</sup>	2,95·10 <sup>4</sup>	7,69·10 <sup>6</sup>	9,66·10 <sup>4</sup>
1,08	2,95	0,03	151,31	0,79	4,35·10 <sup>6</sup>	9,98·10 <sup>4</sup>	8,30·10 <sup>6</sup>	2,10·10 <sup>4</sup>
1,12	2,57	0,04	132,58	0,61	4,30·10 <sup>6</sup>	2,11·10 <sup>4</sup>	6,08·10 <sup>6</sup>	6,08·10 <sup>3</sup>
1,15	2,52	0,04	130,18	0,77	4,45·10 <sup>6</sup>	2,67·10 <sup>4</sup>	5,99·10 <sup>6</sup>	5,99·10 <sup>3</sup>
1,16	2,56	0,03	133,52	0,56	4,43·10 <sup>6</sup>	1,73·10 <sup>4</sup>	6,26·10 <sup>6</sup>	6,89·10 <sup>3</sup>
1,17	2,39	0,04	123,93	0,56	4,39·10 <sup>6</sup>	1,93·10 <sup>4</sup>	5,67·10 <sup>6</sup>	7,37·10 <sup>3</sup>
1,19	2,52	0,04	128,66	0,76	4,40·10 <sup>6</sup>	2,33·10 <sup>4</sup>	5,67·10 <sup>6</sup>	3,97·10 <sup>3</sup>
1,21	2,65	0,03	125,98	1,00	4,45·10 <sup>6</sup>	3,40·10 <sup>4</sup>	5,46·10 <sup>6</sup>	9,91·10 <sup>3</sup>
1,25	2,26	0,02	116,13	0,68	4,68·10 <sup>6</sup>	6,69·10 <sup>4</sup>	4,77·10 <sup>6</sup>	1,56·10 <sup>4</sup>
1,28	2,33	0,05	103,00	1,36	3,87·10 <sup>6</sup>	3,17·10 <sup>4</sup>	4,30·10 <sup>6</sup>	9,97·10 <sup>3</sup>
1,36	2,00	0,02	107,29	0,60	5,56·10 <sup>6</sup>	6,35·10 <sup>4</sup>	3,10·10 <sup>6</sup>	2,81·10 <sup>4</sup>
1,53	2,54	0,04	147,21	0,52	5,21·10 <sup>6</sup>	1,51·10 <sup>4</sup>	2,36·10 <sup>6</sup>	2,83·10 <sup>3</sup>
1,57	2,26	0,03	130,56	0,63	4,79·10 <sup>6</sup>	2,40·10 <sup>4</sup>	2,02·10 <sup>6</sup>	1,62·10 <sup>3</sup>
1,60	2,05	0,02	121,58	0,77	4,59·10 <sup>6</sup>	5,27·10 <sup>4</sup>	1,96·10 <sup>6</sup>	7,98·10 <sup>3</sup>
1,64	2,03	0,03	122,12	0,46	5,01·10 <sup>6</sup>	2,00·10 <sup>4</sup>	1,84·10 <sup>6</sup>	1,47·10 <sup>3</sup>

Tabelle A.11: IODP 1313, Konzentrationen

<b>ODP 1056</b>						
<b>Section</b>	<b>von [cm]</b>	<b>bis [cm]</b>	<b>mcd</b>	<b>Alter [ka]</b>	<b>Pa/Th</b>	<b>Fehler (2<math>\sigma</math>)</b>
A 1H 1W	42	43	1,02	8,9	0,060	0,004
A 1H 1W	104	106	1,64	12,1	0,084	0,007
A 1H 1W	120	122	1,8	12,5	0,049	0,003
A 1H 1W	140	142	2,0	13,2	0,048	0,004
A 1H 2W	10	12	2,2	13,8	0,049	0,005
A 1H 2W	30	32	2,4	14,5	0,058	0,005
A 1H 2W	50	52	2,6	15,2	0,049	0,005
A 1H 2W	70	72	2,8	15,9	0,029	0,004
A 1H 2W	99	101	3,1	16,5	0,059	0,005

Tabelle A.12: ODP 1056,  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Daten zu Abbildung 5.5,i und A.11

<b>ODP 1056, Konzentrationen [pg/g]</b>								
<b>mcd</b>	<b><math>^{231}\text{Pa}</math></b>	<b><math>\Delta(^{231}\text{Pa})</math></b>	<b><math>^{230}\text{Th}</math></b>	<b><math>\Delta(^{230}\text{Th})</math></b>	<b><math>^{232}\text{Th}</math></b>	<b><math>\Delta(^{232}\text{Th})</math></b>	<b><math>^{238}\text{U}</math></b>	<b><math>\Delta(^{238}\text{U})</math></b>
1,02	2,02	0,04	86,32	1,74	$5,37 \cdot 10^6$	$2,63 \cdot 10^5$	$3,00 \cdot 10^6$	$3,38 \cdot 10^4$
1,64	1,72	0,03	63,86	0,85	$9,58 \cdot 10^6$	$5,50 \cdot 10^4$	$3,04 \cdot 10^6$	$3,47 \cdot 10^4$
1,80	1,15	0,02	57,69	0,77	$6,26 \cdot 10^6$	$4,04 \cdot 10^4$	$2,29 \cdot 10^6$	$2,59 \cdot 10^4$
2,00	1,18	0,02	59,32	0,94	$6,80 \cdot 10^6$	$5,03 \cdot 10^4$	$2,57 \cdot 10^6$	$3,10 \cdot 10^4$
2,20	1,15	0,03	56,90	0,89	$6,90 \cdot 10^6$	$4,33 \cdot 10^4$	$2,68 \cdot 10^6$	$3,41 \cdot 10^4$
2,40	1,29	0,02	59,21	0,93	$7,49 \cdot 10^6$	$4,83 \cdot 10^4$	$2,56 \cdot 10^6$	$3,20 \cdot 10^4$
2,60	1,22	0,03	60,36	1,05	$7,72 \cdot 10^6$	$5,62 \cdot 10^4$	$3,05 \cdot 10^6$	$3,53 \cdot 10^4$
2,80	0,79	0,02	49,76	0,85	$6,23 \cdot 10^6$	$4,68 \cdot 10^4$	$2,29 \cdot 10^6$	$2,66 \cdot 10^4$
3,09	1,23	0,02	55,45	0,68	$6,45 \cdot 10^6$	$4,07 \cdot 10^4$	$2,86 \cdot 10^6$	$3,55 \cdot 10^4$

Tabelle A.13: ODP 1056, Konzentrationen

<b>IODP 1059</b>						
<b>Section</b>	<b>von [cm]</b>	<b>bis [cm]</b>	<b>mcd</b>	<b>Alter [ka]</b>	<b>Pa/Th</b>	<b>Fehler (2<math>\sigma</math>)</b>
A 1H 1W	5	7	0,05	1,0	0,076	0,004
A 1H 1W	100	102	1,00	10,1	0,056	0,003
B 1H 2W	116	118	2,98	15,4	0,071	0,006
A 1H 3W	35	37	3,35	16,4	0,063	0,005
B 1H 4w	29	31	5,11	18,0	0,133	0,012
A 2H 1w	7	9	5,93	20,1	0,046	0,004
A 2H 1w	63	65	6,49	21,5	0,071	0,007
A 2H 1w	122	124	7,09	23,0	0,090	0,009
A 2H 2w	24	26	7,61	23,9	0,061	0,006
A 2H 2w	84	86	8,21	25,0	0,059	0,008
A 2H 2w	143	145	8,80	26,0	0,055	0,006
A 2H 3w	132	134	10,19	28,0	0,061	0,007

Tabelle A.14: ODP 1059,  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Daten zu Abbildung 5.5,j und A.12.

<b>ODP 1059, Konzentrationen [pg/g]</b>								
<b>mcd</b>	<b><math>^{231}\text{Pa}</math></b>	<b><math>\Delta(^{231}\text{Pa})</math></b>	<b><math>^{230}\text{Th}</math></b>	<b><math>\Delta(^{230}\text{Th})</math></b>	<b><math>^{232}\text{Th}</math></b>	<b><math>\Delta(^{232}\text{Th})</math></b>	<b><math>^{238}\text{U}</math></b>	<b><math>\Delta(^{238}\text{U})</math></b>
0,05	2,74	0,039	90,28	1,22	$6,41 \cdot 10^6$	$4,02 \cdot 10^4$	$1,89 \cdot 10^6$	$2,33 \cdot 10^4$
1,00	2,04	0,036	93,71	1,25	$7,74 \cdot 10^6$	$4,99 \cdot 10^4$	$2,72 \cdot 10^6$	$3,40 \cdot 10^4$
2,98	1,72	0,032	72,14	1,05	$1,01 \cdot 10^7$	$7,24 \cdot 10^4$	$2,63 \cdot 10^6$	$3,10 \cdot 10^4$
3,35	1,60	0,020	72,17	1,02	$1,05 \cdot 10^7$	$6,18 \cdot 10^4$	$2,83 \cdot 10^6$	$3,64 \cdot 10^4$
5,11	2,47	0,054	71,01	1,17	$1,05 \cdot 10^7$	$7,37 \cdot 10^4$	$2,51 \cdot 10^6$	$3,20 \cdot 10^4$
5,93	1,41	0,024	76,10	1,03	$1,17 \cdot 10^7$	$6,57 \cdot 10^4$	$2,74 \cdot 10^6$	$3,30 \cdot 10^4$
6,49	1,55	0,028	68,25	0,85	$1,14 \cdot 10^7$	$7,15 \cdot 10^4$	$2,75 \cdot 10^6$	$3,53 \cdot 10^4$
7,09	1,83	0,041	71,35	1,17	$1,14 \cdot 10^7$	$7,75 \cdot 10^4$	$2,73 \cdot 10^6$	$3,11 \cdot 10^4$
7,61	1,40	0,019	66,98	1,22	$1,19 \cdot 10^7$	$8,79 \cdot 10^4$	$2,70 \cdot 10^6$	$3,09 \cdot 10^4$
8,21	1,38	0,036	66,85	0,78	$1,14 \cdot 10^7$	$7,28 \cdot 10^4$	$2,91 \cdot 10^6$	$3,40 \cdot 10^4$
8,80	1,31	0,027	66,63	1,03	$1,09 \cdot 10^7$	$7,40 \cdot 10^4$	$2,55 \cdot 10^6$	$3,27 \cdot 10^4$
10,19	1,33	0,029	65,09	0,91	$9,73 \cdot 10^6$	$6,32 \cdot 10^4$	$2,49 \cdot 10^6$	$2,92 \cdot 10^4$

