



HAL
open science

Dynamique de la circulation profonde en Atlantique Nord subpolaire au cours des derniers 400 000 ans

Nathan Stevenard

► **To cite this version:**

Nathan Stevenard. Dynamique de la circulation profonde en Atlantique Nord subpolaire au cours des derniers 400 000 ans. Océan, Atmosphère. Université Paris-Saclay, 2023. Français. NNT : 2023UPASJ027 . tel-04689992

HAL Id: tel-04689992

<https://theses.hal.science/tel-04689992v1>

Submitted on 6 Sep 2024

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Dynamique de la circulation profonde en Atlantique Nord subpolaire au cours des derniers 400 000 ans

*Dynamics of the subpolar North Atlantic deep circulation over the last
400,000 years*

Thèse de doctorat de l'université Paris-Saclay

École doctorale n° 579, sciences mécaniques et énergétiques, matériaux et
géosciences (SMEMaG)

Spécialité de doctorat : Géosciences

Graduate School : Géosciences, climat, environnement et planètes.

Réfèrent : Université de Versailles-Saint-Quentin-en-Yvelines

Thèse préparée dans l'unité de recherche **Laboratoire des Sciences du Climat et
de l'Environnement (Université Paris-Saclay, CNRS, CEA, UVSQ)**, sous la
direction de **Catherine KISSEL**, ingénieure-chercheuse CEA, et le co-encadrement de
Aline GOVIN, chargée de recherche CNRS

Thèse soutenue à Paris-Saclay, le 28 novembre 2023, par

Nathan STEVENARD

Composition du Jury

Membres du jury avec voix délibérative

Didier PAILLARD

Ingénieur – chercheur (HDR), CEA

Président

Mary ELLIOT

Professeure des universités (HDR),
Université de Nantes

Rapporteur et Examinatrice

Samuel JACCARD

Professeur associé (HDR),
Université de Lausanne

Rapporteur et Examinateur

Samuel TOUCANNE

Cadre de recherche, IFREMER

Examinateur

Titre : Dynamique de la circulation profonde en Atlantique Nord subpolaire au cours des derniers 400 000 ans

Mots clés : Circulation nord-atlantique ; intensité de courants profonds ; points de bascule climatique ; paléocéanographie ; paleoclimatologie.

Résumé : Les modèles du climat simulent un ralentissement de la circulation méridienne atlantique de retournement (*Atlantic Meridional Overturning Circulation*, AMOC) au cours du 21^{ème} siècle. Cependant, de grandes incertitudes demeurent sur l'ampleur de ce ralentissement. Les mécanismes contrôlant l'AMOC, dont notamment les interactions océan-atmosphère-glace associées, sont encore mal compris et mal représentés dans ces modèles climatiques. L'AMOC consiste en la dérive nord-atlantique des eaux chaudes et salées du Gulf Stream, qui plongent lors de la formation hivernale de glace de mer dans les mers nordiques. Elles débordent ensuite vers le Sud dans le bassin Atlantique, en franchissant les seuils basaltiques entre le Groenland, l'Islande et l'Écosse. Ces courants de débordement forment par la suite les eaux les plus profondes de l'Atlantique Nord, appelées *North Atlantic Deep Water* (NADW).

Mon projet de thèse vise à étudier, au cours des derniers 400 000 ans, les variations d'intensité de l'une des masses d'eau de débordement (*Iceland-Scotland Overflow Water* ou ISOW), qui constitue l'une des deux branches profondes de l'AMOC en Atlantique Nord. Une approche multi-traceurs incluant des analyses par fluorescence aux rayons-X, de granulométrie et de magnétisme environnemental, a été appliquée sur les fractions détritiques de trois archives sédimentaires (MD03-2673, MD03-2679 et MD03-2685) situées le long du passage de l'ISOW actuel (Björn et Gardar drifts).

A l'échelle glaciaire-interglaciaire, l'ISOW est caractérisée par deux régimes distincts : intensité forte durant les périodes interglaciaires au sens large, intensité faible (mais non nulle) durant les périodes glaciaires. Les transitions entre ces deux régimes semblent être déclenchées par des événements millénaires. L'état du régime d'intensité suite à cet événement semble dépendre du volume des calottes glaciaires de l'hémisphère Nord, notamment lorsqu'une valeur seuil de $\delta^{18}\text{O}$ benthique de 4 ‰ est franchie.

A l'échelle millénaire, les variations d'intensité de l'ISOW montrent un fort couplage entre les températures de surface du gyre subpolaire, celles du Groenland, et les décharges d'eau douce en Atlantique Nord. Un schéma complexe semble émerger de ces couplages, suggérant que les variations d'intensité de l'ISOW (ralentissement/renforcement) agissent comme une conséquence d'une extension/rétraction du gyre subpolaire et de la quantité d'eau douce déversée en Atlantique Nord, mais également comme une cause de refroidissement/réchauffement de l'hémisphère Nord.

Les optima climatiques passés, parfois plus chauds qu'aujourd'hui, montrent les intensités les plus fortes des derniers 400 000 ans. Elles ont lieu à la fin des optima climatiques, soit plusieurs milliers d'années après les maxima de température de surface et de gaz à effet de serre. Ces maxima tardifs d'intensité de l'ISOW semblent être liés à un contexte orbital particulier, influençant le climat régional en mer nordiques, proche des zones de convection.

A toutes ces échelles de temps, les changements de l'intensité de l'ISOW semblent être gouvernés par des changements de densité entre l'amont (Gulf Stream, dérive Nord Atlantique) et l'aval (zones de convection dans les mers nordiques) du système hydrologique nord-atlantique de surface/subsurface. La prise en compte de l'importance de tels mécanismes dans les modèles climatiques pourrait permettre d'améliorer et mieux représenter les changements océanographiques futurs.

Title : Dynamics of the deep circulation in the subpolar North Atlantic over the past 400,000 years.

Keywords : North Atlantic circulation; Intensity of deep currents; climate tipping points; paleoceanography; paleoclimatology

Abstract : Climate models simulate a slowdown of the Atlantic Meridional Overturning Circulation (AMOC) over the 21st century, but major uncertainties still remain as to the extent of this slowdown. The mechanisms controlling AMOC, including the associated ocean-atmosphere-ice interactions, are still poorly understood and represented in these climate models. The AMOC consists of a northward drift of the warm and salty waters to the Nordic Seas, due to winter sea ice formation, these waters densify and sink. They return southward into the Atlantic basin, passing over the basaltic sills between Greenland, Iceland and Scotland. These overflow currents then form the deepest waters of the North Atlantic, known as North Atlantic Deep Water (NADW).

The aim of my PhD project is to study, over the last 400,000 years, the variations in the strength of one of the overflow water masses (the Iceland-Scotland Overflow Water or ISOW), which constitutes one of the two deeper branches of the AMOC in the North Atlantic. A multi-proxy approach, including X-ray fluorescence, grain size and environmental magnetism analyses, was applied to the detrital fractions of three sedimentary archives (MD03-2673, MD03-2679 and MD03-2685) located along the present-day pathway of ISOW (Björn and Gardar drifts).

On glacial-interglacial timescales, the ISOW is characterized by two distinct regimes: strong intensity during interglacial periods (*s.l.*), weak (but not absent) intensity during glacial periods. The transitions between these two regimes appear to be triggered by millennial scale events. The state of the intensity regime following this event then seems to depend on the Northern Hemisphere ice-sheet volume, particularly when a benthic $\delta^{18}\text{O}$ threshold value of 4 ‰ is crossed.

On millennial timescales, ISOW intensity variations show a strong coupling between surface temperatures of the subpolar gyre, of Greenland, and freshwater discharges in the North Atlantic. A complex pattern seems to emerge from these couplings, suggesting that variations in ISOW intensity (slowdown/strengthening) act as a consequence of an extension/retraction of the subpolar gyre and the amount of freshwater discharged into the North Atlantic, but also as a cause of cooling/warming in the Northern Hemisphere.

Past climate optima, sometimes warmer than today, show the strongest intensities of the last 400,000 years. They occur at the end of the climatic optima, several thousand years after the surface temperature and greenhouse gas maxima. These late maxima in ISOW intensity appear to be linked to a particular orbital context, influencing regional climate in the Nordic Seas, close to convection areas.

Changes in ISOW intensity appear to be, on all time scales, dominated by density changes between the upstream (Gulf Stream, North Atlantic drift) and downstream (convection areas in the Nordic seas) North Atlantic surface/subsurface hydrological system. Considering the importance of such mechanisms in climate models could help improve and better represent future oceanographic changes.



LSCE

LABORATOIRE DES SCIENCES DU CLIMAT
& DE L'ENVIRONNEMENT



lefe



université PARIS-SACLAY



Remerciements

Mes premiers remerciements vont aux membres du Jury, qui ont accepté d'évaluer mes travaux de thèse.

Je tiens à remercier mon employeur, le CEA, pour m'avoir octroyé un financement de thèse et permis de réaliser cette thèse dans les meilleures conditions.

Ce travail a également été soutenu financièrement par le programme national français LEFE (Les Enveloppes Fluides et l'Environnement) dans le cadre du projet DECORATING (« Dynamique des principaux courants profonds de l'Atlantique lors des périodes chaudes du passé : étude des interglaciaires des derniers 360 00 ans », 2021-2023).

Merci également au LSCE et à son directeur Philippe Bousquet. Ce laboratoire m'a permis d'appréhender ma thèse avec sérénité. La richesse de la diversité des thèmes de recherche abordés et l'équipement analytique en font (avis personnel), l'un des meilleurs laboratoires de recherche sur le climat.

Après ces remerciements formels, quelque chose de plus personnel. Tout d'abord je voudrais remercier Catherine et Aline, qui m'ont accordé leur confiance pour la réalisation de ces travaux de thèse.

Catherine, un grand merci pour ta disponibilité, ta franchise et tes conseils. De mémoire, je ne suis jamais ressorti de ton bureau sans avoir eu une réponse à ma question (pas forcément celle que j'attendais !). Ce fut un grand plaisir de travailler à tes côtés et de profiter de toute ton expertise.

Aline, merci également pour ta disponibilité et nos (parfois longues) discussions sur des idées de mécanismes. Aaaah les mécanismes... toujours les mécanismes ! Merci de m'avoir poussé à essayer de les chercher, ces foutus mécanismes ! C'était un plaisir de travailler avec toi durant ces trois années et j'espère pouvoir continuer à le faire plus tard, sur d'autres projets. Merci également de m'avoir permis de participer à ma première mission océanographique, sur le Marion qui plus est ! Même si la période ne s'y prête pas forcément, c'était une super expérience.

Merci également aux participants du projet DECORATING. Nos réunions et discussions m'ont fortement aidé dans mes réflexions.

Je remercie également toute l'équipe CliMag : Camille, Aurélie, Gwenaël, Giorgia, Marie, Alessandro, pour tous ces moments conviviaux que nous avons passé.

Un grand merci particulièrement à Camille et Aurélie pour leur aide concernant les analyses, et les coups de pression d'avant analyse (« Attention Nathan, cette sonde vaut très chère et (biensûr) elle est extrêmement fragile »). J'espère que vous continuerez à vous entendre aussi bien, ça nous (les étudiants) amuse beaucoup de vous entendre vous dire à quel point vous vous aimez :-).

Merci à Nathaëlle, avec qui j'ai co-encadré un stagiaire de M2 et qui m'a « introduit » à l'univers de la modélisation, j'ai hâte de découvrir tout ça plus en détail !

Un grand merci à Florian Sévellec, avec qui j'ai pu avoir des discussions extrêmement intéressantes concernant la circulation océanique actuelle et ces mécanismes de variabilité.

Merci également à Louis Rouyer avec qui j'ai partagé d'excellents moments ou discussions scientifiques très intéressantes.

Ça peut paraître lointain maintenant, mais merci également à tous les enseignants de la licence de Géosciences d'Angers et du master Sciences de la mer de Perpignan. Vous avez su me faire découvrir et aimer cette belle discipline.

Au point où j'en suis, merci aux tuteurs de mes différents stages : Grégoire (LPG-BIAF), Jean-Carlos (ISMER) et Frédérique (EPOC), qui eux m'ont surtout donné l'envie de faire de la recherche !

Pour le reste, je vais faire un tir groupé pour inclure tout le monde : merci aux chercheurs, ingénieurs, administratifs, informaticiens, post-docs ou doctorants avec qui j'ai pu échanger, au LSCE ou ailleurs.

Je remercie également mes parents et grands-parents, pour m'avoir soutenu durant toutes ces années d'études pour en arriver aujourd'hui à rendre un manuscrit de thèse. Qui l'aurait cru il y a 8 ans lorsque j'ai décidé d'aller en fac de sciences « parce que petit, j'aimais bien regarder les documentaires qui parlaient de la mer sur Arte » ?

Bizarrement, on veut que ça arrive en dernier dans ce genre de document, alors que c'est probablement le plus important pour moi :

Un très grand merci à ma compagne Fanny, pour m'avoir soutenu et pris sur elle concernant mes absences, physiques (notamment mon « hibernation » au labo en fin de thèse) ou mentales (bah oui, quand on fait une thèse, on est souvent plongé dans nos pensées). Avec Béryl et Ezio, mes deux enfants, vous êtes mon moteur au quotidien. C'est principalement grâce à vous que j'en suis là aujourd'hui.

Liste des acronymes

Acronyme	Définition (En ou Fr)	Acronyme	Définition (En ou Fr)
AABW	Antarctic Bottom Water	LIG	Last InterGlacial
ACC	Antarctic Circumpolar Current	LRCE	Log-Ratio Calibration Equation
AMOC	Atlantic Meridional Overturning Circulation	LSW	Labrador Sea water
AMS	Accelerator Mass Spectrometry	M.A.R.	Mid-Atlantic Ridge
ARM	Anhyseretic Remanent Magnetization	MCV	Millennial-scale Climate Variability
B/A	Bølling-Allerød	MIS	Marine Isotopic Stage
BP	Before Present (year 1950)	MLC	Multivariate Log-ratio Calibration
CAA	Canadian Arctic archipelago	MOC	Meridional Oceanic Circulation
CASQ	Calypso Square	MWP	Meltwater pulse
CDM	Carbon Dioxide Maxima	NAC	North Atlantic current
D-O	Dansgaard Oeschger events	NADW	North Atlantic Deep Water
DLC	Direct Linear Calibration	NPS	<i>Neogloboquadrina pachyderma</i> (senestre)
DSOW	Denmark Strait Overflow Water	NRM	Natural Remanent Magnetization
DWBC	Deep Western Boundary Current	NSW	Northern-Sourced Water or Northern Source waters
EDC	EPICA dôme C	ODP	Ocean Drilling Program
EGC	East Greenland current	PC	Principal Component
EM	End-Member	PCA	Principal Component Analyses
EMA	End-Member Analysis	PI	Préindustrielle
G	Glaciaire	RMSE	Root Mean Square Error
GES	Gaz à Effet de Serre	RPI	Relative Paleo-Intensity
GI	Greenland Interstadial	<i>s.l.</i>	<i>senso lato</i>
GIN	Greenland-Iceland-Norwegian seas	SAF	SubArctic Front
GNAIW	Glacial North Atlantic Intermediate Water	SAR	Sediment Accumulation Rate
GS	Greenland Stadial	SPG	SubPolar Gyre
GSD	Grain-Size Distribution	SPNA	SubPolar North Atlantic
GUI	Graphical User Interface	SST	Sea Surface Temperature
HE	Heinrich Event	SSW	Southern-Sourced Water or Southern Source waters
HS	Heinrich Stadial	STG	SubTropical Gyre
IG	Interglaciaire	STNA	SubTropical North Atlantic

IODP	Integrated Ocean Drilling Program	T-X	Termination-X
IRD	Ice-Rafted Detritus (or Debris)	ULC	Univariate Log-Ratio Calibration
IRM	Isothermal Remanent Magnetization	WGC	West Greenland Current
ISOW	Iceland-Scotland Overflow Water	XRF	X-ray Fluorescence
ITCZ	InterTropical Convergence Zone	YD	Younger Dryas
LGM	Last Glacial maximum		

Table des matières

Introduction	1
Chapitre I : État de l'art	5
I.1. Les climats passés des derniers 400 ka	2
I.2. Contexte environnemental actuel	32
I.3. Circulation profonde en Atlantique Nord au cours des derniers 400 000 ans	46
I.4. Problématiques et objectifs de cette thèse	73
Chapitre II : Matériel et méthodes	75
II.1. Échantillonnage du matériel sédimentaire	76
II.2. Analyses granulométriques	82
II.3. Spectrométrie de fluorescence X	94
II.4. Propriétés magnétiques	106
Chapitre III : Chronologies	123
III.1. Stratégie des chronologies	125
III.2. Chronologies des carottes étudiées	128
Chapitre IV : Correction de l'influence des IRD	139
Chapitre V : Variabilité glaciaire-interglaciaire de l'intensité de l'ISOW au cours des derniers 400 ka	159
V.0. Abstract	162
V.1. Introduction	163
V.2. Regional settings and sedimentary material	165
V.3. Methods	167
V.4. Results	172
V.5. Discussion	178

V.6. Conclusion	185
Chapitre VI : Construction d'un stack de la variabilité de l'intensité de l'ISOW au cours des derniers 380 ka	187
VI.1. Méthode de stack utilisée	188
VI.2. Le choix des traceurs	190
VI.3. Construction finale du stack ISOW _{int}	199
Chapitre VII : Variabilité millénaire de l'intensité de l'ISOW	201
VII.1. Méthodes de caractérisation la variabilité millénaire	202
VII.2. Variabilité millénaire de l'intensité de l'ISOW	209
VII.3. Conclusion	220
Chapitre VIII : Intensité de l'ISOW durant les périodes interglaciaires des derniers 400 ka	223
VIII.1. Comparaisons des intensités de l'ISOW durant les optima climatiques des derniers 400 ka	224
VIII.2. Les forçages de l'intensité de l'ISOW durant les optima	229
VIII.3. Conclusions	239
Conclusion et perspectives	241
Références	247
Annexes	269
Annexe S1 : Comparaison des techniques de mesures de microgranulométrie	270
Annexe S2 : "Supplemental Information" du Chapitre IV	273
Annexe S3 : "Supplemental Material" du Chapitre V	277
Liste des figures	290
Liste des tableaux	297



Introduction

La circulation océanique joue un rôle crucial dans le système climatique. Les échanges de chaleurs et de gaz à effet de serre entre l'océan et l'atmosphère font du système océanique un acteur majeur du climat. Depuis quelques dizaines d'années, dans un contexte de réchauffement climatique, un déclin de la circulation méridienne atlantique de retournement (*Atlantic Meridional Overturning Circulation*, AMOC), sans précédent au cours des derniers 1000 ans, est observé (Caesar et al., 2018, 2021). Les modèles du climat estiment que cette diminution d'intensité de l'AMOC continuera au cours du siècle à venir. Cependant, l'amplitude de ce déclin diffère grandement selon les modèles climatiques utilisés (Bellomo et al., 2021). Ces incertitudes viennent principalement des mécanismes de variabilité de la circulation océanique, encore mal compris et/ou mal représentés dans ces modèles du climat.

L'étude des variations passées de l'AMOC permet d'améliorer notre compréhension des mécanismes en jeu lors de périodes de changements climatiques importants. Cette étude se fait principalement sur les reconstructions de la variabilité d'intensité des masses eaux profondes en Atlantique Nord, appelées « eaux profondes nord-atlantiques » (*North Atlantic Deep Water*, NADW). Deux « courants de débordements » forment cette NADW, dont le courant de débordement de l'Islande-Ecosse (*Iceland-Scotland Overflow Water*, ISOW).

Sur de longues échelles de temps (centaines de milliers d'années), une théorie basée sur des modèles du climat met en avant deux états stables de l'AMOC : l'un faible, l'autre fort, dépendant des conditions climatiques (Stommel, 1961; Zhang et al., 2014). Cette théorie n'a cependant pas encore été confirmée par des données d'intensité de courants profonds.

Les informations disponibles concernant l'évolution passée de l'intensité de la circulation profonde sont très parcellaires. Cependant, plusieurs études ont pu mettre en avant certains mécanismes de variabilité de la circulation océanique profonde.

Durant la dernière période glaciaire, un lien entre l'intensité de la circulation océanique profonde et les variations de températures de l'hémisphère Nord durant les événements climatiques millénaires a été observé (Kissel et al., 1999, 2008; Labeyrie et al., 1999).

Durant l'Holocène, la période d'optimum climatique la plus récente qui s'étend de 0 à 11700 ans BP (*before present*), l'intensité de l'ISOW montre un léger déclin et semble être liée à la quantité de radiation reçue par l'hémisphère Nord (Kissel et al., 2013; Thornalley et al., 2013). Les optima climatiques plus anciens montrent une variabilité centennale à millénaire de la circulation profonde (Galaasen et al., 2020), suggérant une instabilité de cette circulation océanique, généralement considérée comme « stable » durant la période Holocène.

La majorité des reconstitutions d'intensité des courants profonds nord-atlantiques sont basées sur les périodes les plus récentes et très peu d'enregistrements continus couvrent

différents cycles climatiques. Une meilleure compréhension des interactions passées entre l'océan, la cryosphère et l'atmosphère sur de grandes échelles de temps est alors nécessaire pour comprendre et anticiper les variations océaniques futures.

Cette thèse propose d'étendre les connaissances concernant les mécanismes de variabilité de l'intensité de l'ISOW au cours des derniers 400 ka (1 ka = 1000 ans). Pour ce faire, ce travail est basé sur des reconstitutions de l'intensité de l'ISOW telles qu'enregistrées dans trois archives sédimentaires situées sur le flanc est de la ride de Reykjanes, au cœur du passage actuel de l'ISOW. Ces reconstitutions sont basées sur une approche multi-traceurs, notamment à l'aide d'analyses sédimentologiques (granulométrie des sédiments), géochimiques (Fluorescence par rayons-X) et magnétiques (granulométrie et concentration en grains magnétiques). L'ensemble de ces analyses est conduit à très haute ou moyenne résolution temporelle (allant de 50 à 500 ans) afin d'étudier les variations d'intensité de l'ISOW à toutes échelles de temps.