Tabelle A.15: ODP 1059, Konzentrationen

<b>ODP 1060</b>						
<b>Section</b>	<b>von [cm]</b>	<b>bis [cm]</b>	<b>mcd</b>	<b>Alter [ka]</b>	<b>Pa/Th</b>	<b>Fehler (2<math>\sigma</math>)</b>
B 1H 1W	7	8	0,09	1,00	0,052	0,004
B 1H 1A	7	8	0,09	1,00	0,061	0,003
C 1H 1W	40	42	0,50	2,00	0,052	0,003
B 1H 3W	108	110	4,10	19,32	0,074	0,005
B 1H 3W	148	150	4,50	19,86	0,072	0,004
C 2H 1W	58	60	5,20	20,33	0,067	0,006
C 2H 1W	138	140	6,00	21,10	0,092	0,011
C 2H 2W	68	70	6,80	21,86	0,073	0,007
C 2H 3W	15	17	7,77	22,74	0,064	0,008
C 2H 3W	39	39	8,01	22,96	0,065	0,009
C 2H 3W	61	63	8,23	23,14	0,063	0,005

Tabelle A.16: ODP 1060,  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Daten zu Abbildung 5.5,k und A.13

<b>ODP 1060, Konzentrationen [pg/g]</b>								
<b>mcd</b>	<b><math>^{231}\text{Pa}</math></b>	<b><math>\Delta(^{231}\text{Pa})</math></b>	<b><math>^{230}\text{Th}</math></b>	<b><math>\Delta(^{230}\text{Th})</math></b>	<b><math>^{232}\text{Th}</math></b>	<b><math>\Delta(^{232}\text{Th})</math></b>	<b><math>^{238}\text{U}</math></b>	<b><math>\Delta(^{238}\text{U})</math></b>
0,09	2,78	0,05	125,89	3,16	$6,93 \cdot 10^6$	$6,28 \cdot 10^4$	$1,44 \cdot 10^6$	$3,76 \cdot 10^3$
0,09	3,03	0,04	119,13	1,39	$6,37 \cdot 10^6$	$4,17 \cdot 10^4$	$1,38 \cdot 10^6$	$1,67 \cdot 10^4$
0,50	2,52	0,04	114,95	1,26	$7,64 \cdot 10^6$	$4,44 \cdot 10^4$	$1,56 \cdot 10^6$	$1,86 \cdot 10^4$
4,10	1,90	0,03	79,71	1,05	$1,05 \cdot 10^7$	$7,86 \cdot 10^4$	$2,63 \cdot 10^6$	$3,11 \cdot 10^4$
4,50	1,93	0,02	82,01	1,03	$1,04 \cdot 10^7$	$6,21 \cdot 10^4$	$2,58 \cdot 10^6$	$3,36 \cdot 10^4$
5,20	1,76	0,03	78,41	1,10	$1,07 \cdot 10^7$	$8,47 \cdot 10^4$	$2,61 \cdot 10^6$	$3,12 \cdot 10^4$
6,00	2,18	0,07	81,01	1,23	$1,11 \cdot 10^7$	$7,86 \cdot 10^4$	$2,59 \cdot 10^6$	$3,35 \cdot 10^4$
6,80	1,71	0,03	74,32	1,20	$1,18 \cdot 10^7$	$7,15 \cdot 10^4$	$2,59 \cdot 10^6$	$3,01 \cdot 10^4$
7,77	1,50	0,03	70,07	1,34	$1,20 \cdot 10^7$	$1,02 \cdot 10^5$	$2,90 \cdot 10^6$	$3,12 \cdot 10^4$
8,01	1,55	0,04	72,08	1,50	$1,20 \cdot 10^7$	$1,10 \cdot 10^5$	$2,79 \cdot 10^6$	$3,24 \cdot 10^4$
8,23	1,61	0,02	76,88	1,09	$1,22 \cdot 10^7$	$8,60 \cdot 10^4$	$2,63 \cdot 10^6$	$2,90 \cdot 10^4$

Tabelle A.17: ODP 1060, Konzentrationen



<b>ODP 1061</b>						
<b>Section</b>	<b>von [cm]</b>	<b>bis [cm]</b>	<b>mcd</b>	<b>Alter [ka]</b>	<b>Pa/Th</b>	<b>Fehler (2<math>\sigma</math>)</b>
D 1H 1A	7	8	0,07	1,0	0,051	0,002
C 1H 3W	123	125	4,25	21,3	0,076	0,005
C 1H 4W	38	40	4,90	21,7	0,069	0,005
C 1H 4W	78	80	5,30	21,9	0,070	0,005
C 2H 1W	0	2	6,20	22,4	0,071	0,006
C 2H 2W	30	32	8,00	23,4	0,102	0,008
C 2H 3W	50	52	9,70	25,5	0,050	0,006
C 2H 3W	110	112	10,30	26,1	0,083	0,005
C 2H 3W	110	112	10,30	26,1	0,072	0,006

Tabelle A.18: ODP 1061,  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Daten zu Abbildung 5.5,1 und A.14.

<b>ODP 1061, Konzentrationen [pg/g]</b>								
<b>mcd</b>	<b><math>^{231}\text{Pa}</math></b>	<b><math>\Delta(^{231}\text{Pa})</math></b>	<b><math>^{230}\text{Th}</math></b>	<b><math>\Delta(^{230}\text{Th})</math></b>	<b><math>^{232}\text{Th}</math></b>	<b><math>\Delta(^{232}\text{Th})</math></b>	<b><math>^{238}\text{U}</math></b>	<b><math>\Delta(^{238}\text{U})</math></b>
0,07	3,56	0,04	162,89	2,03	$8,24 \cdot 10^6$	$6,44 \cdot 10^4$	$1,31 \cdot 10^6$	$2,92 \cdot 10^3$
4,25	2,09	0,03	86,48	1,23	$1,03 \cdot 10^7$	$5,92 \cdot 10^4$	$2,46 \cdot 10^6$	$2,84 \cdot 10^4$
4,90	1,78	0,03	79,39	1,11	$1,09 \cdot 10^7$	$8,41 \cdot 10^4$	$2,43 \cdot 10^6$	$2,75 \cdot 10^4$
5,30	2,04	0,04	89,94	1,33	$1,09 \cdot 10^7$	$6,70 \cdot 10^4$	$2,46 \cdot 10^6$	$2,77 \cdot 10^4$
6,20	1,87	0,03	82,55	1,16	$1,19 \cdot 10^7$	$7,19 \cdot 10^4$	$2,47 \cdot 10^6$	$2,88 \cdot 10^4$
8,00	2,13	0,04	77,22	1,01	$1,21 \cdot 10^7$	$8,18 \cdot 10^4$	$2,44 \cdot 10^6$	$2,77 \cdot 10^4$
9,70	1,28	0,03	68,84	1,54	$1,04 \cdot 10^7$	$8,64 \cdot 10^4$	$2,30 \cdot 10^6$	$2,62 \cdot 10^4$
10,30	2,11	0,03	85,72	1,09	$1,04 \cdot 10^7$	$7,35 \cdot 10^4$	$2,36 \cdot 10^6$	$2,75 \cdot 10^4$
10,30	1,89	0,04	84,41	1,34	$1,02 \cdot 10^7$	$7,21 \cdot 10^4$	$2,38 \cdot 10^6$	$3,07 \cdot 10^4$

Tabelle A.19: ODP 1061, Konzentrationen

GeoB 16206-1						
Section	von [cm]	bis [cm]	mcd	Alter [ka]	Pa/Th	Fehler abs. (2 $\sigma$ )
-	2	-	0,02	0,4	0,051	0,003
-	97	-	0,97	8,3	0,057	0,003
-	179	-	1,79	9,9	0,068	0,004
-	245	-	2,45	11,2	0,074	0,004
-	311	-	3,11	12,3	0,079	0,005
-	359	-	3,59	13,1	0,067	0,003
-	379	-	3,79	13,8	0,067	0,003
-	379	-	3,79	13,8	0,065	0,004
-	405	-	4,05	14,6	0,090	0,011
-	425	-	4,25	14,8	0,074	0,022
-	458	-	4,58	15,2	0,082	0,009
-	490	-	4,90	15,6	0,100	0,006
-	520	-	5,20	16,0	0,103	0,007
-	560	-	5,60	16,7	0,059	0,010
-	600	-	6,00	17,3	0,043	0,007
-	668	-	6,68	19,3	0,086	0,028
-	688	-	6,88	21,9	0,070	0,004
-	714	-	7,14	24,6	0,080	0,006
-	724	-	7,24	25,1	0,078	0,022
-	750	-	7,50	26,6	0,077	0,004
-	780	-	7,80	28,3	0,054	0,005
-	808	-	8,08	29,9	0,062	0,012

Tabelle A.20: GeoB 16206-1,  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Daten zu Abbildung 5.4, g und A.15. Die Proben-tiefe gibt den Mittelpunkt der genommenen zylindrischen Proben an (Durchmesser 1 cm) und wird als mcd verwendet.

<b>GeoB 16206-1, Konzentrationen [pg/g]</b>								
<b>mcd</b>	<b><sup>231</sup>Pa</b>	<b><math>\Delta(^{231}\text{Pa})</math></b>	<b><sup>230</sup>Th</b>	<b><math>\Delta(^{230}\text{Th})</math></b>	<b><sup>232</sup>Th</b>	<b><math>\Delta(^{232}\text{Th})</math></b>	<b><sup>238</sup>U</b>	<b><math>\Delta(^{238}\text{U})</math></b>
0,02	1,04	0,027	47,56	0,52	$2,13 \cdot 10^6$	$1,90 \cdot 10^4$	$1,92 \cdot 10^6$	$3,46 \cdot 10^3$
0,97	1,39	0,014	60,32	1,02	$6,41 \cdot 10^6$	$3,08 \cdot 10^4$	$3,27 \cdot 10^6$	$8,18 \cdot 10^3$
1,79	1,91	0,023	76,23	1,04	$1,27 \cdot 10^7$	$1,40 \cdot 10^5$	$2,85 \cdot 10^6$	$7,13 \cdot 10^3$
2,45	2,02	0,018	80,20	0,89	$1,96 \cdot 10^7$	$1,00 \cdot 10^5$	$3,33 \cdot 10^6$	$6,66 \cdot 10^3$
3,11	2,03	0,020	75,28	1,20	$1,38 \cdot 10^7$	$1,92 \cdot 10^5$	$3,18 \cdot 10^6$	$8,59 \cdot 10^3$
3,59	1,93	0,021	77,55	0,98	$9,66 \cdot 10^6$	$1,07 \cdot 10^5$	$3,32 \cdot 10^6$	$7,97 \cdot 10^3$
3,79	1,99	0,019	79,87	1,22	$7,78 \cdot 10^6$	$7,31 \cdot 10^4$	$3,17 \cdot 10^6$	$1,05 \cdot 10^4$
3,79	1,91	0,025	80,14	1,62	$1,03 \cdot 10^7$	$1,10 \cdot 10^5$	$3,11 \cdot 10^6$	$6,84 \cdot 10^3$
4,05	2,11	0,026	75,45	2,23	$1,72 \cdot 10^7$	$1,51 \cdot 10^5$	$3,88 \cdot 10^6$	$8,54 \cdot 10^3$
4,25	1,89	0,021	76,89	5,37	$1,98 \cdot 10^7$	$2,73 \cdot 10^5$	$3,66 \cdot 10^6$	$8,78 \cdot 10^3$
4,58	1,86	0,018	69,83	1,89	$1,49 \cdot 10^7$	$2,00 \cdot 10^5$	$3,53 \cdot 10^6$	$1,98 \cdot 10^4$
4,90	2,06	0,018	74,90	0,73	$2,26 \cdot 10^7$	$1,42 \cdot 10^5$	$3,48 \cdot 10^6$	$9,40 \cdot 10^3$
5,20	1,88	0,019	70,24	0,56	$2,38 \cdot 10^7$	$8,81 \cdot 10^4$	$3,50 \cdot 10^6$	$1,02 \cdot 10^4$
5,60	1,69	0,016	74,85	4,57	$5,42 \cdot 10^6$	$3,20 \cdot 10^4$	$3,49 \cdot 10^6$	$8,73 \cdot 10^3$
6,00	1,64	0,014	92,81	5,54	$6,85 \cdot 10^6$	$8,70 \cdot 10^4$	$3,22 \cdot 10^6$	$6,12 \cdot 10^3$
6,68	1,55	0,015	62,63	4,26	$1,93 \cdot 10^7$	$2,01 \cdot 10^5$	$2,25 \cdot 10^6$	$5,40 \cdot 10^3$
6,88	1,71	0,025	71,73	0,83	$7,90 \cdot 10^6$	$6,24 \cdot 10^4$	$2,43 \cdot 10^6$	$7,05 \cdot 10^3$
7,14	1,81	0,017	74,03	1,48	$1,59 \cdot 10^7$	$1,42 \cdot 10^5$	$2,86 \cdot 10^6$	$6,58 \cdot 10^3$
7,24	1,43	0,013	63,53	3,39	$2,10 \cdot 10^7$	$1,30 \cdot 10^5$	$2,45 \cdot 10^6$	$8,09 \cdot 10^3$
7,50	1,64	0,019	69,24	0,80	$1,32 \cdot 10^7$	$8,05 \cdot 10^4$	$2,46 \cdot 10^6$	$6,89 \cdot 10^3$
7,80	1,39	0,015	67,79	1,37	$1,44 \cdot 10^7$	$1,11 \cdot 10^5$	$3,48 \cdot 10^6$	$8,35 \cdot 10^3$
8,08	1,60	0,017	73,13	5,36	$8,24 \cdot 10^5$	$5,36 \cdot 10^3$	$3,18 \cdot 10^6$	$6,68 \cdot 10^3$

Tabelle A.21: GeoB 16206-1, Konzentrationen

<b>GeoB 16202-2</b>						
<b>Section</b>	<b>von [cm]</b>	<b>bis [cm]</b>	<b>mcd</b>	<b>Alter [ka]</b>	<b>Pa/Th</b>	<b>Fehler abs. (2<math>\sigma</math>)</b>
-	86	-	0,86	7,7	0,055	0,004
-	166	-	1,66	10,9	0,061	0,002
-	208	-	2,08	12,0	0,092	0,004
-	240	-	2,40	12,5	0,095	0,004
-	280	-	2,80	13,3	0,070	0,003
-	304	-	3,04	14,2	0,065	0,003
-	322	-	3,22	14,8	0,093	0,004
-	358	-	3,58	15,6	0,102	0,004
-	400	-	4,00	16,7	0,094	0,005
-	450	-	4,50	16,9	0,102	0,004
-	490	-	4,90	17,1	0,095	0,005
-	490	-	4,90	17,1	0,085	0,004
-	520	-	5,20	17,3	0,089	0,005
-	564	-	5,64	17,5	0,077	0,006
-	584	-	5,84	17,6	0,086	0,004
-	611	-	6,11	17,8	0,070	0,004
-	641	-	6,41	18,0	0,079	0,007
-	667	-	6,67	18,3	0,078	0,004
-	705	-	7,05	20,4	0,063	0,005
-	741	-	7,41	22,7	0,071	0,003
-	763	-	7,63	24,2	0,096	0,005

Tabelle A.22: GeoB 16202-2,  $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Daten zu Abbildung 5.4, h und A.16. Die Probertiefe gibt den Mittelpunkt der genommenen zylindrischen Proben an (Durchmesser 1 cm) und wird als mcd verwendet.

<b>GeoB 16202-2, Konzentrationen [pg/g]</b>								
<b>mcd</b>	<b><sup>231</sup>Pa</b>	<b><math>\Delta(^{231}\text{Pa})</math></b>	<b><sup>230</sup>Th</b>	<b><math>\Delta(^{230}\text{Th})</math></b>	<b><sup>232</sup>Th</b>	<b><math>\Delta(^{232}\text{Th})</math></b>	<b><sup>238</sup>U</b>	<b><math>\Delta(^{238}\text{U})</math></b>
0,86	1,69	0,02	76,05	1,56	$1,01 \cdot 10^7$	$6,81 \cdot 10^4$	$3,14 \cdot 10^6$	$7,83 \cdot 10^3$
1,66	1,83	0,02	78,55	0,39	$1,14 \cdot 10^7$	$2,81 \cdot 10^5$	$3,17 \cdot 10^6$	$2,22 \cdot 10^4$
2,08	1,90	0,02	67,65	0,34	$1,63 \cdot 10^7$	$1,09 \cdot 10^5$	$3,42 \cdot 10^6$	$6,46 \cdot 10^3$
2,40	2,01	0,02	71,26	0,35	$1,79 \cdot 10^7$	$1,19 \cdot 10^5$	$3,12 \cdot 10^6$	$6,00 \cdot 10^3$
2,80	1,94	0,02	77,28	0,34	$1,30 \cdot 10^7$	$8,27 \cdot 10^4$	$3,97 \cdot 10^6$	$2,02 \cdot 10^4$
3,04	1,81	0,02	76,23	0,41	$1,27 \cdot 10^7$	$7,41 \cdot 10^4$	$3,53 \cdot 10^6$	$7,33 \cdot 10^3$
3,22	2,19	0,02	77,50	0,38	$1,68 \cdot 10^7$	$1,28 \cdot 10^5$	$3,25 \cdot 10^6$	$6,68 \cdot 10^3$
3,58	1,89	0,02	66,48	0,31	$1,72 \cdot 10^7$	$1,47 \cdot 10^5$	$3,35 \cdot 10^6$	$6,12 \cdot 10^3$
4,00	1,66	0,02	62,22	0,43	$1,80 \cdot 10^7$	$2,20 \cdot 10^5$	$3,01 \cdot 10^6$	$5,51 \cdot 10^3$
4,50	1,85	0,02	65,07	0,34	$1,63 \cdot 10^7$	$1,15 \cdot 10^5$	$2,77 \cdot 10^6$	$5,69 \cdot 10^3$
4,90	1,84	0,02	67,44	0,50	$1,70 \cdot 10^7$	$1,22 \cdot 10^5$	$2,80 \cdot 10^6$	$5,73 \cdot 10^3$
4,90	1,81	0,02	71,75	0,37	$1,90 \cdot 10^7$	$1,47 \cdot 10^5$	$2,73 \cdot 10^6$	$1,37 \cdot 10^4$
5,20	1,61	0,02	63,51	0,37	$1,83 \cdot 10^7$	$1,48 \cdot 10^5$	$2,81 \cdot 10^6$	$6,22 \cdot 10^3$
5,64	1,38	0,02	60,08	0,43	$2,00 \cdot 10^7$	$1,71 \cdot 10^5$	$2,60 \cdot 10^6$	$4,55 \cdot 10^3$
5,84	1,75	0,02	68,82	0,44	$1,81 \cdot 10^7$	$4,99 \cdot 10^5$	$2,68 \cdot 10^6$	$7,45 \cdot 10^3$
6,11	1,28	0,01	57,06	0,26	$1,78 \cdot 10^7$	$1,05 \cdot 10^5$	$2,51 \cdot 10^6$	$9,17 \cdot 10^3$
6,41	1,33	0,02	58,03	0,48	$2,00 \cdot 10^7$	$1,62 \cdot 10^5$	$2,42 \cdot 10^6$	$5,40 \cdot 10^3$
6,67	1,36	0,02	57,14	0,24	$1,60 \cdot 10^7$	$1,18 \cdot 10^5$	$2,22 \cdot 10^6$	$9,79 \cdot 10^3$
7,05	1,55	0,02	71,56	1,31	$1,53 \cdot 10^7$	$9,27 \cdot 10^4$	$2,61 \cdot 10^6$	$4,91 \cdot 10^3$
7,41	1,55	0,02	67,78	0,45	$1,42 \cdot 10^7$	$9,93 \cdot 10^4$	$2,59 \cdot 10^6$	$6,33 \cdot 10^3$
7,63	1,70	0,02	65,59	0,59	$1,72 \cdot 10^7$	$1,32 \cdot 10^5$	$2,65 \cdot 10^6$	$6,19 \cdot 10^3$

Tabelle A.23: GeoB 16202-2, Konzentrationen

### A.3 BBOR Altersmodelle

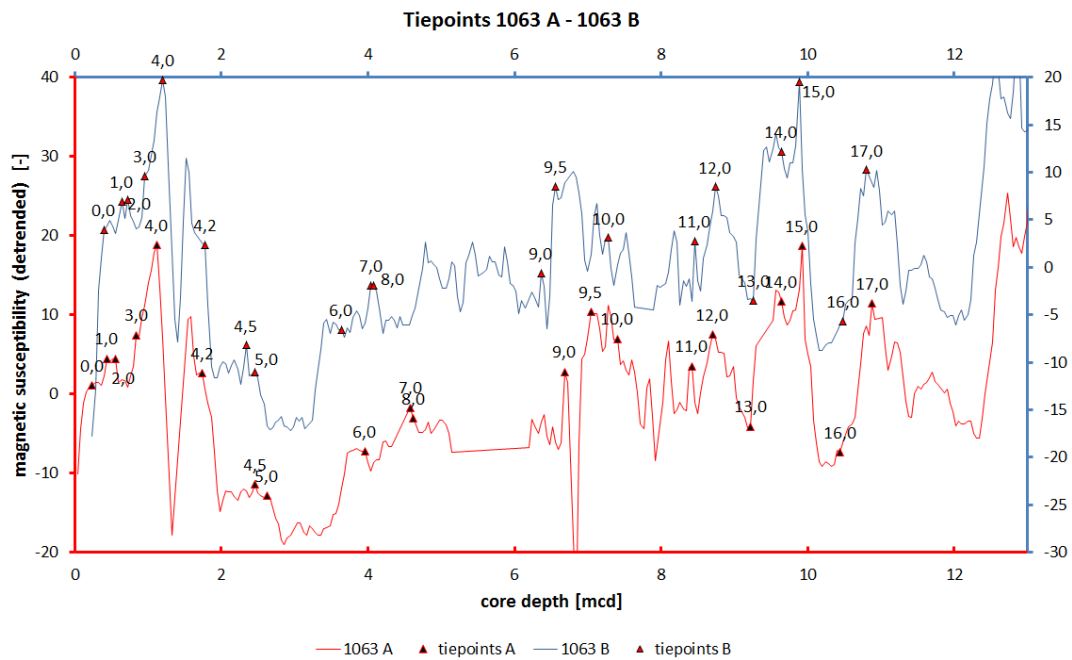


Abb. A.17: Beispiel eines wiggle matching magnetischer Suszeptibilitäten. Hier zu sehen ist die Korrelation von ODP 1063A und 1063B. Zusammengehörige tiepoints sind mit Dreiecken und fortlaufenden Zahlen markiert. Zu erkennen sind auch Übergänge einzelner Sektionen (Luftmessung), etwa bei 1,50 mcd (beide Kerne), und die daraus entstehenden Negativ-Peaks.