Cette thèse propose donc d'améliorer les connaissances actuelles concernant :

- Les mécanismes de variations de la dynamique de l'Atlantique Nord subpolaire profond à l'échelle de quatre cycles glaciaire (froid) – interglaciaire (chaud).
- Les phasages entre les variations millénaires de l'intensité de l'ISOW et celles de différentes composantes du climat (ex : atmosphère, océan de surface, débâcles d'icebergs).
- La variabilité naturelle de la circulation océanique profonde durant les périodes chaudes (interglaciaires) du passé et les forçages (externes ou internes) du système climatique à l'origine de cette variabilité.

Ce manuscrit de thèse s'organise en huit chapitres. Le Chapitre I fait état des connaissances concernant le cadre temporel et environnemental, d'un point de vue climatique et océanographique (actuel et passé). Le Chapitre II décrit les séquences sédimentaires utilisées, comment elles ont été échantillonnées et les méthodes utilisées pour répondre aux objectifs de cette thèse. Le Chapitre III détaille la stratégie de mise en place des chronologies des trois archives sédimentaires étudiées. Le Chapitre IV montre le développement d'une nouvelle méthode de correction de l'influence des débris délestés par les icebergs sur les spectres granulométriques. Le Chapitre V présente l'ensemble des résultats obtenus et propose des mécanismes de variabilité de l'ISOW à l'échelle glaciaire – interglaciaire. Le Chapitre VI

détaille la procédure suivie pour la création d'un *stack* de l'intensité de l'ISOW. Le Chapitre VII concerne les résultats de l'étude de phasage de l'intensité de l'ISOW et avec d'autres composantes du climat. Le Chapitre VIII décrit les processus de variabilité de l'intensité de l'ISOW au cours de quatre optima climatiques des derniers 400 ka. Enfin, ce manuscrit sera conclu en mettant en avant les perspectives de ces travaux de thèse.



Chapitre I

Etat de l'art



L'objectif de ce chapitre est de faire un état des lieux des connaissances actuelles en lien avec mon sujet thèse. Il s'organisera de façon à situer le cadre temporel de cette étude, en mettant l'accent sur les périodes interglaciaires et les stades isotopiques marins impairs des derniers 400 ka BP (1ka = 1000 ans ; BP = *Before Present*). Une description des forçages externes et internes de ces périodes est réalisé afin de comprendre l'intérêt d'étudier et de comparer ces intervalles de temps. Les périodes glaciaires précédant ces intervalles « chauds » sont ensuite brièvement décrites. Puis le contexte environnemental moderne fait un point sur les études précédentes étudiant la circulation océanique actuelle en Atlantique Nord et le cadre sédimentaire de la zone d'étude. Enfin, ce chapitre est conclu par l'état des connaissances au début de mon travail sur la variabilité de la circulation océanique profonde en Atlantique Nord au cours des derniers 400 ka.

I.1. Les climats passés des derniers 400 ka

Depuis environ 3 millions d'années, le climat terrestre tend vers un refroidissement global dû à l'apparition puis la pérennisation de la calotte glaciaire (ou inlandsis) Groenlandaise (Larsen et al., 1994). Cette période de refroidissement global du climat terrestre appelée Quaternaire (2.58 millions d'année à aujourd'hui) est considérée comme « *icehouse* » (en opposition avec une période dite « *greenhouse* »). Cette terminologie vient de la présence de calottes glaciaires pérennes, concentrées autour des pôles Nord et Sud, formant respectivement les calottes Groenlandaise et Antarctique. Au cours du Quaternaire, les teneurs en Gaz à Effet de Serre (GES) diminuent également, notamment les concentrations atmosphériques en dioxyde de carbone (CO₂ ; ex : Da et al., 2019). Au-delà de ces tendances à l'échelle du million d'années, le climat terrestre oscille entre des périodes « froides » de bas niveau marin, appelées Glaciaires, et des périodes « chaudes » de haut niveau marin, appelées Interglaciaires. A l'aide du $\delta^{18}\text{O}$ des foraminifères benthiques¹ (Figure I-1), principalement influencé au premier ordre par les variations du volume des glaces continentales, le groupe SPECMAP (Raymo et al., 1989; Ruddiman et al., 1989) a défini ces périodes comme des Stades Isotopiques Marins (*Marine Isotopic Stages*, MIS). Ces MIS sont suivis d'un numéro donnant une indication sur

¹ Le $\delta^{18}\text{O}$ est la différence entre le rapport des isotopes O¹⁸ (lourd) et O¹⁶ (léger) d'un échantillon par rapport à celui un standard de référence. Le O¹⁶ étant moins lourd, il est sujet à être évaporé plus facilement et stocké sous forme de glace continentale, enrichissant l'eau océanique en O¹⁸ lors des périodes glaciaires, et inversement. Lors de la calcification des tests (coquilles en CaCO₃) des foraminifères benthiques, ils enregistrent la composition isotopique de l'oxygène contenu dans l'eau dans laquelle ils se sont développés.

les conditions climatiques : Interglaciaire au sens large (MIS impairs) ou Glaciaire (MIS pairs), à l'exception du MIS 3 ayant eu lieu en période glaciaire.

I.1.1. Cycles climatiques

Des cycles climatiques de 41 ou 100 ka (**Figure I-1**) entre périodes Interglaciaires et Glaciaires, ont été mis en avant par la théorie de Milankovitch en 1941 ([Milanković, 1941](#)). Celle-ci explique que les variations de la forme de l'orbite de la terre autour du soleil (excentricité), de l'angle d'inclinaison (obliquité) et de la rotation de cet angle (précession des équinoxes) jouent un rôle déterminant pour le climat terrestre. En effet, ces paramètres orbitaux influencent la quantité de radiation reçue par la Terre (insolation, exprimée en $W.m^{-2}$) au cours du temps, affectant le climat global. Milankovitch démontre que l'excentricité, l'obliquité et la précession suivent respectivement une cyclicité de 100, 41 et 19 - 23 ka. Les enregistrements de $\delta^{18}O$ des foraminifères planctoniques par Emiliani ([Emiliani, 1955](#)) ont confirmé l'impact de l'astronomie sur le climat, complétés ensuite par de nombreux enregistrements et modèles climatiques. La périodicité dominante relevée par ces enregistrements montre que, au cours de la période Quaternaire, les cycles climatiques de 41 ka ([Shackleton and Opdyke, 1977](#)) pouvant être associés au paramètre d'obliquité, sont dominants (**Figure I-1a**). Cependant, depuis le dernier million d'années environ (1.2 – 0.8 million d'années), cette périodicité est dominée par des cycles de 100 ka (**Figure I-1b** ; [Paillard, 2001](#)). Cette transition (*Mid-Pleistocene Transition*, MPT) est encore mal renseignée et fait encore aujourd'hui, l'objet de nombreuses études et théories (ex : [Kim et al., 2021](#)). En effet, le paramètre d'excentricité (cycles de 100 ka) en lui-même n'impacte que peu le bilan radiatif terrestre. Cependant, il module l'amplitude des variations de précession qui impacte fortement l'insolation ([Berger and Loutre, 1991](#); [Laskar et al., 2004](#)). Quoiqu'il en soit, les alternances Glaciaire-Interglaciaire (G-IG) du dernier million d'années sont associées à des variations du volume des glaces ([Lisiecki and Raymo, 2005](#)), des températures de surface en Antarctique ([Jouzel et al., 2007](#); [Landais et al., 2021](#)) ainsi que des concentrations en gaz à effet de serre ([Bereiter et al., 2015](#); [Loulergue et al., 2008](#)) de plus fortes amplitudes que pour les cycles précédant le dernier million d'années. Ce changement est dû à des périodes glaciaires de plus en plus froides (**Figure I-1**; ex : [Malaizé et al., 2012](#)) ayant une plus forte réduction de la circulation océanique pendant ces périodes froides ([Kim et al., 2021](#)). Durant les cycles G-IG des derniers 400 ka (**Figure I-1c**), les transitions d'une période Glaciaire à Interglaciaire (ou Terminaisons) sont labellisées par un chiffre romain de plus en plus élevé plus en remontant dans le passé. Ces transitions se font de manière relativement courte et

brutale, pouvant amener à des teneurs en GES, des températures antarctiques et un niveau marin plus élevés qu'enregistré à l'ère Préindustrielle (PI) (Lisiecki and Raymo, 2005; Jouzel et al., 2007; Loulergue et al., 2008; Bereiter et al., 2015). Les périodes suivant ces Terminaisons sont appelées optima climatiques ou Interglaciaires *stricto sensu*, qui se différencient des MIS impairs, identifiés sur la base de seuils de volume des glaces.

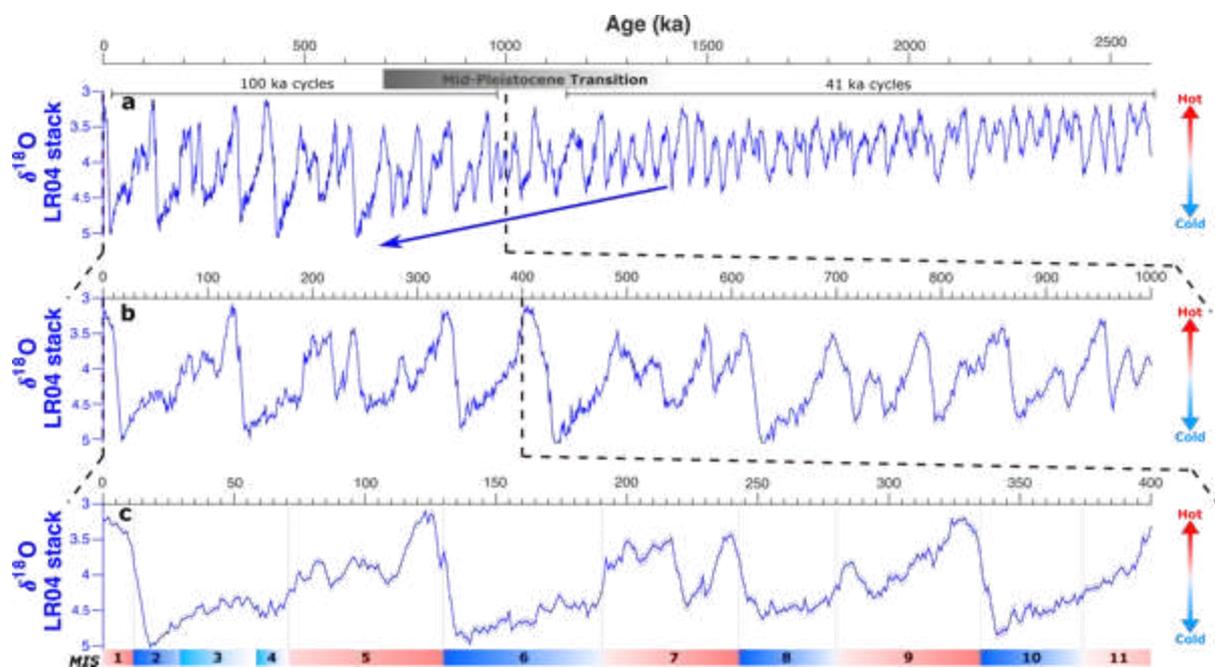


Figure I-1 : Variabilité du volume des glaces enregistrée dans le $\delta^{18}\text{O}$ des foraminifères benthiques (Lisiecki et Raymo, 2005) au cours du Quaternaire (a), du dernier million d'années (b) et des derniers 400 ka (c). Les numéros associés au MIS concernent les derniers 400 ka uniquement. Les MIS impairs (à l'exception du MIS 3) sont indiqués en rouges et les MIS pairs sont indiqués en bleus sur le graphique (c).

I.1.2. Variabilité climatique des derniers 400 000 ans : zoom sur les périodes Interglaciaires du passé

Un Interglaciaire *stricto sensu* est défini par Tzedakis et al. (2012) comme débutant après le dernier évènement de bascule bipolaire² (*bipolar seesaw*) de la Terminaison et se terminant quand celle-ci reprend. Cette définition suggère que, lorsque la glace continentale de l'hémisphère Nord se retire suffisamment dans les terres durant la déglaciation, l'apport d'eau douce dans le bassin Nord Atlantique est moindre, le refroidissement associé des hautes latitudes Nord et le réchauffement des hautes latitudes Sud disparaissent progressivement. S'ensuivent alors des variations de températures synchrones entre les deux hémisphères. Avec

² La bascule bipolaire induit le fait que quand un des deux hémisphères se réchauffe, l'autre se refroidit (Stocker and Johnsen, 2003; EPICA Community Members, 2006).

cette définition, les Interglaciaires stricts ne dureraient qu'une ou deux dizaines de milliers d'années. Il s'agit des optima climatiques (Holocène, MIS 5e, MIS 7c, MIS 7e, MIS 9e pour la période étudiée durant cette thèse) pendant lesquels la calotte Groenlandaise aurait partiellement fondu. C'est une différence notable avec les MIS impairs, qui, définis avec les variations de $\delta^{18}\text{O}$ benthique, représentent une plus longue période temporelle (Imbrie et al., 1984; Raymo et al., 1989; Ruddiman et al., 1989). Ils intègrent notamment des périodes de climat intermédiaires ou « Interstades » (ex : MIS 5a, MIS 5c...) comme définis par Tzedakis et al. (2017), qui font partie des périodes de glaciations (croissance des calottes).

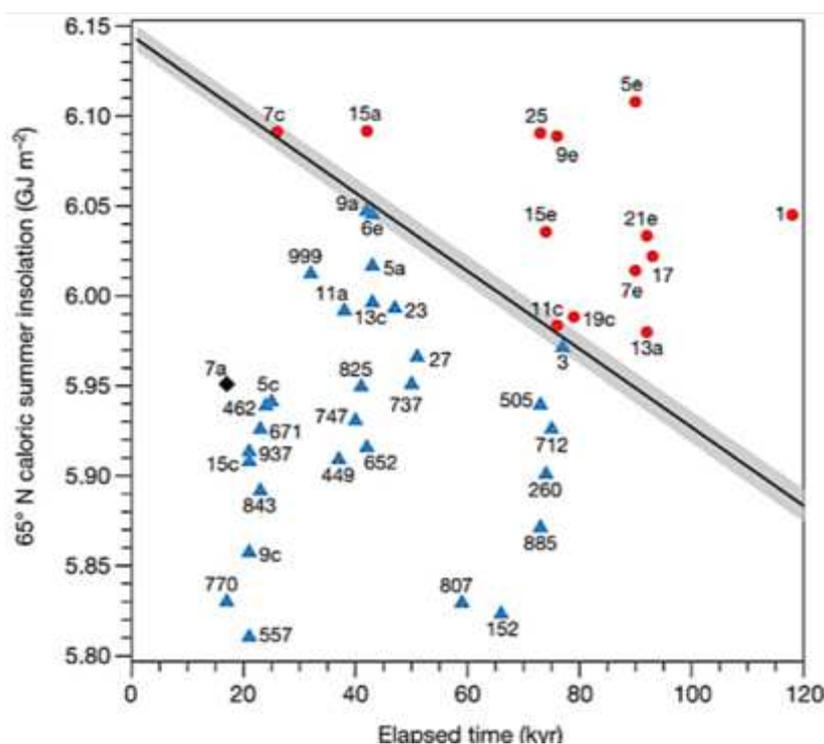


Figure I-2 : Valeurs des pics d'insolation calorique reçue durant le semestre d'été comparées au temps depuis le pic de $\delta^{18}\text{O}$ des foraminifères benthiques du précédent interglaciaire sur le dernier million d'année, d'après Tzedakis et al. (2017). La diagonale sépare les pics d'insolation associés aux interglaciaires (ronds rouges) de ceux associés aux « interglaciaires continus » (diamant noir) et des interstades (triangles bleus). L'aire autour de cette droite représente les percentiles 25 et 75 %.

D'après Tzedakis et al. (2017), les interglaciaires stricts surviennent en fonction du temps écoulé depuis le maximum d'insolation du précédent interglaciaire et du maximum d'insolation calorique reçue durant un semestre d'été par la Terre. Ce paramètre d'insolation, exprimé en GJ.m^{-2} , représente le total d'énergie intégré sur le plan calorique durant un « semestre d'été ». Ce dernier est défini de sorte que tous les jours du « semestre d'été » reçoivent plus d'insolation que tous les jours du « semestre d'hiver ». Tzedakis et al. (2017) ont alors défini un seuil d'insolation calorique divisant deux groupes d'Interglaciaires (Figure I-2) : les Interglaciaires stricts (au-dessus du seuil, ayant une déglaciation complète) et les

Interstades (en dessous du seuil). Ils démontrent qu'avec un modèle simple basé sur ces deux facteurs, l'insolation calorique (basée sur la précession et obliquité) seule et le temps depuis le dernier IG strict seraient suffisants pour « déclencher » un IG, indépendamment des valeurs à un instant T du volume des calottes de glace et des teneurs en GES.

Les Terminaisons sont des événements montrant des changements forts et abrupts des forçages internes du système climatique. Elles sont une part entière des IG, puisque les optima climatiques observés au cours des derniers 400 ka sont précédés par ces événements. En 1990, [Broecker and Denton \(1990\)](#) publient un article centré sur les Terminaisons et indiquent que le lien conventionnel Milankovitch – calottes seul ne peut pas expliquer ces transitions et que d'autres facteurs rentrent en jeu. Pour les auteurs, une réorganisation du système océan – atmosphère semble être le déclencheur de ces événements. En effet, les échanges de chaleur entre l'océan et l'atmosphère joueraient un rôle sur la salinité des océans, pouvant réorganiser complètement la circulation océanique globale. Ces changements pourraient arriver lorsque le contexte orbital induit des changements saisonniers importants, ayant un rôle sur l'évaporation d'une part, et l'océan d'autre part ([Broecker and Denton, 1990](#)). Une vingtaine d'années après, [Cheng et al. \(2009\)](#) publient de nouvelles données isotopiques de stalagmites³ prélevées dans les grottes de Sanbao (Chine), traçant l'intensité de la mousson Est asiatique. Ils entrevoient une série de mécanismes initiés par une hausse de l'insolation de l'hémisphère Nord, qui déclenche la « désintégration » des calottes de l'hémisphère Nord. Un flux d'eau douce est alors relâché en Atlantique Nord, induisant un ralentissement important de la circulation océanique méridienne (ou *Atlantic Meridional Oceanic Circulation*, AMOC), du flux de chaleur qu'elle transporte et une extension de la glace de mer dans les mers nordiques ([Cheng et al., 2009](#)). Cet « effondrement » de la circulation océanique génèrerait une anomalie négative des températures de surface en Atlantique Nord, induisant un déplacement vers le Sud de la Zone de Convergence InterTropicale (*InterTropical Convergence Zone*, ITCZ) et réduisant ainsi l'intensité de la mousson asiatique. S'ensuit une hausse des teneurs en CO₂ atmosphérique due au réchauffement des hautes et moyenne latitudes de l'hémisphère Sud (mécanisme de bascule bipolaire) et du déplacement vers le sud de la circulation atmosphérique ([Cheng et al., 2009](#)). [Denton et al. \(2010\)](#) résument cette série de rétroactions des forçages internes du système climatique (**Figure I-3**), focalisée sur la Terminaison I (TI). Ils ajoutent cependant que le déplacement vers le Sud des vents d'Ouest (ou *Westerlies*), le mécanisme de bascule bipolaire,

³ Les isotopes de l'oxygène (et dans certains cas du carbone) dans les stalagmites sont utilisés afin de retracer l'évolution des moussons asiatiques notamment, et plus généralement afin de déduire la variabilité liée aux précipitations, très fortement liée au climat global.

ainsi que les effets prolongés des intervalles de refroidissement rapide (appelés *stadials*) dans l'hémisphère Nord, élèvent le CO₂ au-dessus d'un certain seuil nécessaire au maintien des conditions IG (Denton et al., 2010). Peeters et al. (2004) enregistrent également une plus forte influence du courant des Aiguilles (*Agulhas*) durant toutes ces Terminaisons, indiquant une « fuite » des eaux chaudes et salées de l'océan Indien vers l'océan Atlantique Sud par l'extrémité sud de l'Afrique. Une récente étude de Denton et al. (2021) montre également un retrait important des glaciers de latitudes moyennes de l'hémisphère Sud durant la dernière déglaciation. Les auteurs estiment que ces changements seraient liés à une migration vers le pôle des *westerlies* permettant aux eaux chaudes et salées du courant des Aiguilles de passer dans le bassin Sud-Atlantique.

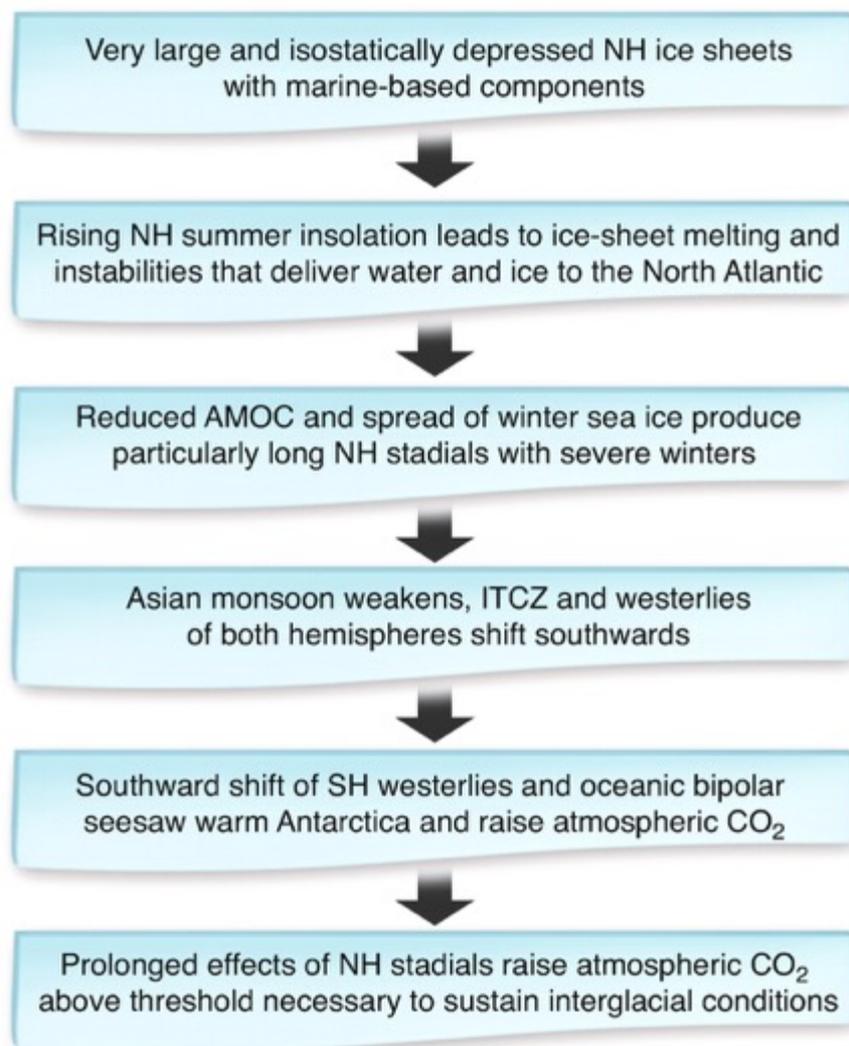


Figure I-3 : Éléments essentiels d'une Terminaison, d'après Denton et al. (2010).

Depuis quelques années, de nombreux auteurs se sont tournés vers l'étude des variations climatiques millénaires (*Millennial-scale Climate Variability*, MCV) avec des traceurs très différents (ex : [Barker et al., 2015](#); [Cheng et al., 2016](#); [Barker et al., 2019](#); [Sun et al., 2021](#); [Hodell et al., 2023](#)). Ces événements de variabilité rapide du climat et des forçages internes de la Terre surviennent avec une amplitude élevée durant des périodes où le climat est dans un état « intermédiaire » (ex : MIS 3 ; [McManus et al., 1999](#)), c'est à dire entre une période IG strict et des conditions complètement glaciaires. Certaines études estiment que les Terminaisons sont, en plus des rétroactions citées précédemment, le lieu de forte MCV ([Barker et al., 2019](#); [Barker and Knorr, 2021](#)). Les Terminaisons, bien que beaucoup plus rapides que les glaciations (période entre IG stricts et G), montrent une très forte amplitude de MCV ([Cheng et al., 2016](#); [Barker et al., 2019](#); [Barker and Knorr, 2021](#); [Landais et al., 2021](#)). En effet, [Barker et al. \(2019\)](#) et [Barker and Knorr \(2021\)](#) estiment qu'il existe, pour chaque transition G-IG, une « fenêtre d'opportunité » susceptible de déclencher des MCV, qui se traduirait par une série de rétroactions (en suivant celles proposées par [Denton et al. \(2010\)](#) ; **Figure I-3**), se terminant par une accélération de l'AMOC. Cette série d'événements et une variabilité rapide (millénaire) forte de l'AMOC seraient nécessaires pour passer d'un état faible et stable (glaciaire) à un état fort et stable (interglaciaire) de l'AMOC selon [Barker and Knorr \(2021\)](#).

Une récente étude de [Zhang et al. \(2021\)](#) utilisant des modèles du climat a démontré que les paramètres orbitaux (précession et obliquité) suffisent à déclencher des MCV de l'AMOC dans un état de climat « intermédiaire ». Une hausse du CO₂ durant cette période de forte MCV rallongerait la durée de ces événements rapides, alors que le volume des glaces semble jouer un rôle de stabilisateur entre un état stable ou instable de l'AMOC ([Zhang et al., 2021](#)). Ces auteurs estiment que les changements de pluviométrie dans le Golfe du Mexique et l'extension (la rétractation) de la glace de mer dans les mers nordiques, liés aux paramètres de précession et d'obliquité, peuvent être les seuls déclencheurs de ces événements rapides. De nombreuses autres études se sont portées sur les mécanismes de ces MCV, fortement liées aux variations de l'AMOC, et seront discutés dans la **partie I.3**.

Par ailleurs, les périodes IG font donc l'objet d'une réorganisation majeure du système océan-atmosphère-cryosphère, initié par la désintégration d'une partie des calottes de l'hémisphère Nord. Une récente étude de [Lofverstrom et al. \(2022\)](#) a démontré à l'aide de simulations du climat, que la fermeture (ou l'ouverture) des détroits de l'Archipel Arctique Canadien (*Canadian Arctic Archipelago*, CAA) pouvait avoir un impact non-négligeable sur les températures, la glace de mer et les flux d'eau douce dans les mers Nordiques et l'Atlantique subpolaire. [Curry et al. \(2011\)](#) estiment un total de 2.3 ± 0.7 Sv ($1 \text{ Sv} = 10^6 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$) d'eau arrivant

dans le bassin Atlantique via les CAA et la baie de Baffin. L'ouverture de ces détroits pourrait alors jouer un rôle majeur durant les déglaciations. Cette ouverture est relativement bien documentée pour l'IG le plus récent (Jennings et al., 2011; Pieńkowski et al., 2012, 2013; Furze et al., 2017; Georgiadis et al., 2018; Jennings et al., 2019; Dalton et al., 2020; Stevenard et al., 2021), cependant, la difficulté d'échantillonnage dans ces zones et l'érosion due à l'accroissement des calottes fait que les périodes plus anciennes sont mal documentées.

Tableau I-1 : Récapitulatif des forçages externes et internes durant les Interglaciaires des derniers 400 ka. Les couleurs claires (bleu) et chaudes (orange) indiquent les valeurs basses ou fortes, respectivement, des paramètres climatiques.

	Holocène	MIS 5e	MIS 7c	MIS 7e	MIS9e
Minimum $\delta^{18}\text{O}$ LR04	3.18	3.1	3.48	3.44	3.19
Overshoot ?	Non	Oui	Non	Oui	Oui
Maximum CO2 après terminaison	270.1 ppm	285.8 ppm	251.1 ppm	280.2 ppm	298.6 ppm
Maximum CH4 après terminaison	717 ppb	726 ppb	591 ppb	696 ppb	798 ppb
Maximum insolation (65°N)	Age 10 ka Valeur 469.4	Age 126 ka Valeur 486.5	Age 218 ka Valeur 496.7	Age 241 ka Valeur 472.5	Age 333 ka Valeur 480.8
Maximum obliquité	Age 9-10 ka Valeur 24.23°	Age 131 ka Valeur 24.26°	Age 213 ka Valeur 24.48°	Age 252 ka Valeur 24.41°	Age 333 ka Valeur 24.28°
Minimum précession	Age 11-12 ka Valeur -0.020	Age 127 ka Valeur -0.041	Age 220 ka Valeur -0.049	Age 242 ka Valeur -0.039	Age 335 Valeur -0.030
Déphasage : Obliquité-Précession	-2 ka	-4 ka	-7 ka	10 ka	-2 ka

Les IG représentent une grande diversité de forçages, aussi bien externes qu'internes (Tableau I-1; Figure I-4). Ils peuvent également présenter de fortes ressemblances, comme c'est par exemple le cas pour les teneurs en GES des MIS 5e et 9e par exemple (Tableau I-1). Les périodes précédant ces IG peuvent aussi montrer quelques similarités (ex : Duan et al., 2022), notamment dans la série d'évènements qui les composent. De fait, étudier des composantes climatiques comme la circulation océanique en comparant les interactions avec les différents forçages durant ces périodes permet de mieux comprendre les mécanismes et rétroactions qui s'opèrent.

Dans les sections suivantes, une description plus détaillée des quatre derniers cycles G-IG sera réalisée. Ces cycles seront décrits de la période la plus récente (et mieux documentée) à la plus ancienne, en séparant l'Interglaciaire et la Terminaison d'une part, et la période de glaciation qui les précède d'autre part.

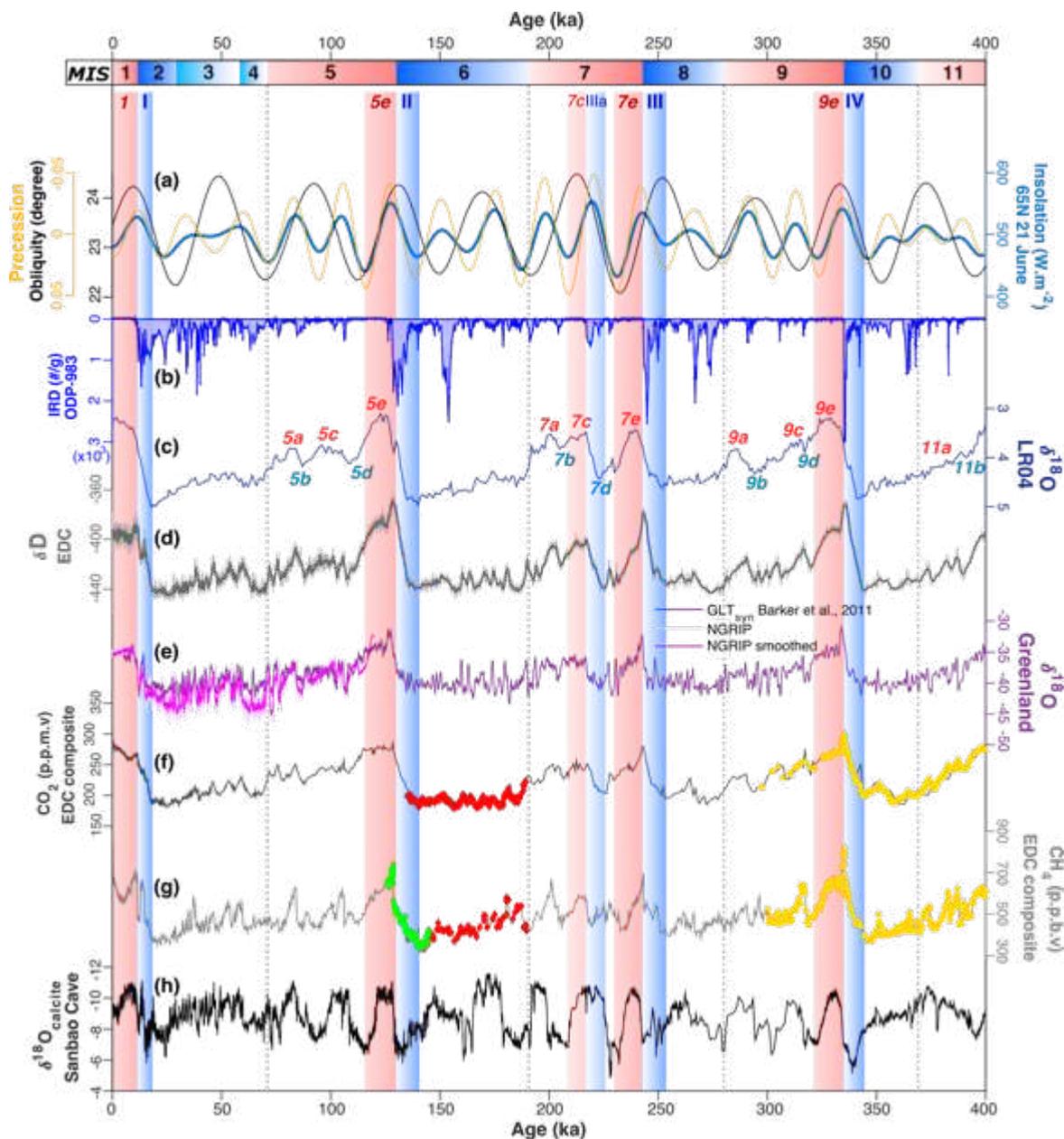


Figure I-4 : Synthèse des données des forçages externes et internes du climat au cours des derniers 400 ka. De haut en bas : (a) Paramètres d'obliquité et précession (Berger et Loutre, 1991) et insolation au solstice de Juin à 65°N (Laskar et al., 2004) ; (b) nombre d'IRD par gramme de sédiment sec du forage ODP-983 (Barker et al., 2015) ; (c) variations du $\delta^{18}\text{O}$ benthique du stack LR04 (Lisiecki et Raymo, 2005) ; (d) δD du forage de glace antarctique EPICA Dome C (Jouzel et al., 2007 ; Landais et al., 2021) ; (e) $\delta^{18}\text{O}$ de la carotte de glace groenlandaise NGRIP (NGRIP members, 2004) et synthétique (Barker et al., 2011) ; (f) variations du CO_2 du forage EDC (ligne continue : Bereiter et al., 2015) ; (g) variations du CH_4 du forage EDC (ligne continue : Louergue et al., 2008) ; (h) $\delta^{18}\text{O}$ de la calcite de la cave Sanbao (Cheng et al., 2009, 2016). Les points rouges du CO_2 et CH_4 font référence à Shin et al. (2021). Les points jaunes du CO_2 et CH_4 font référence à Nehrbass-Ahles et al. (2020). Les points verts du CH_4 font référence à Schmidely et al. (2021).

I.1.2.1. Le dernier cycle glaciaire-interglaciaire (0 à 115 ka)

L'Holocène et la Terminaison I (0 à 20 ka)

L'IG strict le plus récent est la période dans laquelle nous vivons : l'Holocène (11.7 ka à aujourd'hui). L'opportunité d'étudier cette période avec des carottages sédimentaires courts en fait la période interglaciaire la mieux documentée actuellement. D'un point de vue orbital, 2 ka séparent le maximum d'obliquité (10 ka) et le minimum de précession (12 ka) (**Tableau I-1** ; **Figure I-5a** ; [Berger and Loutre, 1991](#)). La période interglaciaire Holocène est caractérisée par un bilan radiatif relativement faible (**Figure I-5a**), lié principalement à une faible amplitude de l'excentricité de la précession des équinoxes, avec des valeurs maximales d'insolation (à 65° Nord) vers 10 ka puis une diminution continue. La Terminaison I (TI, ~20 à 11.7 ka) débute avec un évènement d'Heinrich⁴ (nommé HE1 ; [Heinrich, 1988](#)), survenant au sein d'une période froide associée à cet évènement appelée *Heinrich Stadial* (HS1). Une récente étude de [Max et al. \(2022\)](#) montre un réchauffement des eaux de sub-surface dans l'Ouest de l'Atlantique au large de Terre-Neuve durant cette période. Ce réchauffement de sub-surface aurait initié une fonte de la calotte Laurentide et la débâcle d'icebergs associée au HE1 en Atlantique Nord. S'ensuit un évènement de réchauffement rapide de l'hémisphère Nord de ~14.7 à 12.7 ka, appelé *Bølling-Allerød* (B/A ; [Hartz and Milthers, 1901](#)). Cette période de réchauffement débute avec une très forte décharge d'eau douce appelée *Melt-Water Pulse* (MWP-1A ; [Fairbanks, 1989](#); [Bard et al., 1990](#)), probablement liée à l'effondrement de la partie Nord de la calotte Fenno-Scandinave et Antarctique ([Deschamps et al., 2012](#)) vers 14.6 ka. Ce réchauffement est suivi par l'évènement du *Younger Dryas* (YD), aussi appelé HE0 (*Heinrich Event 0*), de 12.7 à 11.7 ka. Cette débâcle d'icebergs modérée dans le bassin Atlantique Nord interrompt la déglaciation de manière brutale. Certains auteurs (notamment [Barker et al., 2019](#)) estiment que cette déglaciation est incomplète à cause de cet évènement, ce qui expliquerait les différences climatiques avec les Terminaisons plus anciennes. Par exemple, [Barker and Knorr](#)

⁴ Les évènements d'Heinrich (*Heinrich events*) tiennent leurs noms de leur auteur ([Heinrich, 1988](#)). Il s'agit de décharge massive d'eau douce en Atlantique Nord, visible dans les sédiments marins sous forme de débris délestés par les icebergs (*Ice-Rafted-Debris*, IRD). La période « froide » englobant cet évènement est appelée *Heinrich Stadial*.

(2021) estiment que les *overshoots*⁵ des concentrations en CO₂ et en CH₄, présents durant les 3 Terminaisons précédentes, auraient été entravés lors de la Terminaison I par cet évènement froid qui aurait conduit à un interglaciaire ayant un climat plus « doux » que les précédents.

Sans tenir compte de ces évènements rapides, cette période transitoire entre le dernier maximum glaciaire (*Last Glacial Maximum*, LGM) et l'Holocène, est caractérisée par une hausse du niveau marin globale allant jusqu'à 135 mètres (Lambeck et al., 2014). Une récente étude (Gray et al., 2023) a démontré que les *westerlies* de l'hémisphère Sud auraient migré vers la calotte Antarctique de façon synchrone avec la hausse de la concentration CO₂ durant la dernière déglaciation. Cette migration aurait favorisé une remontée des masses d'eau profondes (appelée *up-welling*) du bassin Austral et un relargage de carbone océanique dans l'atmosphère. Cette étude semble confirmer l'hypothèse émise par Skinner et al. (2010), d'une hausse des teneurs en CO₂ liée à la remontée du carbone océanique dans l'océan Austral. Cette remontée n'est possible que suite au retrait de la glace de mer dans l'océan Austral, mis en évidence par la migration vers le sud des *westerlies* (Gray et al., 2023). Le courant océanique initié par ces vents, le Courant Circumpolaire Antarctique (*Antarctic Circumpolar Current*, ACC), semble être également de plus en plus intense au cours de la déglaciation et l'Holocène au niveau du passage de Drake (Lamy et al., 2015; Toyos et al., 2020; Wu et al., 2021). Cependant, d'autres études contredisent ce point de vue (Martínez-Méndez et al., 2008; Mazaud et al., 2010) et les variations d'intensité de l'ACC semblent différer selon les latitudes et localisations des études, suggérant un changement géographique de ce courant.

⁵ Les interglaciaires 5e, 7e, 9e montrent des augmentations extrêmement fortes du méthane (CH₄) et du dioxyde de carbone (CO₂) enregistrées dans les carottes de glace. Cet évènement est appelé par le terme anglais « *overshoot* ».

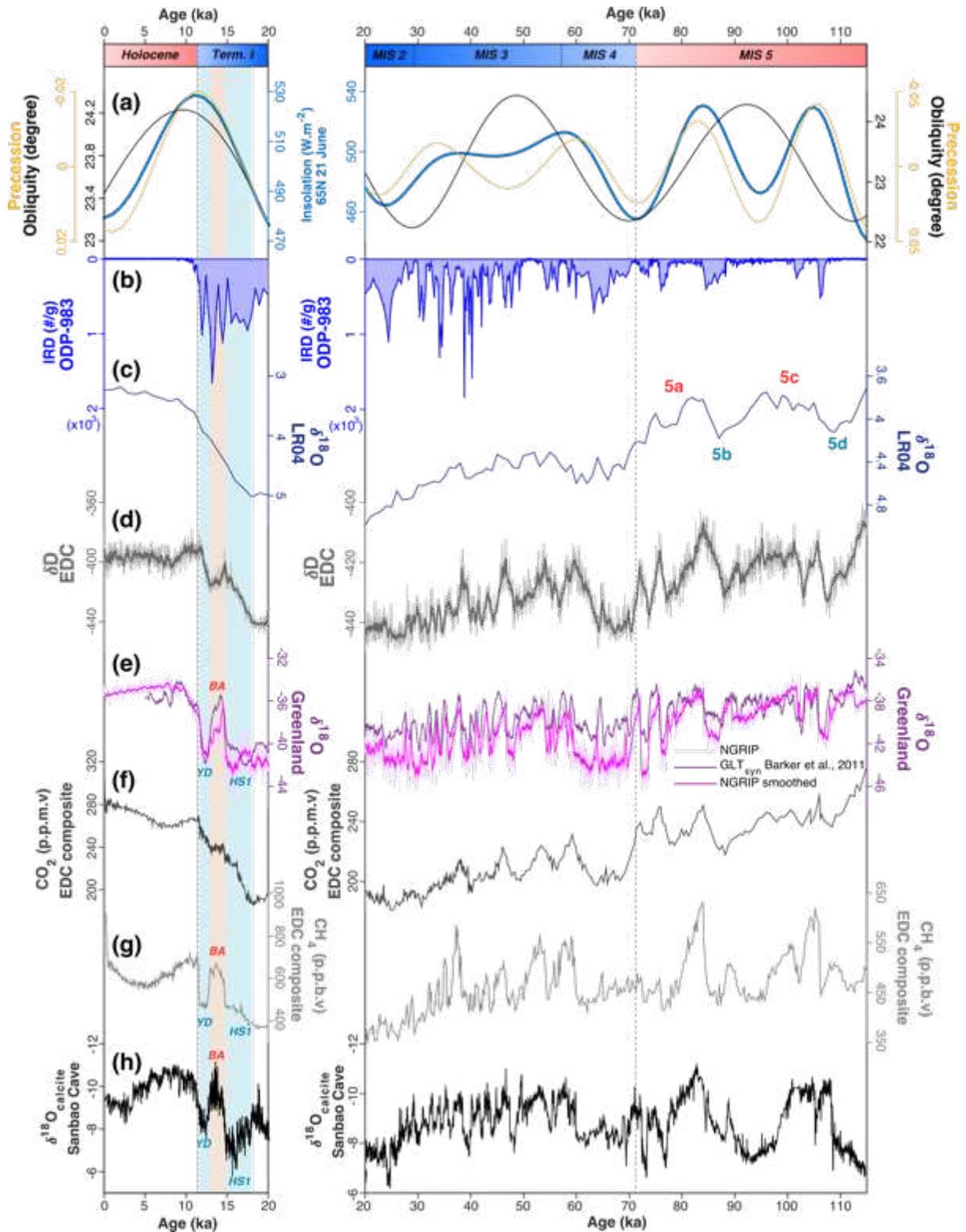


Figure I-5 : Même légende que la Figure I-4 pour la période 0 – 20 ka (gauche) et la période 20 – 115 ka (droite). BA = Bolling-Allerød, YD = Younger Dryas, HS = Heinrich Stadial.