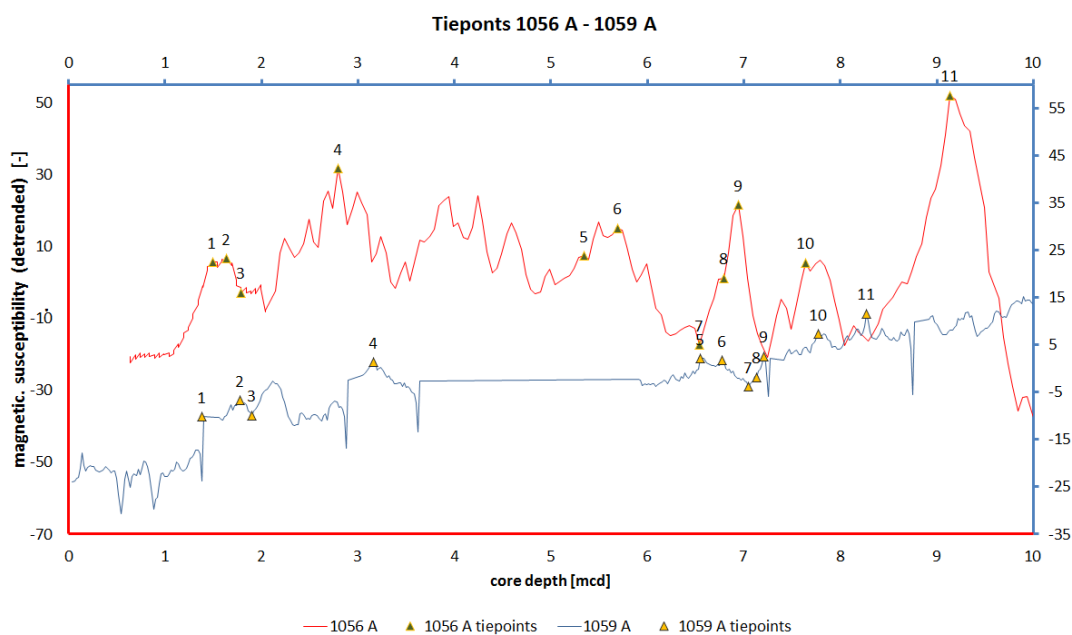


Abb. A.18: Korrelation magnetischer Suszeptibilitäten von ODP 1056A und 1059A

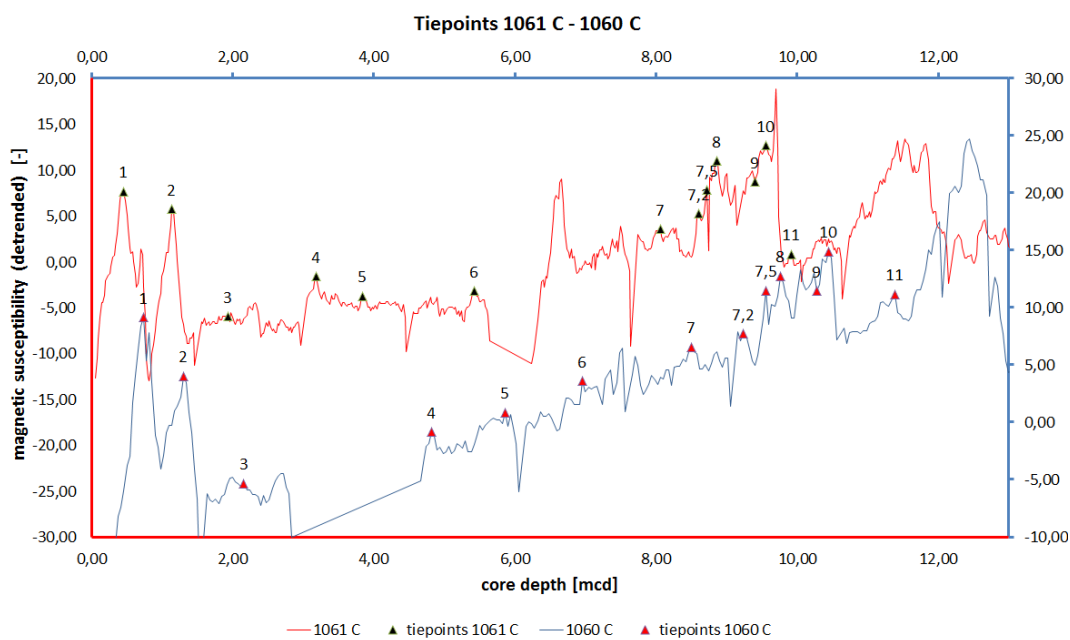


Abb. A.19: Korrelation magnetischer Suszeptibilitäten von ODP 1061C und 1060C

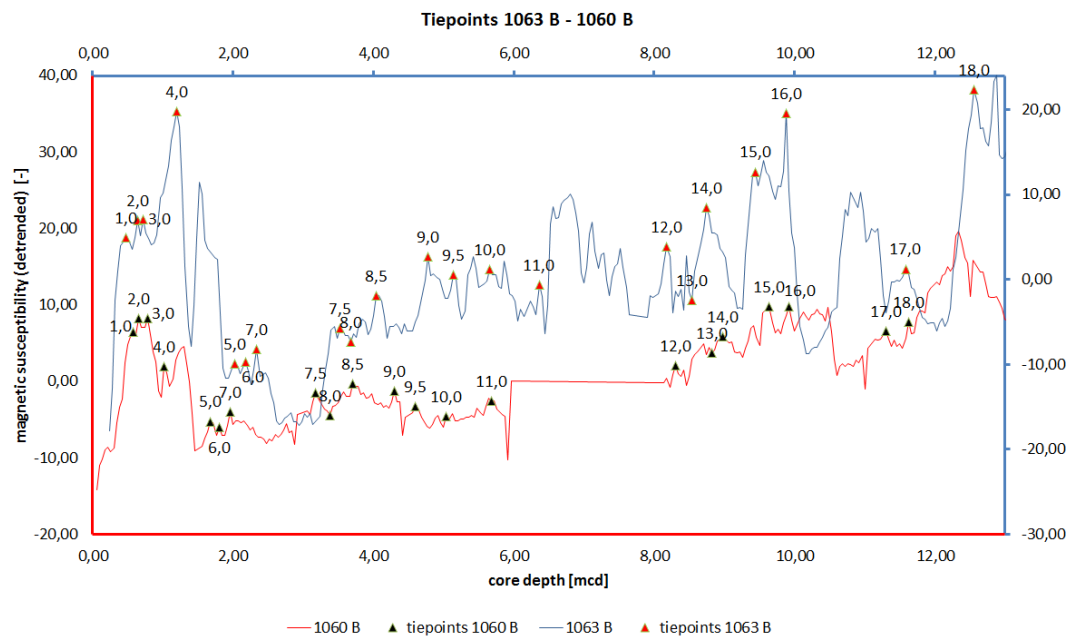


Abb. A.20: Korrelation magnetischer Suszeptibilitäten von ODP 1063B und 1060B

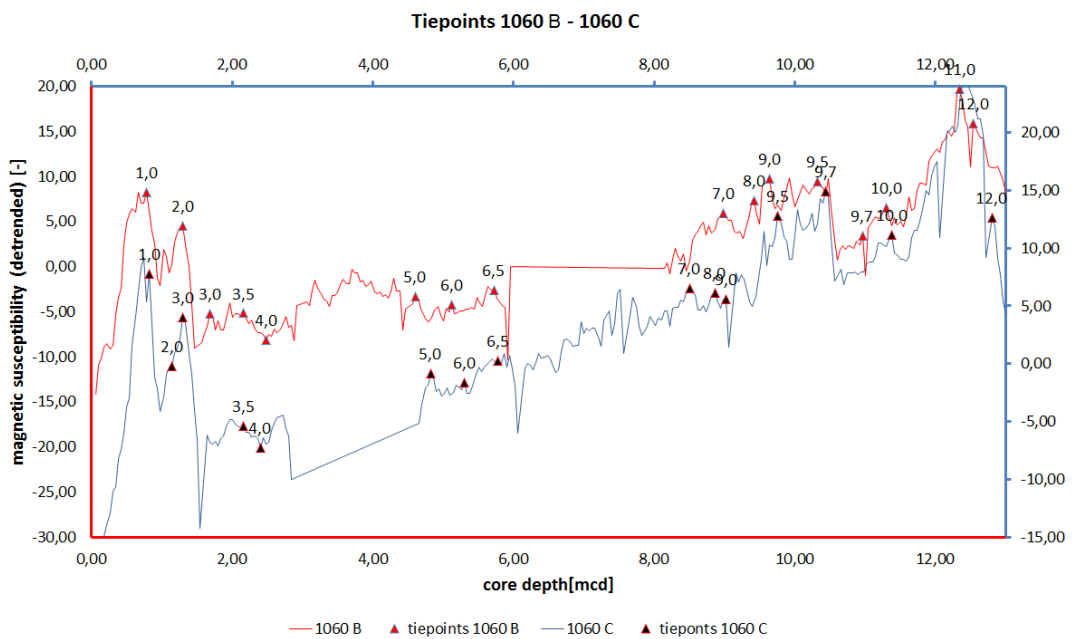


Abb. A.21: Korrelation magnetischer Suszeptibilitäten von ODP 1060B und 1060C



Tiepoints 1059 A - 1056 A			
Tiepoint #	1059 A mcd	1056 A mcd	Alter [ka] (nach 1059 A)
1,0	1,40	1,49	11,2
2,0	1,78	1,64	12,1
3,0	1,90	1,79	12,5
4,0	3,16	2,79	15,9
5,0	6,55	5,34	21,7
6,0	6,77	5,69	22,2
7,0	7,05	6,54	22,9
8,0	7,13	6,79	23,1
9,0	7,21	6,94	23,2
10,0	7,77	7,64	24,2
11,0	8,27	9,14	25,2

Tabelle A.24: Tiepoints 1059 A - 1056 A

Tiepoints 1060 C - 1061 C			
Tiepoint #	1060 C mcd	1061 C mcd	Alter [ka] (nach 1060 C)
1	0,74	0,46	5,2
2	1,30	1,14	13,4
3	2,16	1,94	15,4
4	4,82	3,18	19,9
5	5,86	3,84	21,0
6	6,96	5,42	22,0
7	8,50	8,06	23,4
7,2	9,24	8,60	24,0
7,5	9,56	8,72	24,3
8	9,76	8,86	24,5
9	10,28	9,40	25,1
10	10,44	9,56	25,3
11	11,38	9,92	25,8