Il s'agit également de la seule période IG stricte où les données de température des carottes de glace sont disponibles pour les deux hémisphères (**Figure I-5d, e**) sur la totalité de la période concernée (North Greenland Ice Core Project members, 2004; Jouzel et al., 2007;

Landais et al., 2021). Celles-ci indiquent une légère hausse continue dans l'hémisphère Sud ou un refroidissement progressif dans l'hémisphère Nord au cours des derniers 9 ka. De récentes études (Shakun et al., 2012; Osman et al., 2021) ont remis en perspective ces données, trop axées sur les pôles, intégrant des données de températures de surface dans des simulations du climat au cours des derniers 24 ka. Osman et al. (2021) indiquent alors une évolution lente et progressive des températures globales au cours de l'Holocène. Cette période est également marquée par une décharge massive d'eau douce à 8.2 ka, due principalement à la rupture du verrou (moraine) glaciaire maintenant l'eau douce du lac Agassiz (Clarke et al., 2004), qui s'est déversée ensuite dans le bassin nord-atlantique. L'ouverture des détroits du CAA (qui étaient auparavant englacés) débute vers ~13 ka et se termine vers ~8.5 ka (Jennings et al., 2011; Pieńkowski et al., 2012, 2013; Furze et al., 2017; Georgiadis et al., 2018; Jennings et al., 2019; Dalton et al., 2020; Stevenard et al., 2021), laissant transiter les eaux arctiques dans le bassin Atlantique *via* la baie de Baffin. L'Holocène est la seule période pendant laquelle il est possible de documenter l'ouverture de ces détroits.

La dernière glaciation (20 à 115 ka)

Cette période parcourt quatre MIS (2, 3, 4 et 5). Le MIS 3 n'est pas un intervalle « chaud » comme les autres MIS impairs, mais montre un état « intermédiaire » du climat avec une insolation à 65°N variant très peu de 60 à 35 ka (**Figure I-5a** ; Laskar et al., 2004), en comparaison avec les MIS 2 et 4 qui montrent un stade glaciaire plus avancé. Ce MIS 3 est très étudié depuis plusieurs décennies, car c'est le lieu d'une variabilité rapide très forte du système climatique et océanique (ex : Kissel et al., 1999; Ballini et al., 2006; Böhm et al., 2015; Wary et al., 2015; Henry et al., 2016; Wary et al., 2016, 2017; Toucanne et al., 2021). Ces trois MIS (MIS 2 – 4) sont caractérisés par des calottes larges ainsi que des températures globales et des teneurs en GES relativement faibles (**Figure I-5**; NGRIP members, 2004; Lisiecki and Raymo, 2005; Louergue et al., 2008; Bereiter et al., 2015; Landais et al., 2021). Jusqu'à 115 ka, le $\delta^{18}\text{O}$ des glaces groenlandaises (traceur de température de l'air au Groenland) révèlent 25 évènements de Dansgaard-Oeschger (D-O ; NGRIP members, 2004), identifiés par un numéro impair (*Greenland Interstadial*, GI) ou pair (*Greenland Stadial*, GS) selon le réchauffement ou refroidissement de surface associé, respectivement. Des évènements de changements rapides sont également enregistrés dans la carotte de glace EDC durant cette période, où des variations de teneurs en CO_2 de l'ordre de 20 ppmv varient en phase avec le δD , qui reflète les variations

de températures antarctiques (Ahn and Brook, 2008; Bereiter et al., 2012). Ces évènements millénaires ne sont pas en phase entre les deux hémisphères, c'est de nouveau l'expression de la bascule bipolaire (Stocker and Johnsen, 2003). Durant les *Greenland stadials* (et leur expression « ultime », les *Heinrich stadials*), le CO₂ et les températures de l'Antarctique augmentent de façon continue (Figure I-5d, f). A l'inverse, au début des phases de réchauffements abruptes de l'hémisphère Nord associés aux *Greenland Interstadials*, le CO₂ atmosphérique décroît et, dans la majeure partie des cas, est accompagné d'une diminution lente des températures en Antarctique (Figure I-5d, f ; Ahn and Brook, 2008; Bereiter et al., 2012). Une récente étude de Denton et al. (2022) fait également l'hypothèse de résultats plus contrastés concernant l'interprétation des enregistrements de bascule bipolaire durant les *Heinrich Stadials*. Les auteurs révèlent que les enregistrements de $\delta^{18}\text{O}$ du Groenland seraient plus affectés par l'extension hivernale de la glace de mer dans l'hémisphère Nord alors que le δD en Antarctique serait plutôt moyenné sur l'année (Denton et al., 2022). En effet, plusieurs traceurs de l'hémisphère Nord enregistrent des « tendances Antarctiques » plutôt que des variations de $\delta^{18}\text{O}$ du Groenland. C'est notamment le cas des variations liées à l'écoulement estival des fleuves de drainage et des glaciers, comme l'écoulement du fleuve Mississippi, qui drainait le Sud de la calotte Laurentide durant le MIS 3. De ce fait, les « *Heinrich Summers* » (comme appelés par les auteurs ; Denton et al., 2022) révélés par ces flux d'eau douce montreraient que l'empreinte climatique « classique » de la bascule bipolaire n'est pas uniforme partout, et serait plutôt concentrée aux très hautes latitudes. Enfin, durant cette période glaciaire, de nombreux enregistrements de l'intensité de la mousson asiatique révèlent également une variabilité millénaire prononcée, notamment durant le MIS 3, qui suivent les variations de température de surface du Groenland (Figure I-5h ; ex : $\delta^{18}\text{O}$ de la calcite des grottes de Sanbao, Cheng et al., 2016).

Le MIS 5 est une période plus longue que le MIS 1 (qui est uniquement un IG *stricto sensu*) décrit précédemment, s'étendant de 128 à ~75 ka. Ce MIS est divisé en cinq sous-périodes (MIS 5a à MIS 5e), alternant entre des périodes plus « chaudes » (5a, 5c et 5e) et plus « froides » (5b et 5d). Les interstades (comme définis par Tzedakis et al., 2017) 5c et 5a montrent des teneurs en GES et des températures élevées, bien qu'inférieures à celles d'un optimum climatique (Figure I-5 ; Jouzel et al., 2007; Loulergue et al., 2008; Bereiter et al., 2015; Landais et al., 2021), avec cependant un volume des calottes de glace relativement élevé (Lisiecki and Raymo, 2005). Ces deux interstades surviennent en maximum d'insolation à 65°N (Figure I-5a). Cependant la désynchronisation entre l'obliquité et la précession ne permet pas

d'avoir des valeurs d'insolation calorique du semestre d'été (65°N) suffisantes pour initier des conditions climatiques similaires d'un Interglaciaire (Tzedakis et al., 2017). Enfin, la transition entre le MIS 5 et 4 se fait dans un contexte de minimum d'obliquité et de maximum de précession des équinoxes (Berger and Loutre, 1991). Les teneurs atmosphériques en CO₂ et CH₄ (Loulergue et al., 2008; Bereiter et al., 2015) ainsi que les températures en Antarctique (Jouzel et al., 2007; Landais et al., 2021) et le niveau marin global (Grant et al., 2014; Spratt and Lisiecki, 2016) chutent rapidement, se traduisant également par un accroissement du volume des glaces et une possible fermeture des détroits des CAA (Dalton et al., 2022). Cette transition rapide est ensuite ponctuée par une succession de réchauffements-refroidissements à l'échelle millénaire dans certains enregistrements de l'hémisphère Nord (ex : Sánchez Goñi et al., 2013).

1.1.2.2. Du MIS 5e au 7d (115 à 230 ka)

Le MIS 5e et la Terminaison II (115 – 140 ka)

L'IG strict (5e), appelé dernier Interglaciaire (*Last InterGlacial, LIG*), est défini comme court (un demi cycle de précession, soit une dizaine de ka) par Tzedakis et al. (2012). D'un point de vue orbital, le LIG montre un déphasage entre le maximum d'obliquité et le minimum de précession (**Figure I-6a**), qui arrivent respectivement à 131 et 127 ka (Berger and Loutre, 1991). Cette période est caractérisée par un niveau marin plus élevé (Kopp et al., 2013; Grant et al., 2014; Dutton et al., 2015; Spratt and Lisiecki, 2016) et un climat plus « chaud » (CAPE, 2006; Hoffman et al., 2017) qu'aujourd'hui. La terminaison II (T-II), qui correspond à la période transitoire entre le MIS 6 (glaciaire) et MIS 5e (interglaciaire), est marquée par un évènement de Heinrich important (HE-11) et d'une période froide (HS-11 ; Govin et al., 2015; Marino et al., 2015; Menviel et al., 2019) enregistrée notamment par les débris délestés par les icebergs (*Ice-Rafted Detritus*, IRD) dans les sédiments marins du bassin Atlantique Nord (**Figure I-6b** ; McManus et al., 1999; Oppo et al., 2006; Barker et al., 2015). Marino et al. (2015) estiment qu'il y aurait deux MWP dans le bassin Nord Atlantique durant la T-II, une modérée (~0.1 Sv) vers 139 ka, et une plus importante (~0.28 Sv) vers 133 ka conduisant à la période HS-11. La plus importante aurait conduit à une réduction de l'intensité de la circulation océanique (Böhm et al., 2015). Comme décrit ci-avant dans les mécanismes d'une déglaciation expliqués par Denton et al. (2010), Wassenburg et al. (2021) observent une diminution de

l'intensité de la mousson Est asiatique en réponse à cette réduction de l'AMOC. [Toyos et al. \(2020\)](#) et [Wu et al. \(2021\)](#) enregistrent également une hausse de l'intensité de l'ACC dans le passage de Drake qui peut être lié à un déplacement vers le pôle des *westerlies* de l'hémisphère Sud (comme mis en évidence par [Gray et al. \(2023\)](#) pour la T-I). D'un point de vue gaz à effet de serre (**Figure I-6f-g**), cette T-II débute avec l'augmentation des concentrations en CO₂ ([Bereiter et al., 2015](#)) et en CH₄ ([Louergue et al., 2008](#); [Schmidely et al., 2021](#)) atmosphériques vers 138 ka, puis se termine avec un *overshoot* (une augmentation forte et brève) à 128.5, qui marque le début de l'optima climatique du MIS 5e ([Govin et al., 2015](#)). [Deaney et al. \(2017\)](#) font l'hypothèse que cet *overshoot* de concentration en CO₂ est en partie lié à une intensification de l'AMOC et une plus grande formation d'eaux profondes. Durant cet événement, les teneurs en CO₂ et CH₄ atmosphériques atteignent ~286 ppmv (parts par million de volume) et ~726 ppbv (parts par milliard de volume), respectivement.

La glaciation du MIS 6-7d (140 à 230 ka)

La période glaciaire associée au MIS 6 (**Figure I-6**) est caractérisée par un volume de glace élevé ([Lisiecki and Raymo, 2005](#)), des températures antarctiques et des teneurs en GES faibles ([Louergue et al., 2008](#); [Bereiter et al., 2015](#); [Shin et al., 2020](#); [Landais et al., 2021](#)). Elle montre également des variations millénaires ([Shin et al., 2020](#)) ou des débâcles d'icebergs ([Barker et al., 2015](#)) moins fréquentes que ses homologues du dernier cycle climatique, les MIS 2-3-4. [Shin et al. \(2020\)](#) enregistrent cependant six Maxima de Dioxyde de Carbone (*Carbon Dioxide Maxima*, CDM) durant le MIS 6, toujours en phase avec le δD de la carotte de glace EDC ([Jouzel et al., 2007](#)). Ces CDM ont pour caractéristiques une durée plus longue de refroidissement de l'Atlantique Nord et une plus grande amplitude d'augmentation de CO₂ que durant le MIS 3 ([Shin et al., 2020](#)). Les auteurs font l'hypothèse d'un lien entre circulation océanique et relargage de CO₂ durant cette période. Cependant, les traceurs de l'AMOC sont relativement limités sur cette période de temps ou ne permettent pas une interprétation à haute résolution temporelle ([Shin et al., 2020](#)).

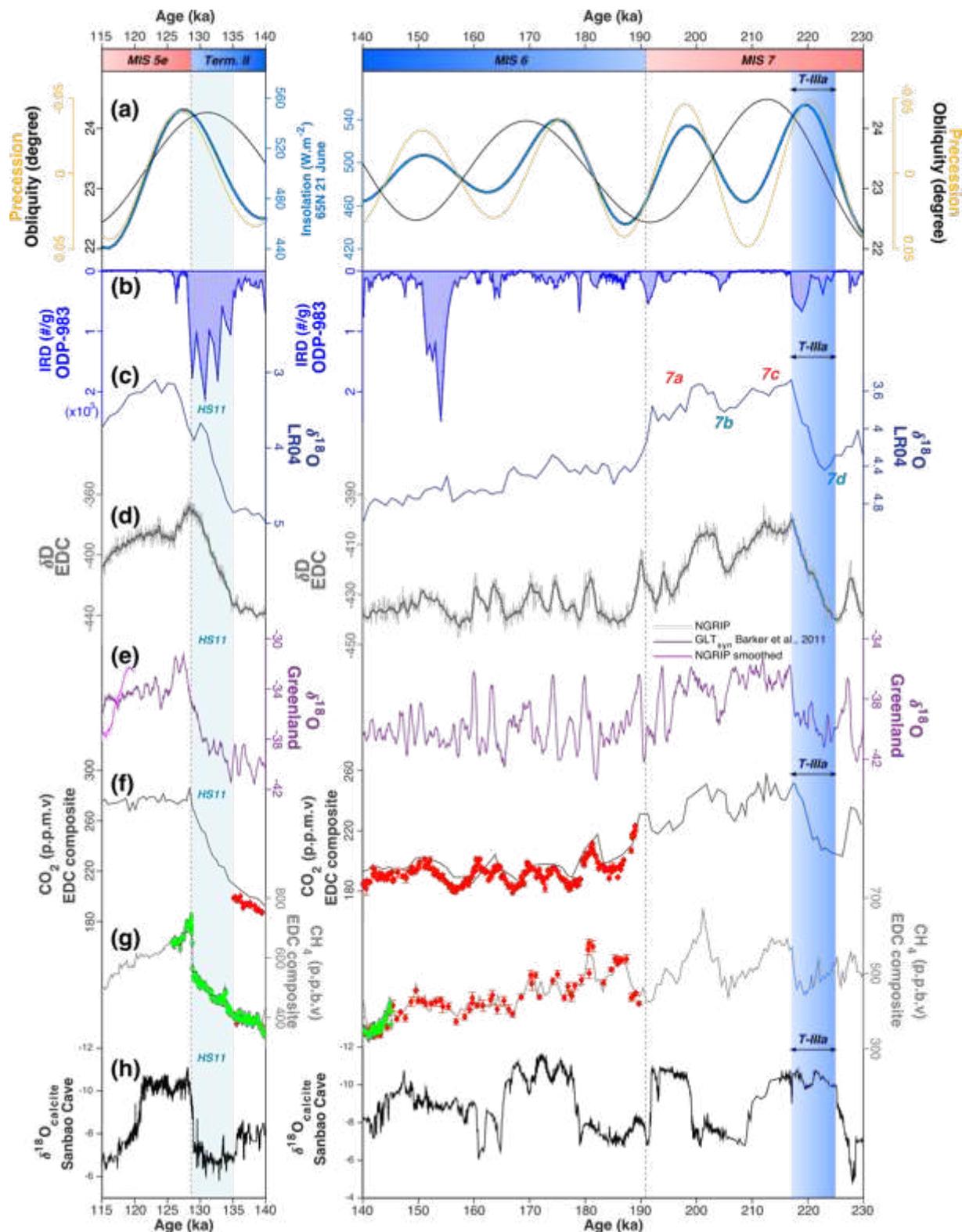


Figure I-6 : Même légende que la Figure I-4 pour la période 115 – 140 ka (gauche) et 140 – 230 ka. HS = Heinrich Stadial.

La période la plus récente du MIS 7 durant cette glaciation (jusque 230 ka) montre des valeurs assez élevées de $\delta^{18}\text{O}$ des foraminifères benthiques (i.e. des calottes encore assez grandes, **Figure I-6c**) ainsi que des températures antarctiques et des teneurs en GES

relativement faibles (**Figure I-6d-g** ; Louergue et al., 2008; Bereiter et al., 2015). En contraste, ce MIS révèle les amplitudes de changements d'insolation à 65°N les plus importantes des derniers 400 ka (**Figure I-6a** ; Berger and Loutre, 1991; Laskar et al., 2004). Les données isotopiques des foraminifères benthiques et des carottes de glace montrent que ce MIS s'organise en cinq sous-périodes, avec trois périodes « chaudes » (7a, 7c et 7e) et deux périodes « froides » (7b et 7d) déjà identifiées par Ruddiman et al. (1989). Ce MIS a également la particularité d'avoir deux Terminaisons, une principale T-III (**Figure I-7**) et une secondaire T-IIIa (**Figure I-6**), qui sont respectivement les transitions entre les MIS 8 - 7e et MIS 7d - 7c (Railsback et al., 2015). C'est également le seul MIS impair étudié qui montre un climat glaciaire établi très rapidement après l'optima climatique, et présentant des valeurs de $\delta^{18}\text{O}$ des foraminifères benthiques, de teneurs en CO_2 et CH_4 et de températures en Antarctique similaires entre l'IG (7e) et les interstades (7c, 7a) (**Figure I-6** ; **Figure I-7**).

Le MIS 7d (**Figure I-6**) montre des valeurs de $\delta^{18}\text{O}$, de températures antarctiques et de GES similaires à celles du MIS 6 (Lisiecki and Raymo, 2005; Barker et al., 2011; Landais et al., 2021). La sortie de cette période « froide » se fait grâce à la grande amplitude des variations d'insolation d'été à 65°N. Ce forçage permettrait une transition G – IG vers 217 ka (Past Interglacials Working Group of PAGES, 2016) appelée Terminaison T-IIIa. Cette transition est marquée par une débâcle d'icebergs modérée dans l'hémisphère Nord et une hausse relativement rapide des températures antarctiques et GES (**Figure I-6b, d-g**). Tzedakis et al. (2017) estiment que le MIS 7c est à la limite entre un IG strict et un Interstade. En effet, le pic d'insolation calorique à 65°N du MIS 7c étant distant de ~25 ka de celui du 7e, les valeurs très fortes d'insolation calorique du semestre d'été du MIS 7c compensent ce délai court entre les deux IG (**Figure I-2**). Cependant, dans 9% des scénarios proposés par leur modèle, le MIS 7c ne semble pas pouvoir être considéré comme un IG, ne révélant pas une déglaciation complète (Tzedakis et al., 2017). Quoiqu'il en soit, la fin de la T-IIIa n'est pas caractérisée par un *overshoot* des teneurs en GES, mais montre des valeurs de $\delta^{18}\text{O}$ benthique (Lisiecki and Raymo, 2005), de températures antarctiques (Jouzel et al., 2007; Landais et al., 2021) et de teneurs en GES (Louergue et al., 2008; Bereiter et al., 2015) du même ordre que celles du MIS 7e. Le MIS 7b est une courte période de refroidissement (de 208 à 206 ka), suivie du MIS 7a, dont la fin peut varier de 192 à 197 ka selon les traceurs utilisés. La transition entre le MIS 7 et le MIS 6 se fait avec une chute de concentration en CO_2 atmosphérique (Bereiter et al., 2015) et des températures en Antarctique (Jouzel et al., 2007; Landais et al., 2021) ainsi qu'une forte

croissance des calottes (Lisiecki and Raymo, 2005) associée à une chute rapide du niveau marin (Grant et al., 2014; Spratt and Lisiecki, 2016).

I.1.2.3. Du MIS 7e au 9d (230 à 320 ka)

Le MIS 7e et la Terminaison III (230 à 250 ka)

Au début de l'optimum climatique 7e, on observe un déphasage important de 10 ka (**Figure I-7a** ; **Tableau I-1**) entre le maximum d'obliquité (252 ka) et le minimum de précession (242 ka) (Berger and Loutre, 1991). Des enregistrements isotopiques réalisés sur des stalagmites de la grotte Kulishu en Chine (zone Nord Est de la mousson asiatique) révèlent une similitude entre la T-III et la T-I (Duan et al., 2022). En effet, la présence d'une succession d'évènements climatiques rapides est enregistrée, notamment un évènement froid appelé *Mystery Interval* (MI-III ; Duan et al., 2022), un évènement de Bølling-Allerød (B/A-III) et de Younger Dryas (YD-III). Ces évènements sont également enregistrés à Sanbao (**Figure I-7h** ; Cheng et al., 2009, 2016). Les transitions entre ces évènements semblent se faire de manière extrêmement rapide (inférieur à 100 ans, Duan et al., 2022). Les auteurs de cette étude estiment que ces variations climatiques, aussi bien durant la T-I que la T-III, pourraient être liées aux faibles taux et amplitudes de variations d'insolation du solstice d'été dans l'hémisphère Nord (65°N) entre le dernier maximum et le minimum d'insolation (-6,8 % au MIS 8 ; -5,4 % au MIS 2) avant ces terminaisons (Duan et al., 2022). Quelques évènements rapides sont également enregistrés au niveau de la marge ibérique par Desprat et al. (2006), avec des variations importantes des températures de surface et d'assemblages polliniques. Une récente étude (Legrain et al. *in prep*) montre, à l'aide de nouveaux enregistrements, que le CO₂ atmosphérique enregistré par la carotte de glace EDC augmente durant le MI-III, puis diminue durant le BA-III. Barker et al. (2015) enregistrent également plusieurs évènements de débâcles d'icebergs et de refroidissements des eaux de surface avant la déglaciation au sud de l'Islande (forage ODP-983), avec un intervalle (250 – 248 ka) où les IRD sont présents en très faible quantité (**Figure I-7b**). La T-III se termine ensuite avec une hausse brutale (*overshoot*) des températures et des concentrations en GES (**Figure I-7d-g** ; Jouzel et al., 2007; Loulergue et al., 2008; Bereiter et al., 2015; Landais et al., 2021) jusqu'à l'optima climatique (280 ppm de CO₂ ; 696 ppb de CH₄). Un fort taux d'IRD dans les sédiments marins nord-atlantiques marque la fracturation des calottes de l'hémisphère Nord (**Figure I-7b**). Le MIS 7e débutant vers 244

ka est marqué par des teneurs relativement faibles en GES, et notamment en CH₄ par rapport aux autres IG étudiés (**Figure I-4f**; Loulergue et al., 2008). S'ensuit un refroidissement continu du climat, avant de revenir à des conditions quasi-glaciaires vers 230 ka (**Figure I-7**).

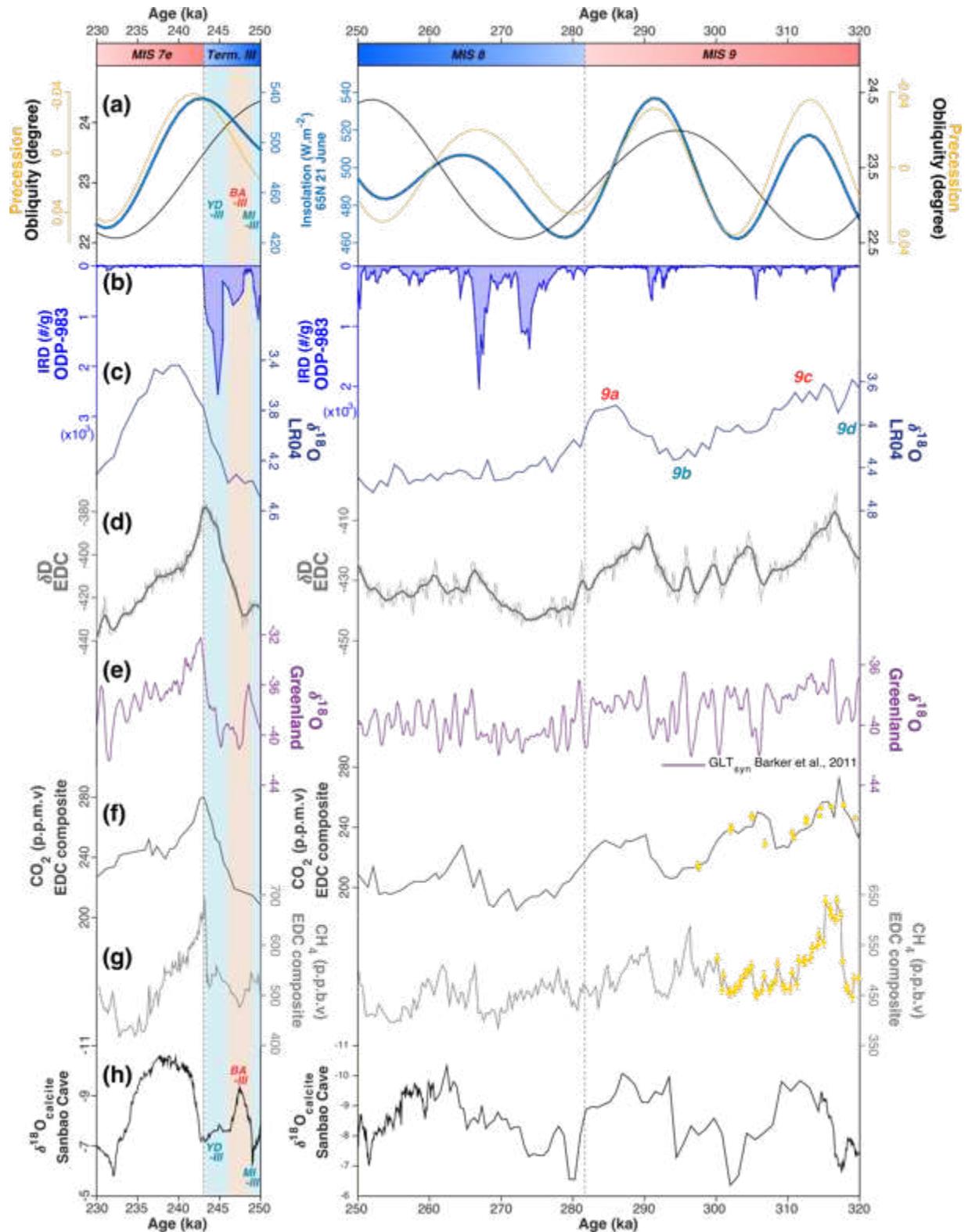


Figure I-7 : Même légende que la Figure I-4 pour la période 230 – 250 ka (gauche) et 250 – 320 ka (droite). YD-III = Younger Dryas III, BA-III = Bolling-Allerød III, MI-III = Mystery Interval III, d'après Duan et al. (2022).

La glaciation du MIS 8-9d (250 à 320 ka)

Le MIS 8 (**Figure I-7**) est caractérisé par un bas niveau marin ([Grant et al., 2014](#); [Spratt and Lisiecki, 2016](#)) lié à un fort accroissement des calottes ([Lisiecki and Raymo, 2005](#)). Les températures antarctiques et teneurs en GES sont faibles ([Loulergue et al., 2008](#); [Bereiter et al., 2015](#); [Landais et al., 2021](#)) et peu de périodes d'évènements climatiques rapides y sont enregistrés (**Figure I-7b, d-g**). Cependant, [Barker et al. \(2015\)](#) notent deux débâcles d'icebergs importantes à ~267 et 275 ka (**Figure I-7b**). Contrairement aux deux périodes glaciaires décrites précédemment (MIS 2-4 et 6), celle-ci se distingue par un minimum de températures antarctiques et teneurs en GES au début du stade isotopique.

Le MIS 9 est la période interglaciaire (au sens large) la plus ancienne étudiée durant cette thèse. Ce stade isotopique marin s'étend de 335 à 280 ka, bien que certains auteurs ne l'intègrent que jusqu'à 300 ka (voir [Railsback et al., 2015](#)). En effet, selon les études, le MIS 9 se compose de trois (9a, 9b et 9c) ou cinq (9a, 9b, 9c, 9d et 9e) sous-stades, incluant ou non une dernière période « chaude » vers 290 ka⁶. Dans cette thèse, nous utiliserons la seconde terminologie en incluant cinq sous-stades, avec une limite inférieure à 280 ka. Vers 320 ka, un refroidissement brutal est visible dans les comptages de *Neogloboquadrina pachyderma*⁷ (NPS%) du forage ODP-983 ([Barker et al., 2015](#)) et la simulation du $\delta^{18}\text{O}$ du Groenland (**Figure I-8e** ; [Barker et al., 2011](#)). Ce refroidissement marque la transition MIS 9e – 9d, suivie par un réchauffement lors de la transition 9d – 9c vers 317 ka. L'interstade 9c montre de fortes valeurs d'insolation au solstice d'été à 65°N (**Figure I-8a**). Cependant, les variations en antiphase de l'obliquité et la précession des équinoxes (**Figure I-8a**) font que l'insolation calorifique du semestre d'été est relativement faible ([Tzedakis et al., 2017](#)). Le MIS 9b montre un bas niveau marin révélé par le $\delta^{18}\text{O}$ des foraminifères benthiques (**Figure I-8c** ; [Lisiecki and Raymo, 2005](#)), avec une forte variabilité des températures de surface dans l'hémisphère Nord (**Figure I-8e** ; [Barker et al., 2011](#)). Enfin, [Tzedakis et al. \(2017\)](#) montrent que le MIS 9a possède une insolation calorifique presque suffisante pour être qualifié d'Interglaciaire. Cependant, les faibles teneurs en GES et températures antarctiques ([Loulergue et al., 2008](#); [Bereiter et al., 2015](#)) en font un Interstade n'ayant pas les caractéristiques d'un Interglaciaire au sens strict.

⁶ Cette dernière période « chaude », le MIS 9a, est aussi appelée MIS 8e ou 8.5 dans la littérature. Cependant, les études les plus récentes expriment toutes les 5 sous-périodes du MIS 9, incluant le MIS 9a.

⁷ *Neogloboquadrina pachyderma* (senestre) ou NPS est une espèce de foraminifère planctonique, vivant dans les eaux de sub-surface froides (températures annuelles comprises entre -2 et 9°C, [Eynaud, 2011](#)). Les variations de pourcentages de cette espèce indiquent indirectement les changements de température de surface de l'océan, synchrones avec les températures de surface au-dessus du Groenland ([Govin et al., 2012](#)).

L'entrée en glaciation (**Figure I-7**) se fait de manière continue, avec une diminution progressive de températures antarctiques (Landais et al., 2021; Jouzel et al., 2007) et des teneurs en CO₂ (Bereiter et al., 2015) et une augmentation progressive du volumes des glaces (Lisiecki and Raymo, 2005).

I.1.2.4. Les MIS 9e à 11b (320 à 390 ka)

Le MIS 9e et la Terminaison IV (320 à 345 ka)

L'optima climatique MIS 9e est caractérisé par les valeurs les plus élevées en GES (**Figure I-8**) des interglaciaires stricts des derniers 800 ka (Louergue et al., 2008; Bereiter et al., 2015; Past Interglacials Working Group of PAGES, 2016; Nehrbass-Ahles et al., 2020). Ce MIS débute avec un déphasage important de 2 ka (**Figure I-8a** ; **Tableau I-1**) entre le maximum d'obliquité (333 ka) et le minimum de précession (335 ka) (Berger and Loutre, 1991). La Terminaison T-IV est marquée par un évènement d'Heinrich extrêmement froid, visible dans les sédiments marins nord-atlantiques (Desprat et al., 2009; Nehrbass-Ahles et al., 2020; Stein et al., 2009; Voelker et al., 2010). Deux évènements de débâcles d'icebergs sont enregistrés en Atlantique Nord, l'un vers 343 ka, le second allant de 337 à 335 ka (**Figure I-8** ; Barker et al., 2015). Ce deuxième évènement, lié à la fracturation des terminaisons marines des calottes de l'hémisphère Nord, induit une débâcle d'icebergs importante, illustrée par un nombre d'IRD extrêmement fort (McManus et al., 1999; Barker et al., 2015) en Atlantique Nord. Ces deux débâcles semblent correspondre à une réduction d'intensité de la mousson asiatique (Cheng et al., 2016), une forte diminution des températures de surface en Atlantique Nord et une hausse des températures antarctiques et du CO₂ atmosphérique (Nehrbass-Ahles et al., 2020). Cette période est décrite par Nehrbass-Ahles et al. (2020) comme un *Heinrich Stadial* (HS 10.1). Un *overshoot* des teneurs en GES a également lieu à la fin de la T-IV (**Figure I-8**), avec des valeurs atteignant ~300 ppm de CO₂ et ~800 ppb de CH₄ (Louergue et al., 2008; Bereiter et al., 2015; Nehrbass-Ahles et al., 2020), marquant le début de l'optimum climatique (MIS 9e). L'IG est ensuite caractérisé par un volume des glaces et un niveau marin relativement stables (Lisiecki and Raymo, 2005; Spratt and Lisiecki, 2016), et une légère hausse continue du niveau marin d'après les reconstitutions de Grant et al. (2014). D'un point de vue atmosphérique, les températures antarctiques et les teneurs en GES diminuent lentement et progressivement au cours de l'IG, jusqu'à chuter à la transition MIS 9e – 9d (**Figure I-8** ;

Barker et al., 2011; Bereiter et al., 2015; Landais et al., 2021; Louergue et al., 2008; Nehrbass-Ahles et al., 2020).

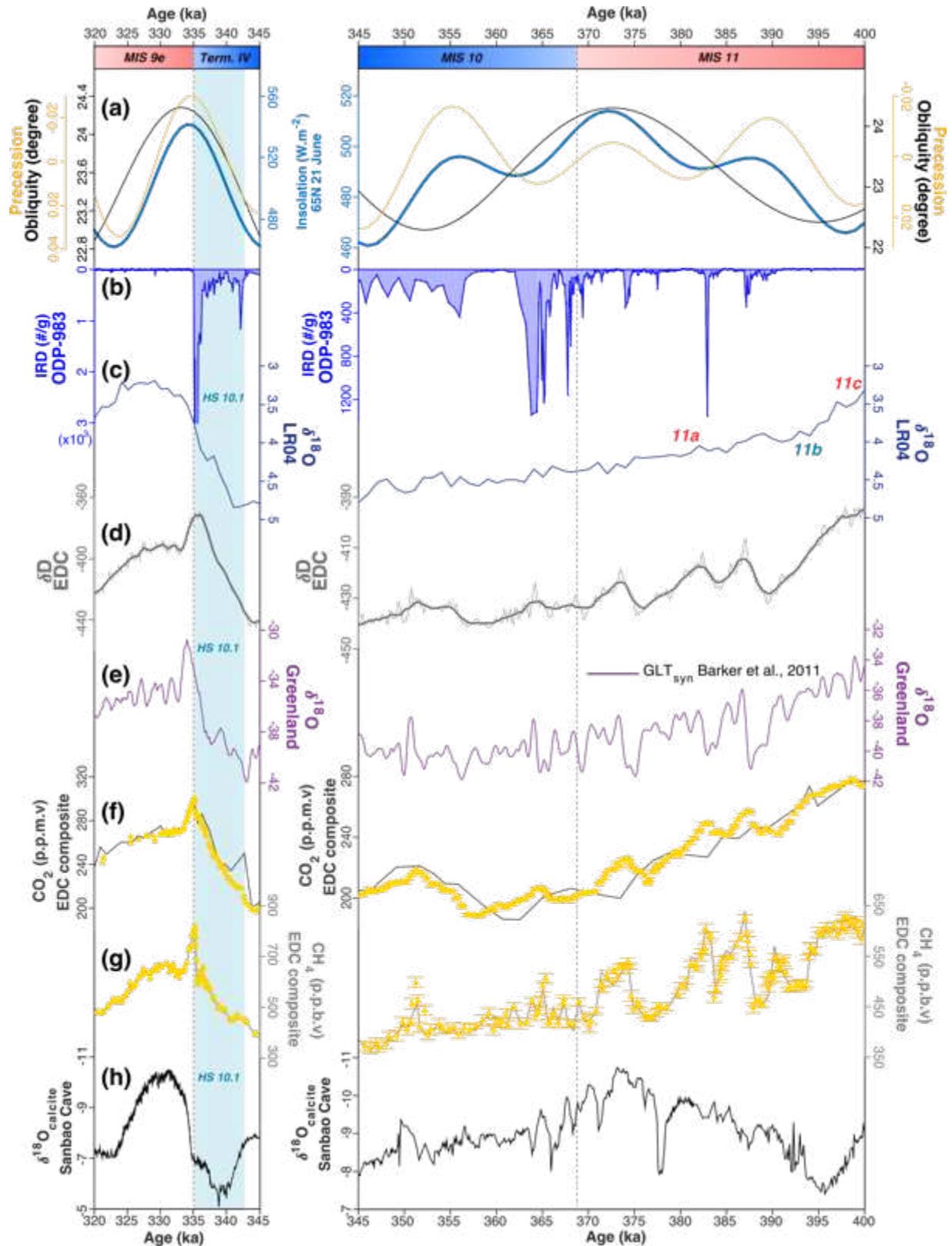


Figure I-8 : Même légende que la Figure I-4 pour la période 320 – 345 ka (gauche) et 325 – 400 ka (droite).

HS = Heinrich Stadial.

La glaciation du MIS 10-11 (345 à 390 ka)

Cette glaciation se fait avec une croissance relativement continue des calottes ainsi qu'une diminution progressive des températures antarctiques et des GES (**Figure I-8** ; Lisiecki and Raymo, 2005; Louergue et al., 2008; Bereiter et al., 2015; Nehrbass-Ahles et al., 2020; Landais et al., 2021). Les nouvelles mesures de concentrations en CO₂ atmosphérique obtenues à très haute résolution sur la carotte de glace EDC ont permis de mettre en évidence 5 événements de variabilité millénaire (Nehrbass-Ahles et al., 2020), qui surviennent avant les pics de CH₄ (Nehrbass-Ahles et al., 2020) et de SST en Atlantique Nord (Barker et al., 2015; Nehrbass-Ahles et al., 2020; Hodell et al., 2023). Nehrbass-Ahles et al. (2020) observent l'expression de la bascule bipolaire pour chacun de ces événements millénaires, en comparant les données de la carotte Antarctique EDC et des enregistrements de température de surface en Atlantique nord (marge portugaise, « site de Shackleton », forage IODP U1385). Vers 390 ka (MIS 11b), Holmes et al. (2022) enregistrent un refroidissement rapide dans l'Est de l'Atlantique Nord subpolaire, associé à une débâcle d'icebergs, ainsi qu'une diminution de la circulation océanique profonde au Sud du plateau de Rockall (Holmes et al., 2022). Au-delà de 395 ka, il s'agit de l'optimum climatique du MIS 11c et cette période ne sera pas abordée durant cette thèse.

1.1.2.5. Comparaison des Interglaciaires des derniers 400 ka

Lors de la description détaillée des IG des derniers 400 ka, certaines similitudes et différences entre eux ont été évoquées, en termes d'évolution des paramètres orbitaux (précession et obliquité), des transitions entre une période G et un IG strict et des forçages climatiques internes au cours des IG (**Figure I-9** et **Tableau I-1**).

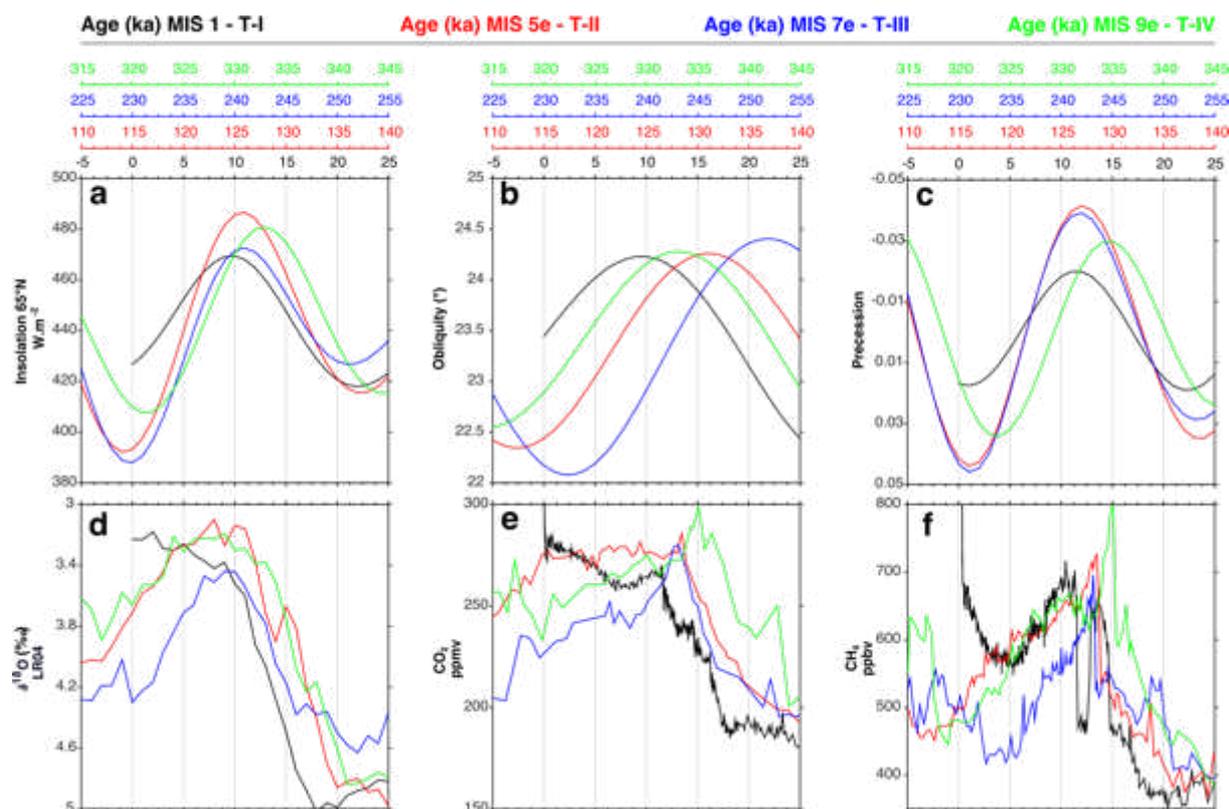


Figure I-9 : Superposition des différents forçages externes et internes au cours des 4 derniers interglaciaires stricts suivant une période glaciaire. Paramètres externes (a-c) : (a) Insolation au solstice d'été à 65°N (Berger et Loutre 1991) ; (b) Paramètre d'obliquité (Berger et Loutre 1991) ; (c) paramètre de précession des équinoxes (Berger et Loutre 1991). Paramètres internes (d-f) : (d) stack LR04 du $\delta^{18}O$ des foraminifères benthiques (Lisiecki et Raymo, 2005) ; (e) concentrations en CO_2 reconstitué à partir des carottes de glace Antarctique (Beireiter et al., 2015) ; (f) concentrations en CH_4 reconstitué des carottes de glace Antarctique (Louergue et al. 2012).

Des ressemblances existent entre les MIS 5e et 9e, notamment d'un point de vue orbital (obliquité et précession des équinoxes ; **Figure I-9**) avec des valeurs d'obliquité assez similaires et un déphasage de même ordre de grandeur entre ces deux paramètres orbitaux (**Tableau I-1**). Il s'agit également des IG stricts enregistrant les plus forts taux de GES à la fin de leurs terminaisons respectives (**Tableau I-1**).

Différents des MIS 5e et 9e, l'Holocène et le MIS 7e montrent également des ressemblances, notamment durant leurs terminaisons comme souligné par Duan et al. (2022). La série d'évènements rapides HE, B/A et YD caractéristique de la terminaison T-I semble en effet être visible durant la T-III, avec un impact moindre sur les forçages internes durant cette dernière. Le YD-III ne semble pas « interrompre » le réchauffement durant la déglaciation de manière aussi brutale que le YD, visible à l'aide des teneurs en CH_4 (**Figure I-9**). Les variations des teneurs en CH_4 semblent aussi être similaires entre ces deux interglaciaires (**Figure I-9**) si l'on exclut l'aire post-industrielle de l'Holocène. Le MIS 7e semble cependant être un cas à part, avec un maximum d'obliquité se produisant 10 ka avant l'optima climatique, une

terminaison initiée avec un volume des glaces peu élevé et des teneurs en GES relativement faibles (**Figure I-9**).