Tabelle A.25: Tiepoints 1060 C - 1061 C

Tiepoints 1063 B - 1060 B			
Tiepoint #	1063 B mcd	1060 B mcd	Alter [ka] (nach 1063B)
1,0	0,48	0,58	4,2
2,0	0,64	0,66	5,2
3,0	0,72	0,78	5,9
4,0	1,20	1,02	9,4
5,0	2,02	1,68	13,4
6,0	2,18	1,80	14,2
7,0	2,34	1,96	15,0
7,5	3,52	3,18	17,5
8,0	3,68	3,38	17,9
8,5	4,04	3,70	18,7
9,0	4,78	4,30	19,7
9,5	5,14	4,60	19,9
10,0	5,66	5,04	20,4
11,0	6,36	5,68	20,9
12,0	8,18	8,30	22,7
13,0	8,54	8,82	23,2
14,0	8,74	8,98	23,4
15,0	9,44	9,64	23,8
16,0	9,88	9,92	23,9
17,0	11,58	11,30	25,8
18,0	12,56	11,62	26,0

Tabelle A.26: Tiepoints 1063 B - 1060 B

Tiepoints 1060 B - 1060 C			
<b>Tiepoint #</b>	<b>1060 B mcd</b>	<b>1060 C mcd</b>	<b>Alter [ka] (nach 1060 B)</b>
1,0	0,78	0,82	5,9
2,0	1,30	1,14	11,1
3,0	1,68	1,30	13,4
3,5	2,16	2,16	15,4
4,0	2,48	2,40	16,0
5,0	4,60	4,82	19,9
6,0	5,12	5,30	20,4
6,5	5,72	5,78	20,9
7,0	8,98	8,50	23,4
8,0	9,42	8,86	23,7
9,0	9,64	9,02	23,8
9,5	10,32	9,76	24,5
9,7	10,96	10,44	25,3
10,0	11,30	11,38	25,8
11,0	12,34	12,44	26,55
12,0	12,54	12,80	26,75

Tabelle A.27: Tiepoints 1063 B - 1060 B

## A.4 Opal

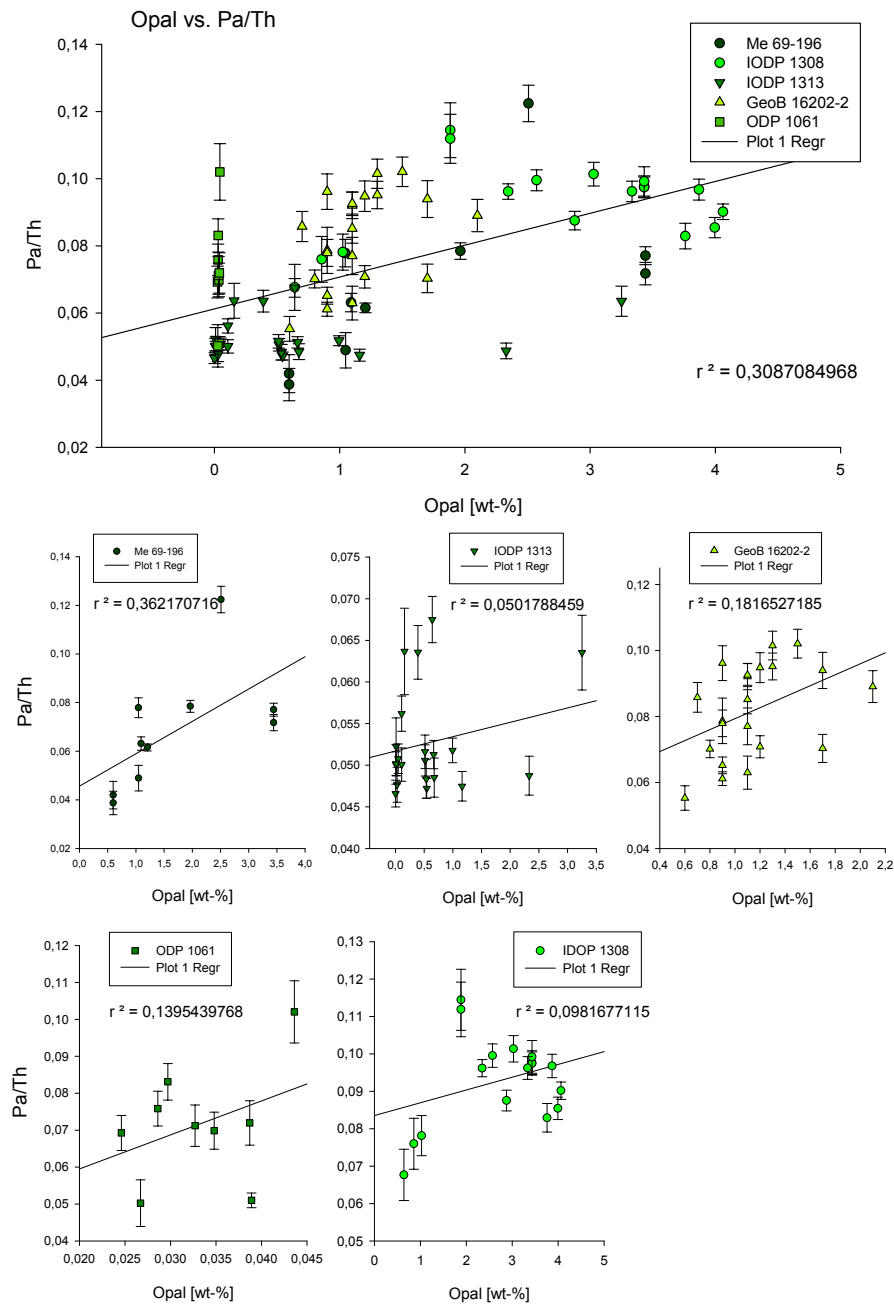


Abb. A.22: Regression Opal - Pa/Th. Alle Opal-vermessenen Proben haben Werte unter 5 % und es bestehen keine signifikante Korrelationen zu den Pa/Th-Werten.

## B Kompilation

Tabelle B.1: Alle Kerne der Kompilation geordnet nach Kern-ID.

ID	Kern Name	Tiefe [m]	Lat. [°]	Long. [°]	Region	Referenz
1	IODP 1308	3871	49,88	-24,24	NE	diese Studie
2	IODP 1313	3414	41,00	-32,96	NW	diese Studie
3	IODP 1314	2899	56,36	-27,89	NNE	diese Studie
4	ODP 1055	1798	32,78	-76,29	NW	Lippold et al. [2012a]
5	ODP 1056	2166	32,48	-76,33	NW	diese Studie
6	ODP 1058	2984	31,69	-75,43	NW	Lippold et al. [2012a]
7	ODP 983	1984	60,40	-23,64	NNE	Lippold et al. [2012a]
8	ODP 1089	4621	-40,94	9,89	SSE	Lippold et al. [2012a]
9	Me-69-196	3905	47,36	-19,71	NE	diese Studie
10	GeoB16202-2	2248	-1,91	-41,59	EqW	diese Studie
11	GeoB16206-1	1367	-1,58	-43,02	EqW	diese Studie
12	IODP 1302	3558	50,10	-45,64	NNW	diese Studie
13	ODP 1060	3481	30,76	-74,57	NW	diese Studie
14	ODP 1061	4038	29,98	-73,60	NW	diese Studie
15	GeoB3722	3506	-25,25	12,02	A	Lippold et al. [2012a]
16	GeoB1711	1967	-23,34	12,38	A	Lippold et al. [2012a]
17	GeoB9508	2384	15,50	-17,95	A	Lippold et al. [2012a]
18	MD3242	1008	-4,22	-37,83	EqW	Lippold et al. [2011]
19	MD3253	3867	-2,35	-35,45	EqW	Lippold et al. [2011]
20	MD3254	3715	-2,80	-35,42	EqW	Lippold et al. [2011]
21	MD3256	3537	-3,55	-35,38	EqW	Lippold et al. [2011]
22	MD3257-5	2350	-4,25	-36,35	EqW	Lippold et al. [2011]
23	GeoB3910	2362	-4,25	-36,35	EqW	Lippold unpub.
24	M35003	1300	12,09	-61,24	NW	Lippold et al. [2011]

Fortsetzung auf nächster Seite

Tabelle B.1 – Fortsetzung von vorheriger Seite

<b>ID</b>	<b>Kern Name</b>	<b>Tiefe [m]</b>	<b>Lat. [°]</b>	<b>Long. [°]</b>	<b>Region</b>	<b>Referenz</b>
25	GeoB 1035	4450	-21,60	5,03	SE	Lippold unpub.
26	GeoB 3935-2	1558	12,61	-59,39	NW	Lippold et al. [2011]
27	GeoB 3937-2W	1654	12,56	-58,77	NW	Lippold et al. [2011]
28	GeoB 3936-1	1854	12,72	-59,00	NW	Lippold et al. [2011]
29	SU90-03	2475	40,00	-32,00	NW	Jackard unpub.
30	MD95-2015	2630	58,76	-25,96	NNE	Lippold et al. [2012a]
31	GS06-144-08GC	1950	60,4	-23,63	NNE	Lippold unpub.
32	MD95-2014	2397	60,58	-22,08	NNE	Lippold et al. [2012a]
33	M45/5 KL90	3143	31,61	-28,02	NE	Lippold et al. [2012a]
34	M45/5 KL86	3028	43,37	-22,49	NE	Lippold et al. [2012a]
35	SU90-09	3375	43,08	-31,08	NW	Lippold et al. [2012a]
36	SU90-08	3080	43,05	-30,04	NW	Böhm unpub.
37	SU90-11	3645	44,07	-40,03	NW	Lippold et al. [2012a]
38	MD08-3182CQ	3757	52,70	-35,94	NNW	Lippold et al. [2012a]
39	GS06-144-02GC	3440	57,48	-48,61	NNW	Lippold et al. [2012a]
40	GeoB1515	3129	4,24	-43,67	EqW	Lippold et al. [2011]
41	GeoB1523	3292	3,83	-41,62	EqW	Lippold et al. [2011]
42	C1 PC-ENG-111	621	-22,50	-40,10	SW	Lippold et al. [2012a]
43	C2 PC-2121009	781	-24,30	-43,20	SW	Lippold et al. [2012a]
44	12JPC	4250	29,75	-72,90	NW	Lippold et al. [2012a]
45	MD02-2594	2440	-33,28	17,33	A	Negre et al. [2010]
46	RC16-66	4424	-0,76	-36,62	EqW	Bradtmitter et al. [2007]
47	RC13-189	3233	1,86	-30,00	Eq	Bradtmitter et al. [2007]
48	V30-40	3706	-0,20	-23,15	EqE	Bradtmitter et al. [2007]
49	V22-182	3614	-0,53	-17,27	EqE	Bradtmitter et al. [2007]
50	RC24-12	3486	-3,01	-11,42	EqE	Bradtmitter et al. [2007]
51	RC24-07	3899	-1,34	-11,92	EqE	Bradtmitter et al. [2007]
52	RC24-01	3837	0,56	-13,65	EqE	Bradtmitter et al. [2007]
53	38GGC	2937	4,90	-20,50	EqE	Pichat unpub.
54	55GGC	4556	4,90	-42,90	EqW	Pichat unpub.
55	58GGC	4341	4,80	-43,00	EqW	Pichat unpub.
56	71GGC	3164	4,40	-43,70	EqW	Pichat unpub.