A l'exception de l'Holocène, les terminaisons T-II, T-III et T-IV montrent un *overshoot* des teneurs en CH₄ et de CO₂ marquant la fin de la terminaison. Malgré ces différences, tous ces interglaciaires sont initiés par un contexte d'insolation en hausse, fortement liée à une diminution de la précession. Une série de rétroactions (**Figure I-3**) suivant les mécanismes décrits par [Denton et al. \(2010\)](#) semble être visible par l'ensemble des enregistrements passés. Les nombreuses études se focalisant sur les déglaciations de ces IG montrent qu'une part importante de ces variations serait initiée par les changements de circulation océanique ([Broecker and Denton, 1990](#); [Cheng et al., 2009](#); [Denton et al., 2010](#); [Barker et al., 2019](#); [Barker and Knorr, 2021](#); [Landais et al., 2021](#); [Wassenburg et al., 2021](#)).

La circulation océanique et ces rétroactions avec les différentes sphères du climat (atmosphère, cryosphère) semblent donc jouer un rôle crucial dans ces périodes de forts changements climatiques. L'Atlantique Nord étant le lieu de transfert de chaleur et de formation des courants profonds, qui forment la *North Atlantic Deep Water* (NADW), de nombreuses études ont été réalisées afin d'examiner les réponses de l'AMOC à ces changements climatiques de grande ampleur.

I.2. Contexte environnemental actuel

L'Atlantique Nord subpolaire est un environnement sensible, où s'opèrent de nombreux changements du système climatique. Depuis quelques décennies, les océanographes étudient les courants de l'Atlantique Nord à l'aide de mesures océanographiques, de données satellites ainsi que des simulations. L'étude d'archives sédimentaires permet quant à elle de remonter plus loin dans le temps, avec une précision temporelle et spatiale moindre que pour les données modernes. Dans cette section sont présentées le contexte océanographique et le cadre sédimentaire de la zone étudiée durant cette thèse.

I.2.1. Circulation océanique actuelle en Atlantique Nord

En 2016, [Daniault et al. \(2016\)](#) publient une synthèse de la circulation océanique du 21^e siècle en Atlantique Nord (35 à 68°N ; **Figure I-10**), qui servira de référence pour cette section. Ces résultats sont le fruit de mesures de la section OVIDE (entre le Groenland et le Portugal), constituée de plusieurs instruments de mesures océanographiques permettant l'acquisition de données de température, de salinité et de vitesse d'écoulement intégrés sur la profondeur en chaque point de la section sur la période 2002-2012 ([Daniault et al., 2016](#)). La circulation océanique complexe en Atlantique Nord peut être divisée en 3 grandes entités (**Figure I-11**) : l'Atlantique Nord Subpolaire (*Subpolar North Atlantic*, SPNA) au Nord Nord-Ouest, l'Atlantique Nord Subtropical (*Subtropical North Atlantic*, STNA) au Sud Sud-Est et le Courant Nord Atlantique (*North Atlantic Current*, NAC), situé entre les deux ([Daniault et al., 2016](#)). Ce dernier peut être subdivisé en trois parties : Nord, Front Subarctic (*Subarctic Front*, SAF) et Sud (**Figure I-11**). En excluant le flux vers le Sud à l'Est du bassin nord-atlantique, le parcours des eaux intermédiaires et de surface du NAC constitue une limite entre le gyre subtropical (*Subtropical Gyre*, STG) et le gyre subpolaire (*Subpolar Gyre*, SPG) jusqu'au plateau de Rockall, puis représente l'extrémité Nord du SPG dans le bassin d'Islande et la mer d'Irminger ([Hátún et al., 2005](#)).

L'analyse des données de la section OVIDE a permis aux auteurs d'identifier quatre grands ensembles de masses d'eau. Ces eaux sont caractérisées par des isopycnes (lignes de même densité) de densité potentielle σ (définie par la température potentielle et la salinité) caractéristique. Ils ont ainsi nommé, de la surface jusqu'au fond (**Figure I-11**) :

- la circulation océanique méridienne (*Meridional Oceanic Circulation*, MOC) supérieure ($\sigma < \sigma_1 = 32.15$)
- la couche intermédiaire ($\sigma_1 = 32.15 < \sigma < \sigma_2 = 36.94$)
- la couche profonde supérieure ($\sigma_2 = 36.94$ ou $\sigma_0 = 27.80 < \sigma < \sigma_3 = 45.85$)
- la couche profonde inférieure ($\sigma > \sigma_4 = 45.85$)

Les deux dernières couches sont parfois considérées comme une seule entité (Daniault et al., 2016) et seront considérés ensemble dans la description qui suit.

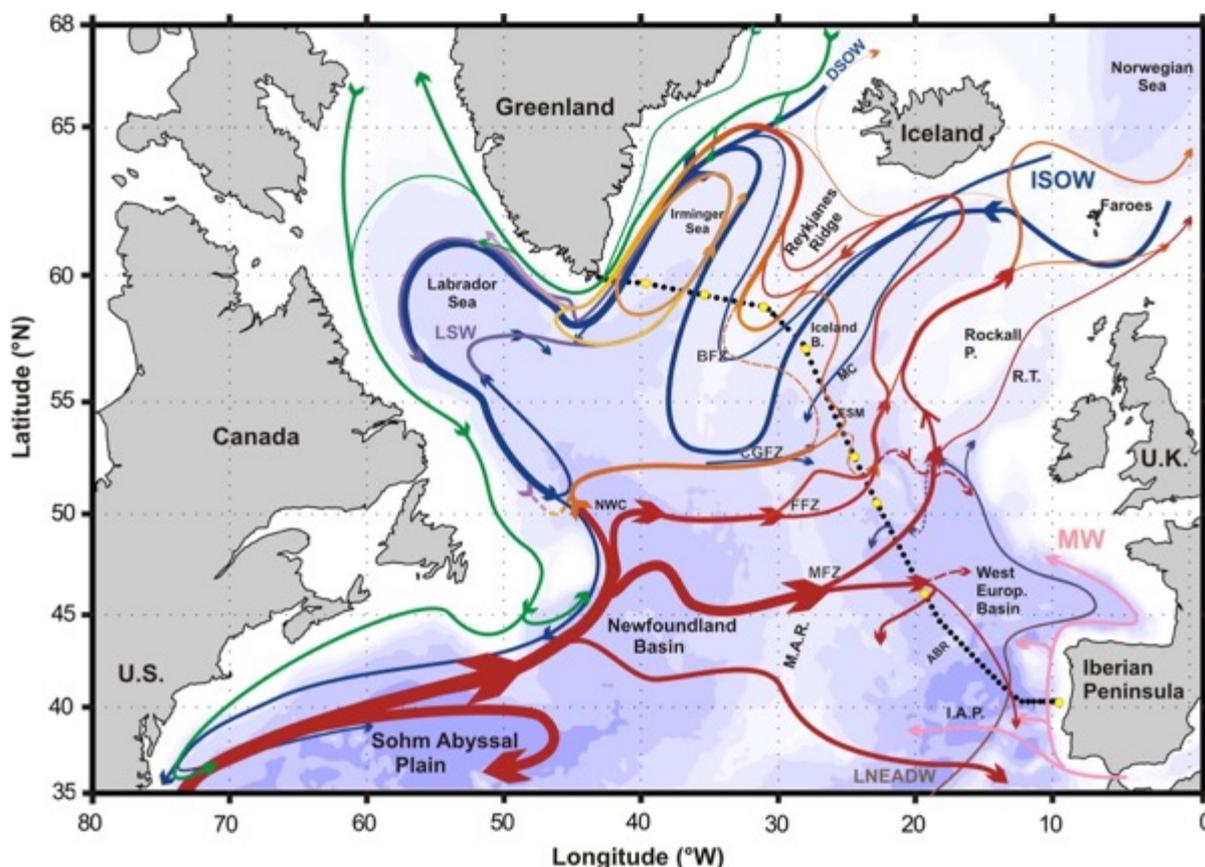


Figure I-10 : Carte schématique de la circulation à grande échelle en Atlantique Nord, d'après Daniault et al. (2016). La bathymétrie change de couleur à 100 m, 1000 m et tous les 1000 m en dessous de cette limite. Les stations de la section OVIDE sont indiquées par des points noirs. Les points jaunes indiquent des limites de « régions » utilisé dans Daniault et al. (2016). Les grandes structures topographiques sont labélisées comme suit : Azores-Biscay Rise (ABR), Bight Fracture Zone (BFZ), Charlie-Gibbs Fracture Zone (CGFZ), Faraday Fracture Zone (FFZ), Maxwell Fracture Zone (MFZ), Mid-Atlantic Ridge (M.A.R.), Iberian Abyssal Plain (I.A.P.), Northwest Corner (NWC), Rockall Trough (RT), Rockall Plateau (Rockall P.) et Maury Channel (MC). Les principales masses d'eau sont labélisées comme suit : Denmark Strait Overflow Water (DSOW), Iceland-Scotland Overflow Water (ISOW), Labrador Sea Water (LSW), Mediterranean Water (MW) et Lower North East Atlantic Deep Water (LNEADW).

Ces trois grands ensembles verticaux de masses d'eau sont décrits ci-après afin de mieux caractériser la circulation océanique actuelle en Atlantique Nord.

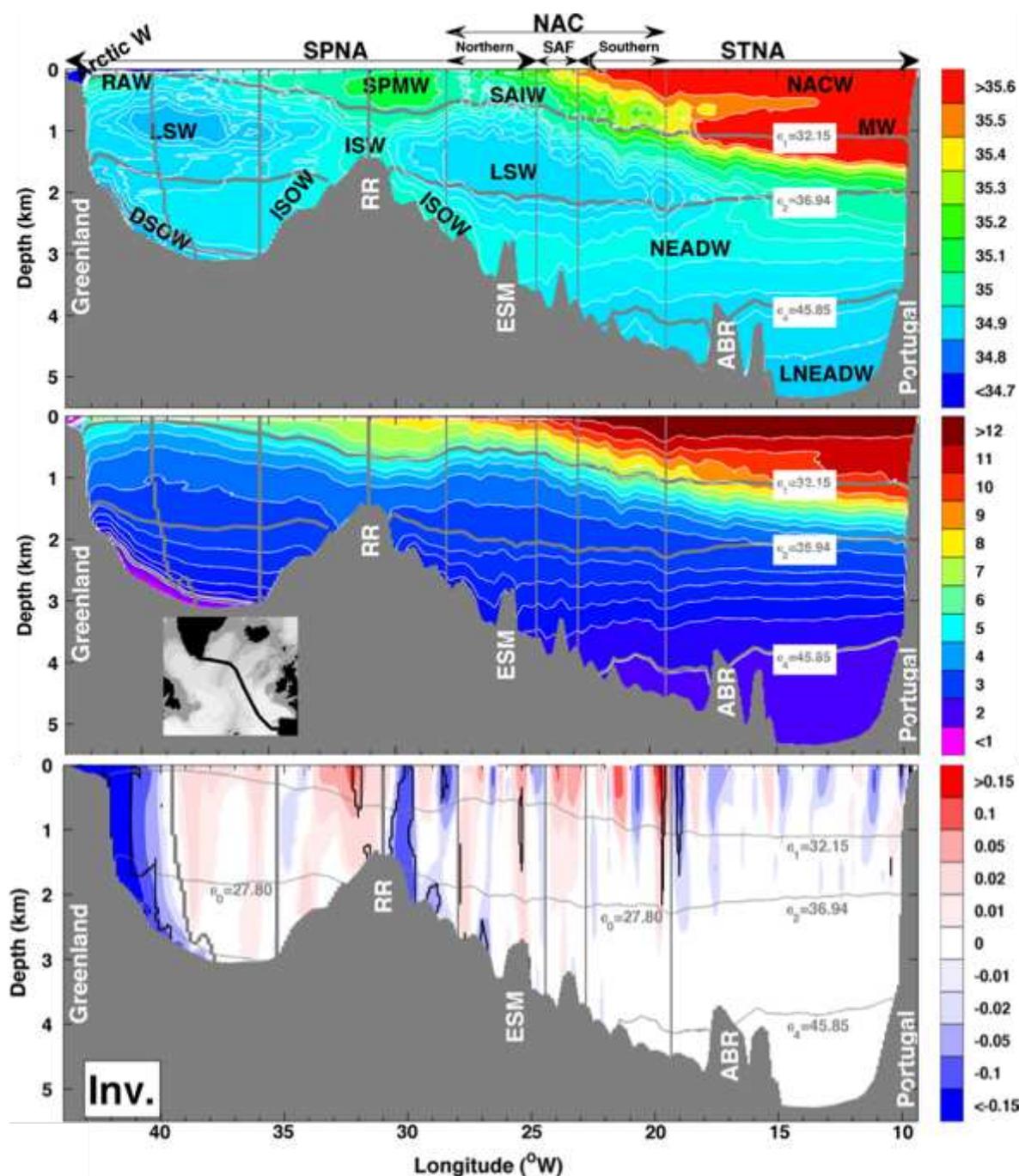


Figure I-11 : Salinité (haut), température potentielle (milieu) et vitesse d'écoulement (bas) le long de la section OVIDE (indiquée en noir sur l'insert), d'après [Damiault et al. \(2016\)](#). Les barres verticales grises représentent les grands ensembles géographiques (voir texte) dont les limites sont indiquées par les points jaunes sur la section OVIDE de la Figure I-10. Les lignes grises horizontales représentent les isopycnes définissant les 4 grands ensembles de masses d'eau (voir texte). Reykjanes Ridge (RR), Eriador Seamount (ESM) et Azores-Biscay Rise (ABR). Les vitesses d'écoulement (en $m \cdot s^{-1}$) négatives (positives) correspondent à un écoulement vers le Sud (Nord). L'ensemble des abréviations est référencé dans le lexique.

I.2.1.1. La circulation océanique méridienne (MOC) supérieure

La partie la plus superficielle de la circulation océanique en Atlantique Nord est principalement concentrée dans les eaux du NAC caractérisées par un débit de 27.02 ± 0.8 Sv (Daniault et al., 2016). Ces eaux, qui proviennent du *Gulf Stream*, s'écoulent vers l'Est Nord-Est et se subdivisent en trois branches (Figure I-12).

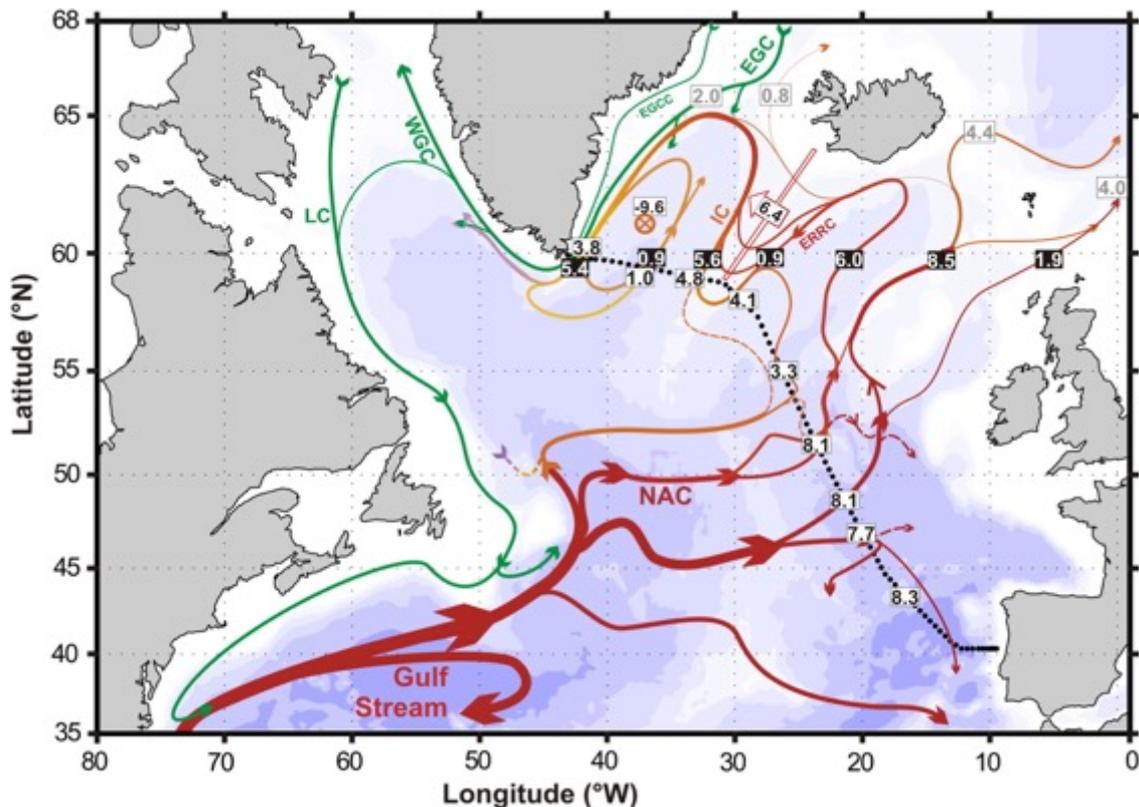


Figure I-12 : Circulation océanique méridienne supérieure en l'Atlantique Nord ($\sigma_t = 32.15$) d'après Daniault et al. (2016). Les principaux courants sont labélisés : East Greenland Current (EGC), East Greenland Coastal Current (EGCC), West Greenland Current (WGC), North Atlantic Current (NAC), East Reykjanes Ridge Current (ERRC) et Irminger Current (IC). Les nombres en noirs sur fond blanc indiquent le volume transporté d'après Daniault et al. (2016). Les nombres en blanc sur fonds noirs indiquent le volume transporté d'après Sarafanov et al. (2012). Les nombres en gris proviennent de Rossby and Flagg (2012) pour l'Est de l'Islande et Østerhus et al. (2008) et Sarafanov et al. (2012) pour l'Ouest de l'Islande. Le rond avec une croix indique la zone de mélange diapycnal en mer d'Irminger.

La branche Sud, qui traverse la ride médio-atlantique (*Medio-Atlantic Ridge*, M.A.R.) par la zone de fracture de Maxwell (Figure I-10), transporte 15.8 ± 2.2 Sv (Daniault et al., 2016) et se subdivise en deux sous-branches vers l'Est du bassin Atlantique. Une première s'écoule vers le Sud-Ouest, alimentant les eaux subtropicales, et une seconde vers le Nord rejoint le plateau de Rockall (Figure I-12).

La branche centrale du NAC associée au front subarctique (**Figure I-11**, **Figure I-12**), traverse la M.A.R. par la zone de fracture de Faraday (**Figure I-10**), transportant 8.1 ± 3.6 Sv ([Daniault et al., 2016](#)) et s'écoule vers le Nord en rejoignant la branche Sud au niveau du plateau de Rockall (**Figure I-12**). Ces deux écoulements vers le Nord convergent alors et contribuent au flux d'eau passant dans les mers nordiques par le seuil entre l'Islande et l'Ecosse ([Daniault et al., 2016](#)). [Sarafanov et al. \(2012\)](#) estiment à ~ 10.4 Sv le flux d'eau Atlantique transitant vers le Nord jusqu'aux mers nordiques, se rapprochant de la valeur de ~ 10.1 Sv de [Rossby and Flagg \(2012\)](#).

La branche Nord traverse la M.A.R. par la zone de fracture de Charlie-Gibbs (**Figure I-10**), transportant 3.3 ± 1.5 Sv ([Daniault et al., 2016](#)). Ces eaux s'écoulent ensuite vers le nord, rejoignant une partie des eaux de la branche centrale dans le bassin d'Islande où une circulation cyclonique se met en place. Ces eaux s'écoulent ensuite vers le sud en suivant le flanc Est de la ride de Reykjanes (**Figure I-12**). Ce courant finira par alimenter (~ 6.4 Sv) le courant cyclonique d'Irminger en passant par-dessus la ride de Reykjanes ([Daniault et al., 2016](#)). [Sarafanov et al. \(2012\)](#) ont également mis en évidence une convection diapycnale (mélange entre deux isopycnes) au Nord de la mer d'Irminger, estimée à ~ 10.2 Sv pour alimenter les eaux intermédiaires et profondes. Cette valeur a été revue par [Daniault et al. \(2016\)](#) à ~ 9.6 Sv. L'écoulement vers le Nord le long de la ride de Reykjanes dans la mer d'Irminger rejoint ensuite le courant Est groenlandais (*East Greenland Current*, EGC) pour quitter la mer d'Irminger (5.4 Sv ; [Daniault et al., 2016](#)) et former en partie le courant Ouest groenlandais (*West Greenland Current*, WGC) en baie de Baffin. Une partie de ces eaux transitent ensuite dans les détroits des CAA vers l'océan Arctique et une autre partie se mélange aux flux d'eau douce et d'eaux arctiques pour quitter la baie de Baffin. [Curry et al. \(2011\)](#) estiment un budget total de $-2.3 \pm 0,7$ Sv⁸ sortant de la baie de Baffin vers l'Atlantique Nord pour former le courant de surface du Labrador (**Figure I-12**). Enfin, ce mélange d'eaux arctiques, de fonte et du courant Ouest groenlandais s'écoule vers le sud le long du plateau continental Nord-Américain ; il est repris en partie par le NAC au large de Terre-Neuve.

⁸ Un budget de débit négatif indique plus de débit de sortie que d'entrée. Ici, cela signifie qu'il y a 2,3 Sv de plus qui sort de la baie de Baffin que ce qui n'entre via le courant de surface Est groenlandais.