Fortsetzung auf nächster Seite

Tabelle B.1 – Fortsetzung von vorheriger Seite

ID	Kern Name	Tiefe [m]	Lat. [°]	Long. [°]	Region	Referenz
57	82GGC	2816	4,30	-43,50	EqW	Pichat unpub.
58	29GGC	5105	2,50	-19,80	EqE	Pichat unpub.
59	MD95-2037	2159	37,10	-32,00	NW	Gherardi et al. [2009]
60	GeoB2104	1503	-27,29	-46,37	SW	Hickey [2010]
61	GeoB2107	1045	-27,18	-46,45	SW	Hickey [2010]
62	GeoB2109	2504	-27,91	-45,88	SW	Hickey [2010]
63	GeoB2112	4010	-29,07	-43,22	SW	Hickey [2010]
64	GGC5	4550	33,70	-57,60	NW	McManus et al. [2004]
65	MD02-2588	2907	-41,20	25,5	SSE	Negre et al. [2010]
66	PS2489-2PC	3794	-42,09	9,00	SSE	Negre et al. [2010]
67	SU81-18	3135	37,80	-10,20	NE	Gherardi et al. [2005]
68	MD95-2027	4112	41,70	-52,40	NW	Gherardi et al. [2009]
69	SU90-44	4279	50,20	-17,00	NNE	Gherardi et al. [2009]
70	TN057-13PC-4	2848	-53,30	5,20	SSE	Anderson et al. [2009]
71	TN057-21	4981	-41,10	7,80	SSE	Negre et al. [2010]
72	BOFS 8K	4045	52,50	-22,06	NNE	Roberts et al. [2014]
73	BOFS 10K	2777	54,70	-20,70	NNE	Roberts et al. [2014]
74	BOFS 17K	1150	58,00	-16,50	NNE	Roberts et al. [2014]
75	ODP 1063	4584	33,69	-57,61	NW	Lippold et al. [2009]
76	V25-21	3693	26,40	-45,45	NW	Bradtmitter et al. [2014]
77	V27-263	3704	35,02	-40,91	NW	Bradtmitter et al. [2014]
78	V29-172	3457	33,70	-29,38	NE	Bradtmitter et al. [2014]
79	EW9209 3JPC	3300	5,31	-44,26	NW	Bradtmitter et al. [2014]
80	KNR140 31GGC	3410	30,90	-74,50	NW	Bradtmitter et al. [2014]
81	DACP2	1709	55,97	-9,61	NNE	Hall et al. [2006]
82	MD03-2705	3085	18,08	-21,15	A	Meckler et al. [2013]
83	MD09-3257	2344	-4,24	-36,35	EqW	Burckel et al. [2015]
84	IODP 1304	3064	53,00	-33,53	NNW	diese Studie
85	ODP 1059	2985	31,67	-75,42	NW	diese Studie
86	PS2498-1	3783	-44,15	-14,23	SSE	Anderson et al. [2014]
87	GeoB3808-6	3213	-30,81	-14,71	SE	Jonkers et al. [2015]
88	GeoB2116	4164	-25,51	-36,00	SW	Mollenhauer unpub.

Fortsetzung auf nächster Seite

Tabelle B.1 – Fortsetzung von vorheriger Seite

<b>ID</b>	<b>Kern Name</b>	<b>Tiefe [m]</b>	<b>Lat. [°]</b>	<b>Long. [°]</b>	<b>Region</b>	<b>Referenz</b>
89	GeoB2124	2003	-37,54	-53,54	SSW	Mollenhauer unpub.
90	GeoB2728	4643	-43,99	-56,97	SSW	Mollenhauer unpub.
91	GeoB2734	2295	-39,29	-54,34	SSW	Mollenhauer unpub.
92	GeoB2804	1836	-37,54	-53,54	SSW	Mollenhauer unpub.
93	GeoB2805	2743	-37,61	-53,44	SSW	Mollenhauer unpub.
94	GeoB2824	4512	-33,50	-42,50	SW	Mollenhauer unpub.
95	GeoB2826	3949	-31,90	-40,97	SW	Mollenhauer unpub.
96	GeoB6201-4	473	-26,67	-46,44	SSW	Mollenhauer unpub.
97	GeoB6339	2492	-45,15	-58,38	SSW	Mollenhauer unpub.
98	MD09-3256Q	3537	-3,55	-35,39	EqW	<a href="#">Burckel et al. [2015]</a>



# C Chemische Aufbereitung der Sedimentproben

Um Konzentrationen von Pa und Th (mittels ICP-MS - Inductively coupled plasma mass spectrometry, siehe Kapitel 3.2) bestimmen zu können, muss das Probenmaterial vollständig aufgelöst und in einer liquiden Träger-Lösung vorliegen. In diesem Fall handelt es sich um niedermolare Salpetersäure ( $\text{HNO}_3$ ;  $\approx 1\text{M}$ ) mit Spuren von Flusssäure (HF). Die Aufbereitung der Proben vom reinen Probenmaterial bis zur Messung geschieht in mehreren Schritten:

1. Vorbereitung: Gefriertrocknung der Proben und Pulverisierung
2. Exakte Einwaage
3. Hinzugabe geeigneter interner Standards (Vgl. Kapitel C, Standards)
4. Mikrowellen-Vollaufschluss
5. Trennung und Reinigung von Pa, Th und U mittels Säulenchromatografie
6. Überführung in Träger-Lösung

Für die letzten 3 Schritte ist zwischen den einzelnen Chromatografie-Säulen *Abdampfen* und *Überführen* in geeignete Ausgangslösungen notwendig. Einen zusammenfassenden Überblick der gesamten Aufbereitungsprozedur gibt Grafik C.1 [Böhm, 2014].

## Gefriertrocknung und Pulverisierung

Der Großteil der Sedimente stammt aus dem ODP/IODP Core Repository in Bremen, die Proben des Kerns Me-69-169 aus dem Kernlager der Universität Tübingen, GeoB16206-1 und GeoB16202-2 aus dem Alfred-Wegener-Institut (AWI) in Bremerhaven. Falls noch nicht geschehen, werden die frischen, noch feuchten Sedimentproben einer Sublimationstrocknung (Gefriertrocknung) unterzogen und pulverisiert. Dieser Schritt dient der Homogenisierung und der möglichst vollständigen Auflösung des Sediments im folgenden chemischen Verfahren.

Von jeder Probe werden ca. 200-250 mg Sedimentpulver benötigt. Während der Homogenisierung dürfen keine Kontaminationen durch andere Proben (z.B. Verunreinigung des Mörsers) oder externe Quellen auftreten.

### Einwaage und Spiken

Die Einwaage erfolgt mit Hilfe einer Präzisionswaage mit einer Ablesbarkeit im  $\mu\text{g}$ -Bereich. Das Probenmaterial wird direkt in die speziellen Aufschlussbecher aus PTFE gegeben und der Wägevorgang drei bis fünf mal wiederholt, um eine ausreichende Genauigkeit zu gewährleisten. Direkt im Anschluss werden ca. 3 ml konzentrierte  $\text{HNO}_3$  hinzugegeben, um die Lösung mindestens 24 Stunden ausgasen zu lassen. Dieser Schritt ist notwendig, damit entweichendes  $\text{CO}_2$  die Einwaage nicht verfälscht. Gleichzeitig können sich die *internen Standards* (noch nicht in die Probe gegeben) und Probenlösung mit der Raumtemperatur equilibrieren, um auch hier mögliche Fehleinwaagen zu vermeiden. Die flüssigen Standards werden nach dem Ausgasen und Equilibrieren der Lösung hinzugefügt und ebenfalls exakt eingewogen. Als Standards werden die Isotope  $^{229}\text{Th}$ ,  $^{233}\text{Pa}$  und ein Doppelspike aus  $^{233}\text{U}$  und  $^{236}\text{U}$  verwendet.

### Vollaufschluss und chemisches Verfahren

Unter weiterer Zugabe von 2,5 ml konzentrierter  $\text{HCl}$  und 1 ml konzentrierter  $\text{HF}$  werden die bereits im Säuregemisch befindlichen Proben in einem Mikrowellen-Vollaufschluss vollständig aufgelöst. Die Lösung enthält neben Pa, Th und U die noch zu entfernende *Probenmatrix*, welche während der Säulenchromatografie mit dem Ionentauscher **DOWEX 1-X8**<sup>1</sup> entfernt wird. Im ersten Chromatografie-Schritt werden Matrix entfernt und Pa, Th und U separiert. Im zweiten Schritt wird die Pa-Fraktion purifiziert, insbesondere von  $^{232}\text{Th}$ .  $^{232}\text{Th}$  kommt in Sedimenten in sehr großen Mengen vor und kann bei zu hoher Konzentration in der Probenlösung durch *Tailing* und *Hydridbildung* (Kapitel 3.2) die Signale von  $^{231}\text{Pa}$  und  $^{233}\text{Pa}$  überdecken. Deshalb ist die Reinigung der Pa-Fraktion möglichst effektiv durchzuführen. Das Verfahren ist angelehnt an Pichat [2004] und optimiert an das Heidelberger Geochemie-Labor. Es wird ein Verhältnis von  $^{232}\text{Th}/^{231}\text{Pa} < 1000$  nach der Reinigung angestrebt.

---

<sup>1</sup>Bio-Rad DOWEX AG 1-X8, 100-200 mesh, chloride form

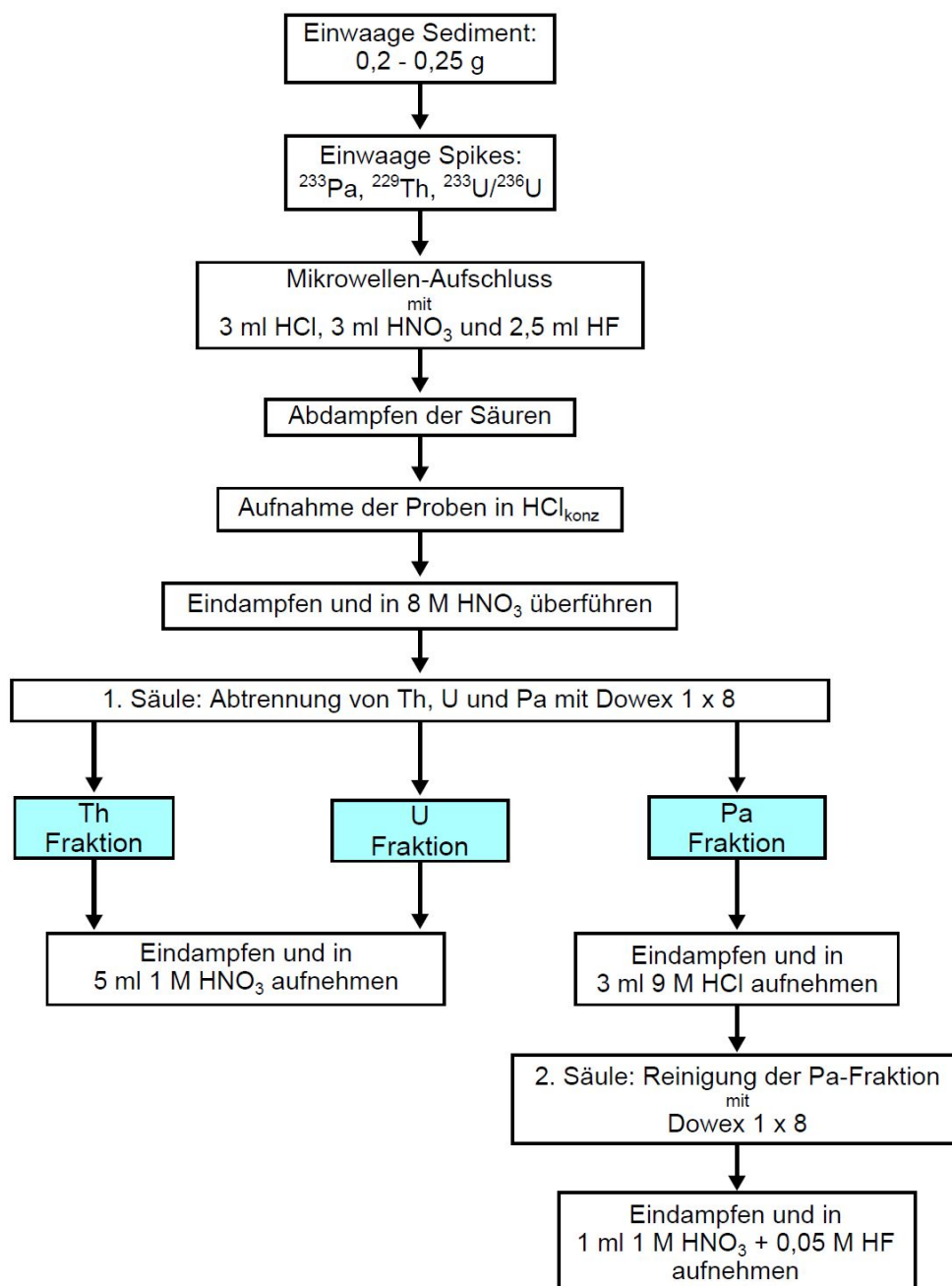


Abb. C.1: Überblick der chemischen Aufbereitung der Sedimente für die Extraktion von Thorium, Uran und Protactinium aus marinen Sedimenten. Quelle: [Böhm, 2014]

## Standards

Für die massenspektrometrische Analyse der Sedimente auf  $^{231}\text{Pa}$ ,  $^{230}\text{Th}$ ,  $^{232}\text{Th}$  und  $^{238}\text{U}$  werden, wie oben erwähnt, geeignete Standards zur Quantifizierung der Konzentrationen herangezogen. Diese müssen sich von dem zu analysierenden Isotop in der Masse unterscheiden und sollten bestenfalls keine natürliche Quelle besitzen. Die sogenannten *Spikes* (= interne Standards) sind, bis auf Protactinium, Lösungen mit bekannten Konzentrationen. Des Weiteren können durch Bekanntheit der gespikten Menge in einer Probe Verluste durch die chemische Aufbereitung bzw. Ausbeute der Prozedur festgestellt werden. Die Spikes werden, wie oben beschrieben, direkt nach Einwaage der Probenmenge, also jeglicher chemischen Behandlung **voran**, hinzugefügt.

### Uran

Als interner Uran-Standard wird ein Doppelspike aus  $^{233}\text{U}$  und  $^{236}\text{U}$  verwendet. Es werden pro Probe ca. 100  $\mu\text{l}$  gespiket. Die Konzentrationen sind  $c_{233} = 389,7 \pm 1,6 \text{ pg/g}$  und  $c_{236} = 39,1 \pm 0,1 \text{ ng/g}$ . Die Abwesenheit des gespikten  $^{236}\text{U}$  in einer Messung ist ein Maß für eine erfolgreiche Uran-Abtrennung aus der Pa-Fraktion (Vgl. Kap. 3.1).

### Thorium

Der Thorium-Spike hat eine Konzentration von 410,74  $\text{pg/g}$   $^{229}\text{Th}$ . Es werden ebenfalls ca. 100  $\mu\text{l}$  gespiket. Der Spike wurde im Heidelberger Labor am TIMS und iCap Q (ICP-Q-MS<sup>2</sup>) kalibriert. Er enthält neben dem erwünschten  $^{229}\text{Th}$  außerdem noch geringe Mengen an  $^{230}\text{Th}$  und  $^{232}\text{Th}$ . Für die entsprechenden Korrekturen wird während jeder Messung der Spike als Einzelprobe mit analysiert. Die prozentualen Verhältnisse zu  $^{229}\text{Th}$  liegen im Mittel bei 1,3 % ( $^{230}\text{Th}$ ) und 0,5 % ( $^{232}\text{Th}$ ).

### Protactinium

Außer  $^{231}\text{Pa}$  haben alle Isotope von Protactinium eine recht kurze Halbwertszeit von wenigen Minuten bis einigen Tagen.  $^{233}\text{Pa}$  ist mit ca. 27 Tagen am langlebigsten und besitzt wie auch das Mutternuklid  $^{237}\text{Np}$  kein natürliches Vorkommen auf der Erde. Es kommt daher als einziges Isotop für eine Verwendung als Spike in Frage. Die Herstellung erfolgt nach [Regelous et al. \[2004\]](#) aus einer  $^{237}\text{Np}$ -Lösung und muss für jede Probenaufbereitung wiederholt wer-

---

<sup>2</sup>Q steht für Verwendung eines Quadrupols als Massendiskriminator.

den<sup>3</sup>.

<sup>233</sup>Pa entsteht durch einen  $\alpha$ -Zerfall mit Halbwertszeit  $T_{1/2}({}^{237}\text{Np}) = 2,14 \cdot 10^6$  Jahre von <sup>237</sup>Np. In der Ausgangslösung befinden sich Mutter- und Tochternuklid im säkularen Gleichgewicht. Die Extraktion wird mit mehreren *Silica-Gel* befüllten Chromatografie-Säulen durchgeführt, um das <sup>233</sup>Pa-Eluat möglichst rein zu halten. Da bei jeder Elution auch ein gewisser Anteil an Neptunium mitgeführt wird und weitere Zerfälle in der fertigen Spike-Lösung vorkommen, ist die wiederholte Durchführung der Extraktion notwendig. Bei diesem Prozess wird auf ein Teilchenverhältnis von  $Np/Pa < 100$  abgezielt, um den Effekt vernachlässigbar gering zu halten. In allen Aufbereitungen dieser Studie wurde  $Np/Pa < 1$  gemessen.

Weitere, wichtige Aspekte, die beachtet werden müssen: <sup>233</sup>Pa zerfällt in seiner kurzen Halbwertszeit zu <sup>233</sup>U und befindet es sich aus diesem Grund auch in der Urlösung (und wird mit eluiert). Außerdem können Verunreinigungen durch Thorium zu einem falschen Messergebnis führen. Deshalb wird als notwendiger, letzter Schritt das Spike-Eluat von Uran und Thorium gereinigt. Dies geschieht mit einer DOWEX Chromatografie-Säule, wie im vorigen Unterkapitel beschrieben. Nachdem Pa aus der Np-Lösung extrahiert wurde, dauert es einige Zeit (in der Regel einige Wochen bis Monate), bis erneut eine ausreichende Menge an <sup>233</sup>Pa gewonnen werden kann.

Weiter ist darauf zu achten, dass ab dem Moment der Spike-Purifizierung bis zur Messung möglichst wenig Zeit vergeht. Spike und Zerfallsprodukt haben die Masse 233, was theoretisch während der massenspektrometrischen Messung keinen Unterschied in der Intensität machen sollte. Pa und U haben jedoch ein unterschiedliches Ionisationsverhalten im Plasma, was zu unterschiedlichen Ionisationsraten und einer fehlerhaften Konzentrationsberechnung führen kann. Die Messung der bearbeiteten Proben sollte deshalb zügig durchgeführt werden, deren Erfolg hängt ab von vergangener Zeit zwischen abgeschlossener Spike-Herstellung und Messung. Dieser Punkt und die Bestimmung der Pa-Spike-Konzentration werden im folgenden Unterkapitel näher erläutert.

## UREM-11

Um eine Aussage über die *Qualität der Messung* und *Reproduzierbarkeit* der Daten treffen zu können, werden neben Replikaten von atlantischen Sedimentproben auch artifizielle Proben bearbeitet. Die vollständige chemische Aufbereitung und Vermessung des zertifizierten **UREM-11** Sediment-Standards erfüllt diese Aufgabe. Die Konzentrationen von Protactinium,

---

<sup>3</sup>Das Extrahieren von <sup>233</sup>Pa aus der <sup>237</sup>Np-Lösung wird auch als „melken“ bezeichnet. Nach einer Melkung entsteht neues Protactinium in der Neptunium-Lösung und es kann nach einiger Zeit wiederholt gemolken werden. Konsequenterweise bezeichnet man die extrahierte <sup>233</sup>Pa-Lösung als „Milch“ und die Np-Lösung als „Kuh“.

Thorium und Uran sind der folgenden Tabelle zu entnehmen:

<b>Element</b>	<b>Isotop</b>	<b>[pg/g]</b>	<b>[dpm/g]</b>
Protactinium	<sup>231</sup> Pa	19,16	2,01
	<sup>233</sup> Pa	-	-
Thorium	<sup>230</sup> Th	960,56	44
	<sup>232</sup> Th	$1,03 \cdot 10^7$	2,5
Uran	<sup>234</sup> U	3182,80	44
	<sup>238</sup> U	$5,89 \cdot 10^7$	44

Tabelle C.1: UREM 11 Konzentrationen

# D Abbildungsverzeichnis

1.1	Atmosphärisches CO <sub>2</sub> der letzten 30.000 Jahre . . . . .	7
2.1	Globale Verteilung von ozeanischem Bodenwasser . . . . .	10
2.2	Die drei Zirkulations-Modi der AMOC . . . . .	12
2.3	Korrelation EPICA und NGRIP, GISP2 und Karbonat . . . . .	14
2.4	IRD-Daten von Me 69-196 . . . . .	15
2.5	IRD-Gürtel und Dropstone . . . . .	16
2.6	Fraktionierung und Scavenging von Pa und Th . . . . .	19
2.7	Zunahme der gelösten Pa- und Th-Konzentrationen mit Tiefe . . . . .	22
2.8	Vertikaler Trend von gelöstem <sup>231</sup> Pa/ <sup>230</sup> Th . . . . .	23
2.9	Horizontale Änderung von sedimentären <sup>231</sup> Pa/ <sup>230</sup> Th . . . . .	24
2.10	Opal-Gürtel im Südatlantik . . . . .	25
2.11	Scavenging von Pa und Th in Abhängigkeit von CaCO <sub>3</sub> und SiO <sub>2</sub> . . . . .	25
2.12	Tiefenabhängigkeit des sedimentären <sup>231</sup> Pa/ <sup>230</sup> Th-Verhältnisses. . . . .	27
2.13	<sup>231</sup> Pa/ <sup>230</sup> Th und ε <sub>Nd</sub> des Bermuda Rise . . . . .	28
2.14	<sup>231</sup> Pa/ <sup>230</sup> Th Datenbank aus [Bradtmiller et al., 2014] . . . . .	30
3.1	Zeitliches Verhalten des Pa-Spikes . . . . .	34
3.2	Tailing und Hydridbildung . . . . .	36
4.1	Lokationen der bearbeiteten Kerne im Nord- und Zentralatlantik . . . . .	39
4.2	Lage der Kerne ODP 1055 - ODP 1063 . . . . .	45
4.3	Tiefen der ODP Leg 172 Kerne und ihre Position in rezenten Wassermassen . . . . .	46
5.1	Altersmodell ODP 1063 . . . . .	51
5.2	Altersmodelle ODP 1056, 1061, 1060B, 1060C . . . . .	51
5.3	<sup>231</sup> Pa/ <sup>230</sup> Th von ODP 1063/GGC5, IODP 1314, IODP 1304 und IODP 1308 . . . . .	53
5.4	<sup>231</sup> Pa/ <sup>230</sup> Th von Me 69-196, IODP 1313, GeoB 16206-1 und GeoB 16202-2 . . . . .	54
5.5	<sup>231</sup> Pa/ <sup>230</sup> Th von ODP 1056, ODP 1059, ODP 1060 und ODP 1061 . . . . .	55