I.2.1.2. La circulation intermédiaire

La circulation océanique intermédiaire en Atlantique Nord est principalement représentée par les eaux du NAC transportant en partie les eaux intermédiaires formées en mer du Labrador (*Labrador Sea Water*, LSW) (**Figure I-11**). Les eaux de la LSW sont notamment présentes en mers du Labrador, d'Irminger et dans le bassin d'Islande (Yashayaev et al., 2007). Daniault et al. (2016) estiment un transport d'eaux intermédiaires du NAC de 11.9 ± 1.8 Sv, surtout associé aux branches Nord et centrale. Ces deux branches d'eaux intermédiaires se rejoignent dans le bassin d'Islande, à l'Ouest du plateau de Rockall, où l'écoulement suit la bathymétrie avec une circulation cyclonique (**Figure I-13** ; Daniault et al., 2016). Comme en surface, ces eaux intermédiaires du bassin d'Islande transitent en partie à l'Ouest de la ride de Reykjanes (~ 4.9 Sv au-delà de 58°N) jusque dans la mer d'Irminger (**Figure I-13**). Les eaux intermédiaires dans cette même mer sont enrichies de 9.6 Sv par la convection diapycnale de la couche supérieure citée précédemment, mais cette même convection induit une « perte » de 3.7 Sv d'eaux intermédiaires vers les eaux les plus profondes du bassin d'Irminger (Daniault et al., 2016). En suivant la bathymétrie, les eaux intermédiaires de la mer d'Irminger (~ 16.4 Sv) rejoignent les eaux de la mer du Labrador pour former la LSW. Ces eaux se séparent ensuite vers le Sud, puis l'Ouest en traversant la M.A.R. et rejoignant le NAC, puis vers le Nord pour retourner en mer d'Irminger (**Figure I-13** ; Daniault et al., 2016).

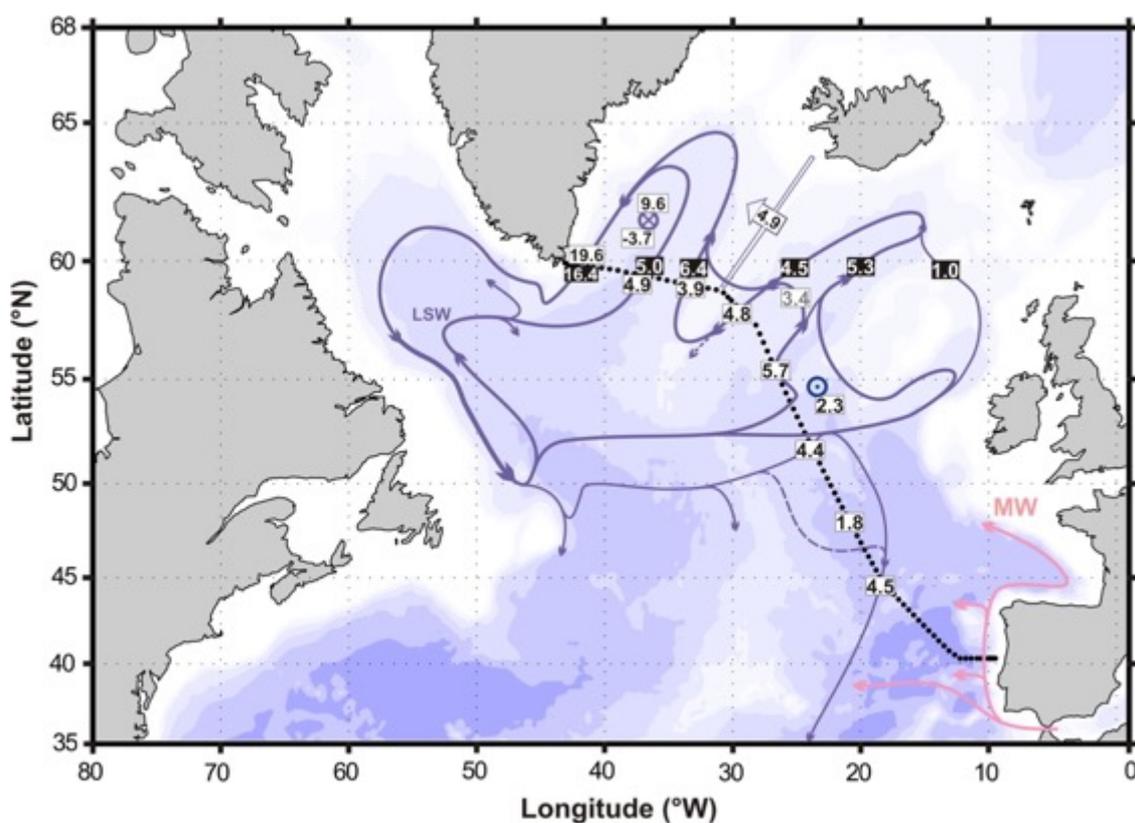


Figure I-13 : Circulation intermédiaire en l'Atlantique Nord ($\sigma_1 = 32.15 < \sigma < \sigma_2 = 36.94$) d'après [Daniault et al. \(2016\)](#). Les principaux courants sont labélisés : Mediterranean Water (MW) et Labrador Sea Water (LSW). Les nombres en noirs sur fond blanc indiquent le volume transporté d'après [Daniault et al. \(2016\)](#). Les nombres en blanc sur fonds noirs indiquent le volume transporté d'après [Sarafanov et al. \(2012\)](#). Le rond avec une croix indique la zone de mélange diapycnal en mer d'Irminger. Le rond avec un point indique la zone de remontée d'eau de la couche sous-jacente au Sud du plateau de Rockall.

1.2.1.3. La circulation profonde

La circulation profonde en Atlantique Nord est caractérisée notamment par deux courants de débordements, prenant source dans les mers nordiques (aussi appelées *Greenland-Iceland – Norwegian seas*, GIN seas ; [Aagaard et al., 1985](#); [Aagaard and Carmack, 1989](#); [Mauritzen, 1996](#)). Ces courants profonds passent les seuils entre le Groenland et l'Ecosse et « débordent » dans le bassin Nord-Atlantique afin de former les branches les plus profondes de la NADW, qui ont une grande importance dans la circulation thermohaline mondiale.

Le courant de débordement de l'Islande-Ecosse (*Iceland-Scotland Overflow Water*, ISOW) est caractérisé par une température potentielle de -0.5 à 1°C et une salinité de 34.90 à 34.92 PSU ([LeBel et al., 2008](#)). La source de l'ISOW serait, *a priori*, un mélange de différentes masses d'eaux des mers GIN ([Eldevik et al., 2009](#)). Il serait composé notamment d'eaux

intermédiaires ou profondes de la mer du Groenland, formées par la circulation cyclonique au Nord des GIN. En moindre contribution, les eaux profondes en mer de Norvège (formées également par une circulation cyclonique) et les eaux atlantiques de retour (i. e. le retour des eaux atlantiques directement formées dans l'océan Arctique) contribue également à la formation de l'ISOW (Eldevik et al., 2009). En 1994, Saunders (1994) observe un flux d'eau dense ($\sigma_\theta = 27.8$) s'écoulant vers l'Ouest au niveau de la zone de fracture de Charlie-Gibbs. L'auteur indique qu'il s'agit probablement d'un courant de débordement passant par le seuil Islando-Ecossais, mais aussi en partie d'eaux plus profondes provenant de l'hémisphère Sud (Saunders, 1994). Dickson and Brown (1994) publie la même année un schéma de la circulation profonde en Atlantique Nord, identifiant l'ISOW et le courant de débordement du détroit du Danemark (*Denmark-Strait Overflow Water*, DSOW), passant respectivement à l'Est et l'Ouest de l'Islande (Figure I-14).

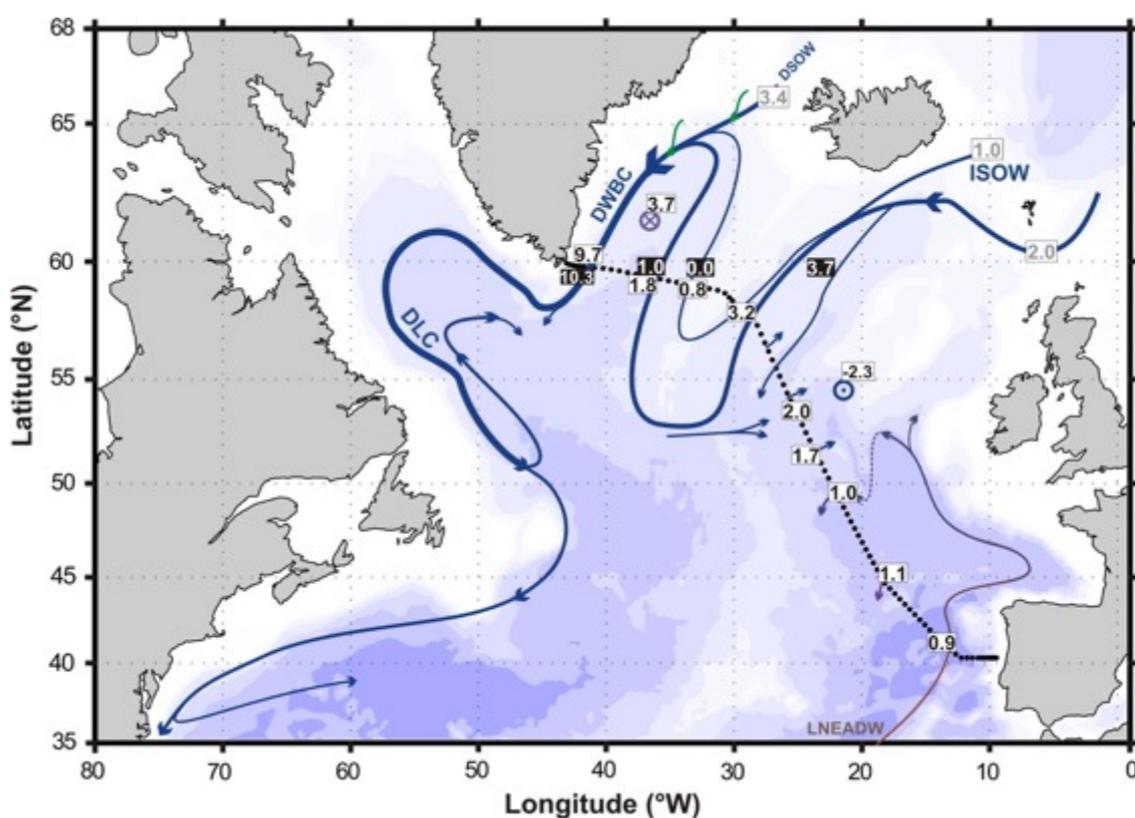


Figure I-14 : Circulation océanique profonde en l'Atlantique Nord ($\sigma > \sigma_2 = 36.94$) d'après Daniault et al. (2016). Les principaux courants sont labélisés : Deep Labrador Current (DLC), Deep Western Boundary Current (DWBC). Les courants de débordements indiqués : Denmark Strait Overflow Water (DSOW), Iceland–Scotland Overflow Water (ISOW). Les nombres en noirs sur fond blanc indiquent le volume transporté d'après Daniault et al. (2016). Les nombres en blanc sur fonds noirs indiquent le volume transporté d'après Sarafanov et al. (2012). Le rond avec une croix indique la zone de convection diapycnale d'eau en mer d'Irminger. Le rond avec un point indique la zone de remontée d'eau de la couche sous-jacente au Sud du plateau de Rockall.

Østerhus et al. (2008) estiment un écoulement vers le Sud d'environ ~ 3.0 Sv au niveau de la ride entre l'Islande et l'Ecosse (passage de l'ISOW). Plusieurs auteurs sont également proches de cette estimation de volume s'écoulant le long du flanc Est de la ride de Reykjanes, notamment Saunders (1996) avec 3.2 ± 0.4 Sv, Kanzow and Zenk (2014) avec 3.8 ± 0.6 Sv, Daniault et al. (2016) avec 3.2 ± 0.4 Sv, ou encore Xu et al. (2010) avec ~ 3.3 Sv dans une simulation numérique de circulation océanique. Plusieurs études observent également trois branches de l'ISOW sur le flanc Est de la ride de Reykjanes à l'aide de simulations numériques (Xu et al., 2010, 2018; Zou et al., 2017), également observés par les mesures océanographiques de la section OVIDE (Figure I-14 ; Daniault et al., 2016). Ces différentes branches de l'ISOW peuvent être liées à la topographie complexe de la zone (Bianchi and McCave, 2000). D'après les schémas de circulation océanique fréquemment utilisés (ex : Dickson and Brown, 1994; Daniault et al., 2016), l'ISOW quitterait le bassin d'Islande via la zone de fracture de Charlie-Gibbs pour remonter vers le Nord le long du flanc Ouest de la ride de Reykjanes (Figure I-14). Cependant, quelques études ont mis en évidence plusieurs routes de sortie du bassin d'Islande pour l'ISOW au niveau de la zone de fracture Charlie-Gibbs. Il y a notamment trois grandes tendances : l'Ouest, le Sud Sud-Est, le Nord (Figure I-15 ; Zou et al., 2017; Xu et al., 2018; Zou et al., 2020). Zou et al. (2020) ont également démontré l'influence du NAC sur la direction d'export des eaux de l'ISOW au niveau de la zone de fracture Charlie-Gibbs. En effet, le caractère méandrique de la partie Nord du NAC fait qu'il peut parfois passer au-dessus de cette zone, bloquant partiellement les eaux de l'ISOW en les forçant à s'écouler vers le Sud le long du flanc Est de la M.A.R. (Zou et al., 2020). Cette influence de la couche supérieure sur les eaux profondes a également été observée dans l'hémisphère Sud, avec une possible influence des « anneaux » de l'*Agulhas* sur les eaux profondes de la NADW et leur intensité d'écoulement (van Sebille et al., 2012). En résumé, l'ISOW prend source dans les mers nordiques (Aagaard et al., 1985; Aagaard and Carmack, 1989; Dickson and Brown, 1994), passe le seuil Islando-Ecossais (3.0 à 3.8 Sv) et longe le flanc Est de la ride de Reykjanes (Saunders, 1996; Østerhus et al., 2008; Xu et al., 2010; Sarafanov et al., 2012; Kanzow and Zenk, 2014; Daniault et al., 2016; Zou et al., 2017; Xu et al., 2018), puis quitte le bassin d'Islande dans plusieurs directions possibles (Figure I-15) selon la position des couches supérieures du NAC (Xu et al., 2018; Zou et al., 2020).

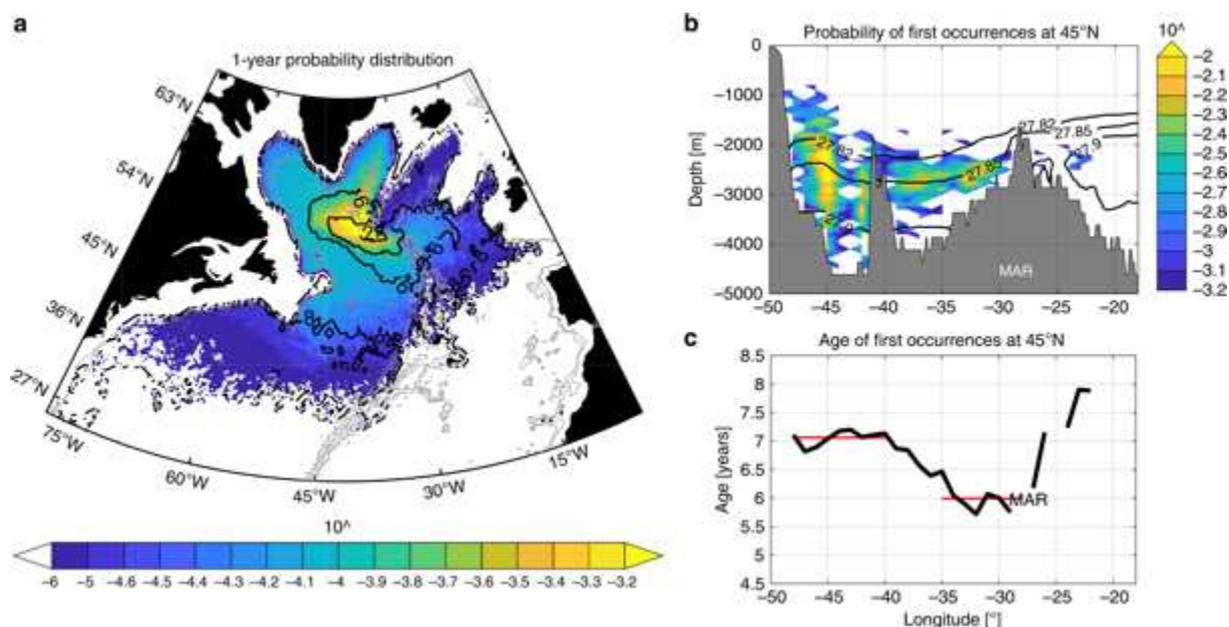


Figure I-15 : Distribution de probabilité (échelle logarithmique) des trajectoires simulées de bouées initiées dans la zone de fracture de Charlie-Gibbs sur 10 ans, d'après Zou et al. (2020). Les lignes de contours noires représentent l'âge moyen des bouées.

Le second courant profond lié à un processus de débordement, le DSOW, prend également sa source dans les mers nordiques (Aagaard et al., 1985). Ce courant est caractérisé par des températures potentielles très faibles ($< -0.5^{\circ}\text{C}$) et une salinité de 34.84 PSU (LeBel et al., 2008). Ces eaux plus froides que celles de l'ISOW (bien que légèrement moins salées), rendent cette masse d'eau plus dense que l'ISOW. Le DSOW est principalement constitué des eaux de retour Atlantique et des eaux intermédiaires ou profondes du Groenland, ainsi que légèrement d'eaux provenant de l'océan Arctique (Eldevik et al., 2009).

Ce courant arrive en Atlantique Nord par le détroit entre le Groenland et l'Islande. Dickson and Brown (1994) estiment un transport de ~ 2.9 Sv passant par ce détroit jusqu'en mer d'Irminger. Cette valeur est revue par Jochumsen et al. (2012) à ~ 3.4 Sv. Ce courant de débordement se mélange ensuite aux eaux de l'ISOW, remontées vers le Nord après avoir franchi la ride de Reykjanes (~ 2.6 Sv ; Danialt et al., 2016), et aux eaux qui plongent depuis les couches intermédiaires en mer d'Irminger (3.7 ± 1.3 Sv principalement dérivés de la LSW). L'ensemble forme le *Deep Western Boundary Current* (DWBC), qui rentre en mer du Labrador (9.7 ± 0.9 Sv ; Danialt et al., 2016) par l'extrémité Sud du Groenland (Figure I-14). Ce courant d'eaux denses suit la bathymétrie de la mer du Labrador et se retrouve jusqu'aux régions subtropicales (Xu et al., 2015). Il formera en partie les eaux de la NADW, constituée des eaux de la LSW (partie haute), de l'ISOW (partie intermédiaire) et du DSOW (partie profonde),

dépendant des densités potentielles de chacune des masses d'eaux, observées jusque dans l'hémisphère Sud.

I.2.2. Cadre sédimentaire

Les courants profonds persistants, en Atlantique Nord ou ailleurs dans le monde, suivent généralement les contours bathymétriques qui jouent un rôle de barrière naturelle aux mouvements géostrophiques liés à la force de Coriolis. Ils sont aussi appelés courants de contours et forment des accumulations sédimentaires impressionnantes appelées *drift* contouritiques (ou contourites ; [McCave and Tucholke, 1986](#); [Stow and Holbrook, 1984](#)). [Stow and Holbrook \(1984\)](#) ont décrit plusieurs dépôts contouritiques en Atlantique Nord et soulignent l'effet important des courants profonds sur la nature et la distribution des sédiments dans les régions concernées. En effet, ces courants profonds sont capables d'éroder, de transporter et de déposer des sédiments argileux, jusqu'aux sables fins à moyens ([Stow and Holbrook, 1984](#)). En moyenne, les auteurs estiment une taille moyenne de grains transportés par ces courants profonds de 12 μm sur une couche d'épaisseur allant de 100 m à plus de 1500 m, appelée couche néphéloïde. Cette masse d'eau chargée en particules fines en suspension peut transporter des sédiments sur plusieurs milliers de kilomètres ([Stow and Holbrook, 1984](#)).

Ces auteurs ont défini deux types de faciès contouritiques : 1) les contourites constituées de limons (de faciès fin) et 2) les contourites constituées de sables (de faciès sableux). Le premier faciès est caractérisé par des grains fins (silts fins, argiles ; voir **Chapitre II** pour un détail des classes granulométriques). Il est homogène ou sans structure sédimentaire apparente et peut-être fortement bioturbé ([Stow and Holbrook, 1984](#)). Les grains transportés sont principalement formés par un mélange de grains terrigènes et biogènes, ressemblant souvent à des dépôts hémipélagiques. Le second faciès, caractérisé par des sables fins à moyens, montre des couches de tailles irrégulières (< 1 à 25 cm), sans vraiment de structures et fortement bioturbés ([Stow and Holbrook, 1984](#)). Ce type de faciès est également constitué d'un mélange entre sédiments terrigènes et biogènes et peut parfois être confondu avec une séquence turbiditique.

Les structures sédimentaires associées au courant de débordement ISOW (principal courant étudié durant ma thèse) sur le flanc Est de la ride de Reykjanes sont le Björn Drift (~300 km de long) et Gardar Drift (~1000 km de long ; [Egloff and Johnson, 1979](#); [McCave et al., 1980](#); [Bianchi and McCave, 2000](#); [Parnell-Turner et al., 2015](#)). Un troisième drift sédimentaire,

le Björnsson drift, peut également être identifié selon les études (ex : Bianchi and McCave, 2000) et représente la partie Sud (ou une continuité) du Björn drift. Le Gardar drift *stricto sensu* peut, selon la littérature, faire référence à ces trois structures sédimentaires. En 1980, McCave et al. (1980) décrivent le Gardar drift comme étant une contourite de faciès fin formée par un déversement des sédiments vers l'Est sur le passage d'une branche de l'ISOW. Ils enregistrent notamment une couche néphéloïde d'environ 300 m d'épaisseur formée par la re-suspension des sédiments sur le passage de l'ISOW (McCave et al., 1980). Ils évoquent également une possible influence du chenal turbiditique de Maury, pouvant transporter un panache de sédiment de la pente islandaise jusqu'aux profondeurs du bassin. Une vingtaine d'année plus tard, Bianchi and McCave (2000) publient un inventaire hydrographique et sédimentologique des drifts actuels du flanc Est de la ride de Reykjanes (Figure I-16).