5.6	Mittelwerte der $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Verhältnisse aller Kerne im Vergleich zur Bermuda Rise-Referenz . . . . .	56
5.7	Mittlere Abweichungen zu Bermuda Rise . . . . .	58
5.8	Histogramm $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ Einzelmessungen . . . . .	66
5.9	Karte aller Kerne des Datensets . . . . .	67
5.10	Holozänes $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ aller Kerne . . . . .	70
5.11	Glaziales $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ aller Kerne im LGM . . . . .	72
5.12	Die Modi Warm und Cold . . . . .	73
5.13	$^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ aller Kerne während HS1 . . . . .	75
5.14	$^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ aller Kerne während HS2 . . . . .	76
5.15	Alle regionalen Aufteilung von Holozän, LGM, HS1 und HS2 im Vergleich. . . . .	77
5.16	Tiefenabhängigkeiten der $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Verhältnisse aller Zeitabschnitte und Zonen . . . . .	79
5.17	Zusammenfassende Skizze der Delta-Werte . . . . .	80
5.18	Differenzen aus Holozän und Heinrich-Stadial 1 & 2 . . . . .	81
5.19	Differenzen aus Holozän und Heinrich-Stadial 1 & 2, gefiltert . . . . .	82
5.20	Mittelwerte der Differenzen aus Holozän und Heinrich-Stadialen . . . . .	84
5.21	Differenzen aller verfügbaren $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Verhältnisse aus HS1 und HS2 . . . . .	86
5.22	Mittelwerte der Differenzen aus Heinrich-Stadial 1 und 2 in 1000 m Schichten . . . . .	87
6.1	Tiefencharakteristiken der Zeitscheiben in Nord-, Äquatorial- und Südzone . . . . .	90
6.2	Differenzen bei einem hypothetischen Stillstand während der Heinrich-Stadiale . . . . .	92
6.3	Differenzen $\Delta(\text{LGM}, \text{HS1})$ für die Bereiche N und Eq . . . . .	93
6.4	Kreuzung aus Cold und Off . . . . .	94
6.5	Differenzen der einzelnen Schichten im Holozän . . . . .	94
6.6	Atlantische $\epsilon\text{Nd}$ -Verteilung im Holozän und LGM . . . . .	95
6.7	Konstruktion des holozänen Zirkulationsmodus . . . . .	96
6.8	Konstruktion des glazialen Zirkulationsmodus . . . . .	97
6.9	Die alternativen Modi Warm und Cold . . . . .	97
6.10	Oberflächenwassertemperatur und Relativer Meeresspiegel . . . . .	98
A.1	IODP 1314, Zusatzdaten . . . . .	120
A.2	IODP 1304, Zusatzdaten . . . . .	121
A.3	JPC-13 . . . . .	122
A.4	IODP 1308, Zusatzdaten . . . . .	123
A.5	DSDP 609 . . . . .	124



---

A.6	Heinrich Abschnitte von IODP 1308 . . . . .	125
A.7	Me 69-196, Zusatzdaten . . . . .	126
A.8	Altersmodell des Kerns Me 69-169 . . . . .	127
A.9	Vorderer Teil des Altersmodell des Kerns Me 69-169 . . . . .	127
A.10	ODP 1313, Zusatzdaten . . . . .	128
A.11	ODP 1056, Zusatzdaten . . . . .	129
A.12	ODP 1059, Zusatzdaten . . . . .	130
A.13	ODP 1060, Zusatzdaten . . . . .	131
A.14	ODP 1061, Zusatzdaten . . . . .	132
A.15	GeoB 16206-1, Zusatzdaten . . . . .	133
A.16	GeoB 16202-2, Zusatzdaten . . . . .	134
A.17	Korrelation magnetischer Suszeptibilitäten von ODP 1063A und 1063B . . .	152
A.18	Korrelation magnetischer Suszeptibilitäten von ODP 1056A und 1059A . . .	153
A.19	Korrelation magnetischer Suszeptibilitäten von ODP 1061C und 1060C . . .	153
A.20	Korrelation magnetischer Suszeptibilitäten von ODP 1063B und 1060B . . .	154
A.21	Korrelation magnetischer Suszeptibilitäten von ODP 1060C und 1060B . . .	154
A.22	Regression Opal - Pa/Th . . . . .	158
C.1	Überblick der chemischen Aufbereitung der Sedimente . . . . .	165



# E Tabellenverzeichnis

2.1	Zeitpunkte der Heinrich-Ereignisse (in ka BP). Quelle: Bradley [2015] . . . .	15
4.1	Aufbereitete Sedimentproben . . . . .	40
4.2	Zusatzdaten IODP 1314 . . . . .	41
4.3	Zusatzdaten IODP 1304 . . . . .	42
4.4	Zusatzdaten IODP 1308 . . . . .	43
4.5	Zusatzdaten Me 69-196 . . . . .	44
4.6	Zusatzdaten IODP 1313 . . . . .	45
4.7	Zusatzdaten ODP 1056 bis 1061 . . . . .	47
4.8	Zusatzdaten von GeoB 16206-1 . . . . .	48
4.9	Zusatzdaten von GeoB 16202-2 . . . . .	48
5.1	$^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Mittelwerte aller Kerne . . . . .	57
5.2	Mittlere Abweichungen von $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ zum Bermuda Rise . . . . .	58
5.3	Räumliche Einteilung der Kerne nach Breitengraden . . . . .	68
5.4	In dieser Studie definierte Zeitscheiben . . . . .	68
5.5	Mittlere $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Verhältnisse nach Tiefe und Zonen im Holozän und LGM	71
5.6	Mittlere $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Verhältnisse nach Tiefe und Region während HS1 und HS2	74
5.7	Mittelwerte der Differenzen . . . . .	83
5.8	Mittelwerte der Differenzen aus HS1 und HS2 . . . . .	85
A.1	Übersicht Einzelprofile . . . . .	119
A.2	IODP 1314, $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Daten zu Abbildung 5.3, b und A.1 . . . . .	135
A.3	IODP 1314, Konzentrationen . . . . .	136
A.4	IODP 1304, $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Daten zu Abbildung 5.3, c und A.2 . . . . .	137
A.5	IODP 1304, Konzentrationen . . . . .	138
A.6	IODP 1308, $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Daten zu Abbildung 5.3, d und A.4 . . . . .	139
A.7	IODP 1308, Konzentrationen . . . . .	140
A.8	Me 69-196, $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Daten zu Abbildung 5.4, a und A.7 . . . . .	141

A.9 Me 69-196, Konzentrationen . . . . .	141
A.10 IODP 1313, $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Daten zu Abbildung 5.4, f und A.10 . . . . .	142
A.11 IODP 1313, Konzentrationen . . . . .	143
A.12 ODP 1056, $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Daten zu Abbildung 5.5, i und A.11 . . . . .	144
A.13 ODP 1056, Konzentrationen . . . . .	144
A.14 ODP 1059, $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Daten zu Abbildung 5.5, j und A.12 . . . . .	145
A.15 ODP 1059, Konzentrationen . . . . .	145
A.16 ODP 1060, $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Daten zu Abbildung 5.5, k und A.13 . . . . .	146
A.17 ODP 1060, Konzentrationen . . . . .	146
A.18 ODP 1061, $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Daten zu Abbildung 5.5, l und A.14 . . . . .	147
A.19 ODP 1061, Konzentrationen . . . . .	147
A.20 GeoB 16206-1, $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Daten zu Abbildung 5.4, g und A.15 . . . . .	148
A.21 GeoB 16206-1, Konzentrationen . . . . .	149
A.22 GeoB 16202-2, $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ -Daten zu Abbildung 5.4, h und A.16 . . . . .	150
A.23 GeoB 16202-2, Konzentrationen . . . . .	151
A.24 Tiepoints 1059 A - 1056 A . . . . .	155
A.25 Tiepoints 1060 C - 1061 C . . . . .	155
A.26 Tiepoints 1063 B - 1060 B . . . . .	156
A.27 Tiepoints 1060 B - 1060 C . . . . .	157
B.1 Alle Kerne der Kompilation geordnet nach Kern-ID. . . . .	159
C.1 UREM 11 Konzentrationen . . . . .	168

**Eidesstattliche Versicherung gemäß § 8 der Promotionsordnung  
der Naturwissenschaftlich-Mathematischen Gesamtfakultät  
der Universität Heidelberg**

1. Bei der eingereichten Dissertation zu dem Thema

---

---

---

handelt es sich um meine eigenständig erbrachte Leistung.

2. Ich habe nur die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt und mich keiner unzulässigen Hilfe Dritter bedient. Insbesondere habe ich wörtlich oder sinngemäß aus anderen Werken übernommene Inhalte als solche kenntlich gemacht.

3. Die Arbeit oder Teile davon habe ich wie folgt/bislang nicht<sup>1)</sup> an einer Hochschule des In- oder Auslands als Bestandteil einer Prüfungs- oder Qualifikationsleistung vorgelegt.

Titel der Arbeit: \_\_\_\_\_

---

Hochschule und Jahr: \_\_\_\_\_

Art der Prüfungs- oder Qualifikationsleistung: \_\_\_\_\_

4. Die Richtigkeit der vorstehenden Erklärungen bestätige ich.

5. Die Bedeutung der eidesstattlichen Versicherung und die strafrechtlichen Folgen einer unrichtigen oder unvollständigen eidesstattlichen Versicherung sind mir bekannt.

Ich versichere an Eides statt, dass ich nach bestem Wissen die reine Wahrheit erklärt und nichts verschwiegen habe.

\_\_\_\_\_  
Ort und Datum

\_\_\_\_\_  
Unterschrift

<sup>1)</sup> Nicht Zutreffendes streichen. Bei Bejahung sind anzugeben: der Titel der andernorts vorgelegten Arbeit, die Hochschule, das Jahr der Vorlage und die Art der Prüfungs- oder Qualifikationsleistung.