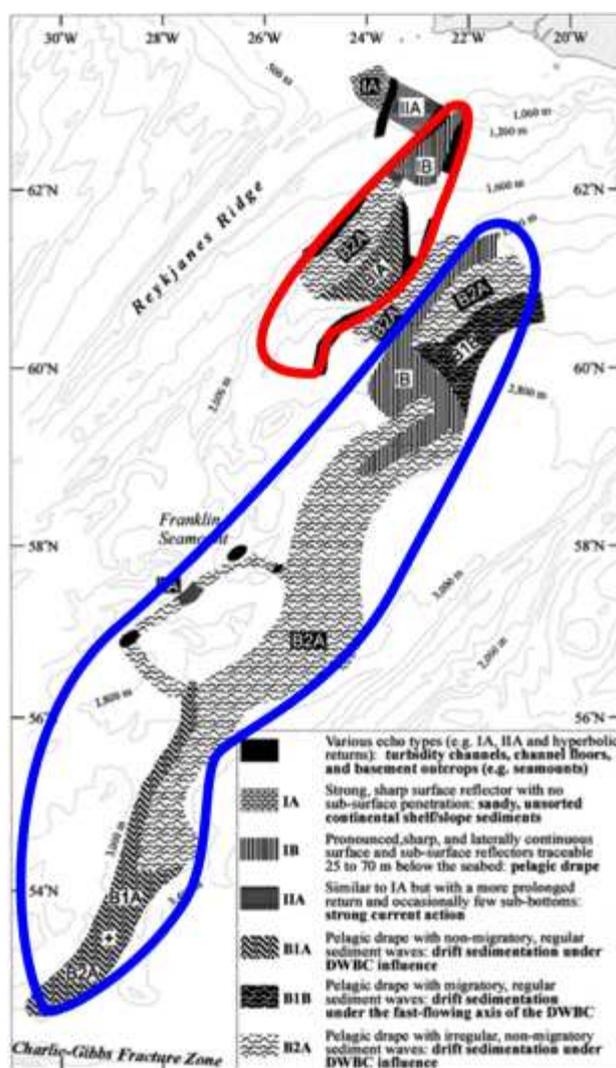


Figure I-16 : Distribution des types d'échos sismiques obtenus le long du Björn et du Gardar drifts, d'après (Bianchi and McCave, 2000). Le contour rouge représente le Björn Drift et le bleu le Gardar Drift.

Le Björn Drift moderne est sous l'influence de l'ISOW qui a une limite « haute » jusque 1300 – 1400 m de profondeur. En-dessous de celle-ci (et jusqu'au fond du bassin), la vitesse du courant ISOW augmente progressivement jusqu'environ 10 cm.s^{-1} (Bianchi and McCave, 2000). Le flanc Est du drift sous les 1600 m de profondeur semble cependant être le seul réellement affecté par l'écoulement permanent de l'ISOW (Bianchi and McCave, 2000). La partie Nord et moins profonde du Björn Drift semble plutôt être sous influence de courants forts associés à la pente continentale islandaise et est caractérisée par du sédiment sableux (faciès IA sur la **Figure I-16** ; Bianchi and McCave, 2000). Plusieurs chenaux turbiditiques ou affleurements peuvent également être visibles, rendant la topographie de la partie Nord (< 1500 m de profondeur) et l'hydrologie qui en découle relativement complexe (faciès indiqués en noir sur la **Figure I-16**). La partie plus profonde (> 1500 m de profondeur) est caractérisée par une sédimentation de contourite à faciès fin (faciès B1A et B2A sur la **Figure I-16**) sous influence permanente de l'ISOW (fort rapport silt/argile), avec quelques zones montrant une vitesse d'écoulement plus intense (Bianchi and McCave, 2000). Une couche néphéloïde de fond de plusieurs centaines de mètres d'épaisseur est également observée en permanence par Bianchi and McCave (2000) avec parfois une couche néphéloïde intermédiaire par-dessus.

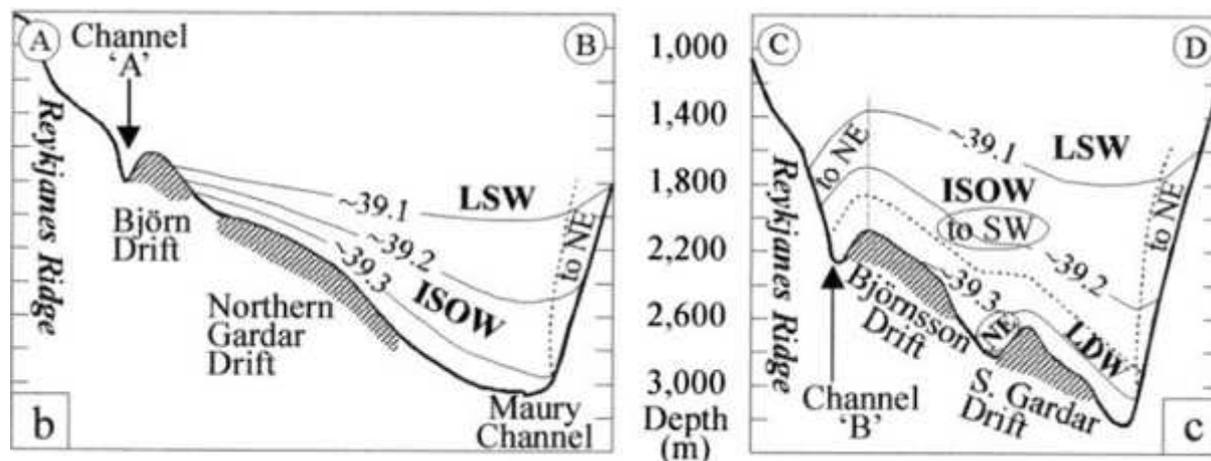


Figure I-17 : Coupes de la partie Nord (gauche) et Sud (droite) du flanc Est de la ride de Reykjanes, d'après Bianchi and McCave, (2000). Les lignes et numéros correspondent aux isopycnes densité potentielle $\sigma_{2.5}$, à 2.5 km de profondeur. La LDW (Labrador Deep Water) correspond aux eaux du Deep Labrador Current (DLC) dans la Figure I-14.

Le Gardar Drift s'étend plus profondément, jusqu'à ~3000 m de profondeur (**Figure I-17**) et beaucoup plus au Sud du bassin d'Islande que le Björn Drift (**Figure I-16**). Sa partie Nord (> $58^{\circ}30'$ N) est, comme le Björn drift, caractérisée par une contourite à faciès fin (faciès B1A et B2A sur la **Figure I-16**) avec un fort rapport silt/argile (Bianchi and McCave, 2000). La partie Sud et plus profonde montre le même type de faciès (faciès B1A et B2A sur la **Figure**

I-16), avec cependant des grains de tailles inférieures (Bianchi and McCave, 2000). Cette différence de valeurs de taille de grains entre les zones nord et sud des drifts est en partie expliquée par les auteurs du fait de la proximité du Björn Drift et du Gardar Drift Nord avec l'Islande, contributeur principal de sédiment terrigène. Comme pour le Björn Drift, il y a une couche néphéloïde épaisse de plusieurs centaines de mètres au-dessus du Gardar Drift, avec parfois une couche intermédiaire par-dessus (Bianchi and McCave, 2000).

Ces couches néphéloïdes transportent majoritairement un mélange de sédiment d'origine biogène (Grousset et al., 1982; Bianchi and McCave, 2000) et détritique volcanique « basique », riche en minéraux argileux (smectites, illites, kaolinites, chlorites) ainsi qu'en grains riches en fer (Fe), titane (Ti) et Manganèse (Mn) (Grousset et al., 1982). Bout-Roumazeilles et al. (1997) ont également montré que les sédiments du bassin islandais sont constitués d'environ 59% de smectites, de 20% d'illites, de 10% de chlorites et de 7% de kaolinite. Cette signature minéralogique et géochimique montre une dominance de provenance basaltique des sédiments détritiques (Chamley, 1989), prenant source au niveau du seuil basaltique entre l'Islande et les îles Féroé (Grousset et al., 1982). Plusieurs études paléocéanographiques ont ensuite confirmé cette origine minéralogique, indiquant que le seuil Islando-Ecossais semble être une source unique de sédiments basaltiques transportés le long du Gardar et du Björn drift (ex : Kissel et al., 1999, 2005, 2009; Ballini et al., 2006).

En résumé, ces drifts sont caractéristiques d'un faciès contouritique à grains fins, formés par l'action persistante de l'écoulement de l'ISOW vers le Sud-Ouest. Ce courant remet en suspension des sédiments d'origine basaltique provenant du seuil Islando-Ecossais en amont du système hydrologique afin de former une ou plusieurs couche(s) néphéloïde(s) chargée(s) en sédiments fins qui finissent par se déposer en partie le long des flancs du Björn Drift et du Gardar Drift (Bianchi and McCave, 2000).

I.3. Circulation profonde en Atlantique Nord au cours des derniers 400 000 ans

Comme évoqué rapidement dans la **section I.1.**, la circulation océanique globale joue un rôle majeur dans le système climatique (Broecker and Denton, 1990). Dans cette section, les traceurs (ou *proxies*) couramment utilisés dans les reconstitutions paléoclimatiques sont décrits. Les connaissances actuelles de la variabilité océanique en Atlantique Nord des derniers 400 ka sont ensuite présentées.

I.3.1. Les traceurs de la circulation océanique

Alors que les mesures océanographiques permettent de caractériser la variabilité de la circulation océanique sur les dernières décennies (**section I.2.1.**), l'étude d'archives sédimentaires permet de remonter plus loin dans le passé. Il existe de nombreux traceurs (ou *proxies*) pour l'étude des changements océaniques grâce aux archives sédimentaires. On peut identifier trois grands types de traceurs : 1) traceurs des masses d'eau en présence, 2) traceurs de la capacité de l'AMOC à exporter des particules et 3) traceurs d'intensité de courant de fond.

I.3.1.1. Traceurs des masses d'eau en présence

Ces traceurs permettent de caractériser les masses d'eaux en présence, à un instant et lieu donné. La composition isotopique du carbone inorganique dissous des eaux profondes ($\delta^{13}\text{C}$) est, par exemple, indicatrice de « l'âge » d'une masse d'eau liée à son enrichissement ou son appauvrissement en nutriments. Un autre traceur, l' ϵNd , peut quant à lui révéler d'où proviennent les masses d'eau grâce à leurs signatures isotopiques en Néodyme (Nd) dont les valeurs sont caractéristiques des « sources » initiales de formation des eaux profondes.

Le $\delta^{13}\text{C}$ des foraminifères benthiques

Le $\delta^{13}\text{C}$ est le rapport entre les isotopes stables ^{13}C et le ^{12}C du carbone inorganique dissous -comparé à un standard-, mesuré sur des tests calcaires d'organismes marins (majoritairement des foraminifères). Les eaux de surface possèdent des valeurs de $\delta^{13}\text{C}$ qui rendent compte du fractionnement au moment des échanges atmosphère-océan et de l'activité biologique, qui enrichit relativement le carbone organique en ^{12}C et les eaux environnantes en

^{13}C (cf Lynch-Stieglitz and Marchitto, 2014 et références dans l'article). Dans les eaux des zones de convection aux hautes latitudes (mers nordiques et océan Austral), Duplessy et al. (1988) observent des valeurs relativement hautes de $\delta^{13}\text{C}$, similaires entre la surface et le fond. Ces eaux profondes parcourent ensuite l'océan en étant isolées de l'atmosphère. Elles sont alors progressivement enrichies en carbone appauvri en ^{13}C libéré par la reminéralisation de la matière organique, ce qui réduit les valeurs de $\delta^{13}\text{C}$ au cours de leur parcours. Autrement dit, plus longtemps la masse d'eau est isolée de l'atmosphère, plus les valeurs de $\delta^{13}\text{C}$ diminuent car tous les autres facteurs d'enrichissement ou appauvrissement du $\delta^{13}\text{C}$ restent constants. On parle alors de masses d'eau dites « bien ventilée » lorsque celles-ci ont un $\delta^{13}\text{C}$ élevé, et inversement. Ainsi, en Atlantique Nord moderne, les eaux de la NADW (eaux « jeunes ») ont généralement des valeurs de $\delta^{13}\text{C}$ supérieures à 1.0 ‰ alors que les eaux antarctiques de fond (*Antarctic Bottom Water*, AABW) tendent vers des valeurs de $\delta^{13}\text{C}$ inférieures à 0.5 ‰ (Kroopnick, 1985; Schmittner et al., 2013). La circulation océanique étant alors le facteur le plus important de la distribution en $\delta^{13}\text{C}$ dans les océans, cela en fait un excellent traceur des masses d'eau en présence (Duplessy et al., 1988).

Le ϵNd comme traceur de masses d'eau

Le Néodyme (Nd) fait partie des éléments appelés « terres rares » et possède 5 isotopes stables et 5 radioactifs. Le ϵNd est quant à lui le rapport ^{143}Nd (radioactif) / ^{144}Nd (non-radioactif) comparé à un standard de météorite (appelé CHUR, *CHondritic Uniform Reservoir* ; DePaolo and Wasserburg, 1976), puis multiplié par 10^4 . L'utilisation de l' ϵNd comme traceur de masses d'eau est basé sur l'observation du continent Nord-Américain, bordé de roches Archéennes et Protérozoïques généralement peu radioactives (très faibles valeurs d' ϵNd) alors que d'autres roches semblent être plus radioactives (Lacan and Jeandel, 2005). Ce traceur permet alors de déterminer la provenance des masses d'eau selon leurs sources et peut être mesuré sur les sédiments, les foraminifères, les coraux d'eaux profondes ou même les dents de poisson (Lippold et al., 2016 et références dans l'article). Ainsi, les valeurs d' ϵNd en Atlantique Nord associées aux différentes masses d'eau (voir **section I.2.**) ont pu être identifiées (Lambelet et al., 2016) : LSW ($\epsilon\text{Nd} \approx -14.3$), NADW intermédiaire ($\epsilon\text{Nd} \approx -13.2 \pm 1$) ou profonde ($\epsilon\text{Nd} \approx -12.4 \pm 0.4$). Les eaux en provenance de l'hémisphère Sud, dans le bassin Atlantique, sont caractérisée par un ϵNd d'environ -8 (Lippold et al., 2016). Ainsi, des valeurs basses de ϵNd

indiqueraient des eaux provenant de la NADW, alors que des valeurs plus élevées de ϵNd indiqueraient une contribution accrue des eaux en provenance de l'hémisphère Sud.

I.3.1.2. Les traceurs de la capacité d'export de particules de l'AMOC

Un traceur de « l'export de particules de l'AMOC » est également utilisé depuis quelques décennies. Il s'agit du rapport entre les isotopes radioactifs ^{231}Pa (Protactinium) et ^{230}Th (Thorium), qui sont produits respectivement par désintégration radioactive des atomes d'Uranium ^{235}U et ^{234}U , naturellement dissous dans l'océan (Yu et al., 1996). La production naturelle de ce rapport d'éléments radioactifs est de 0.093 dans l'océan (Yu et al., 1996). Ces deux radionucléides sont réactifs aux particules et sont rapidement adsorbés (*scavenging*) par les sédiments marins lors de leur advection verticale jusqu'au fond de l'océan (Yu et al., 1996). Le ^{230}Th est très réactif aux particules et à un temps de résidence court (26 ans) dans l'océan. Ces caractéristiques ont tendance à rendre le ^{230}Th pas (ou très peu) transportable latéralement et montre une dominance de l'advection verticale de ce radionucléide. A l'inverse, le ^{231}Pa est moins réactif à l'adsorption et possède un temps de résidence plus long dans l'océan (111 ans). Cette différence permet donc au ^{231}Pa d'être transporté latéralement sur de grandes distances et d'être adsorbé dans des régions à forts flux de particules (Yu et al., 1996). Le rapport de production de 0.093 peut alors varier selon l'export plus ou moins important du ^{231}Pa . Il est généralement acquis aujourd'hui que le rapport $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ représente l'export de ^{231}Pa par les eaux provenant de l'Atlantique Nord, pouvant être associé à la « force de l'AMOC » (Yu et al., 1996; McManus et al., 2004; Lippold et al., 2009, 2016; Böhm et al., 2015; Henry et al., 2016).

Cependant, le caractère important de l'advection verticale des particules sur le rapport $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ rend cette utilisation difficile lorsque plusieurs masses d'eaux sont présentes dans la colonne d'eau. Enfin, ce rapport ne peut pas être utilisé pour des sédiments âgés de plus de 150 ka, à cause de la demi-vie du ^{230}Th (environ 75 ka ; Yu et al., 1996).

I.3.1.3. Les traceurs d'intensité de courant de fond

Ces traceurs sont liés à la capacité d'un courant de fond à transporter des particules plus ou moins grossières, ou provenant d'une source ayant une minéralogie spécifique, dépendant de la vitesse d'écoulement du courant de fond. Ces traceurs peuvent se révéler extrêmement

efficaces, mais peuvent être biaisés par d'autres processus selon les zones d'études ou des conditions environnementales particulières.

Le *mean Sortable Silt* (\overline{SS})

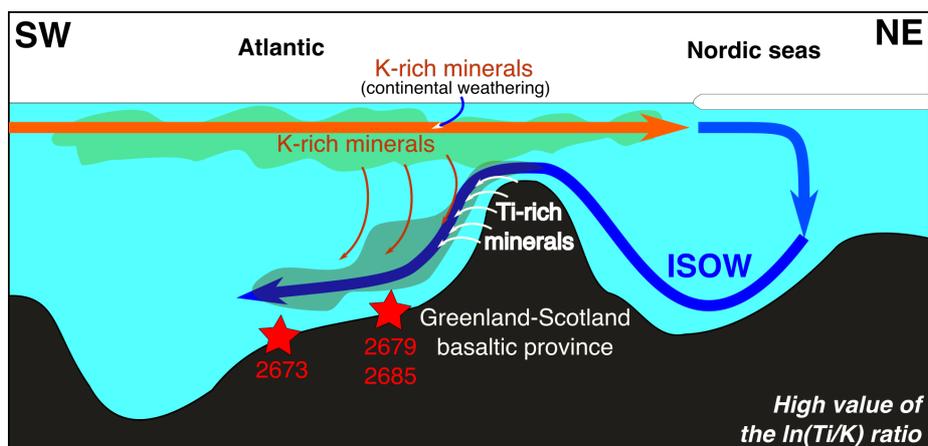
Ce traceur sera décrit plus en détail dans la **section II.2**. Brièvement, il s'agit de la taille moyenne des grains de silts non-cohésifs (allant de 10 à 63 μm), qui est directement liée à la vitesse du courant de fond (McCave et al., 1995, 2006, 2017; McCave and Andrews, 2019). Ce traceur est l'un des plus utilisés dans les études paléocéanographiques de reconstitutions de vitesse de courant. De nombreuses études ont utilisé ce traceur, afin notamment de reconstruire l'intensité passée de l'ISOW (Bianchi and McCave, 1999; Praetorius et al., 2008; Kleiven et al., 2011; Kissel et al., 2013; Thornalley et al., 2013; Deaney et al., 2017). Cependant, la distance du sédiment par rapport à la source (Culp et al., 2021), qui tend à diminuer la taille moyenne sans perte de vitesse de courant, peut biaiser les interprétations liées à ce traceur. De récentes études ont également mis en évidence que la limite supérieure de cette fraction « triée » par le courant pouvait varier selon les zones d'études (Stevenard et al., 2023; Wu et al., 2021).

Les rapports géochimiques

Plusieurs rapports d'éléments chimiques ont été utilisés dans des reconstitutions d'intensité de courants profonds au cours des dernières décennies.

Le rapport du Titane (Ti) et du Potassium (K) a été utilisé pour reconstruire l'intensité de l'ISOW par Ballini et al. (2006). Les auteurs ont comparé le rapport Ti/K à d'autres traceurs (granulométriques, magnétiques et minéralogiques) afin de déterminer la fiabilité de celui-ci en termes de reconstitutions d'intensités. Les résultats ont démontré que le rapport Ti/K pouvait être utilisé comme traceur des variations de l'ISOW et du DSOW. En effet, lorsque ce courant franchi les seuils basaltiques Islando-Ecossais et Islando-Groenlandais, il s'enrichit en particules riches en Ti et exporte plus ou moins de particules selon la force de courant (**Figure I-18**). Ce traceur a ensuite été utilisé par Grützner and Higgins (2010) pour reconstruire les variations hydrologiques des derniers 1.1 millions d'années au Sud du Gardar Drift. Il s'agit donc d'un traceur permettant de reconstruire l'intensité de courant, à la seule condition de n'avoir qu'une seule et unique source de sédiments riches en Ti comme, *a priori*, le long de la ride de Reykjanes.

Case 1: Strong ISOW



Case 2: Weak ISOW

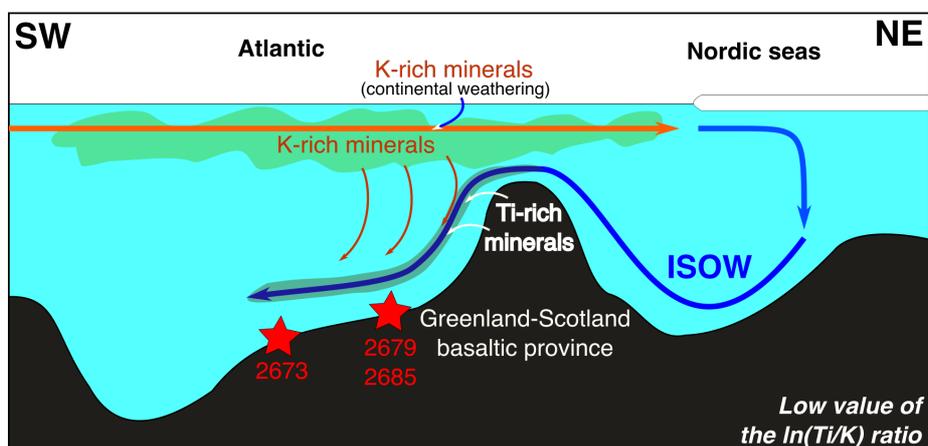


Figure I-18 : Schémas de l'enrichissement / appauvrissement de l'ISOW en particules riches en Ti. Cas d'ISOW intense (haut) et peu intense (bas). Les schémas ne sont pas à l'échelle réelle.

Le second rapport géochimique est un rapport de taille de grains. Le Zirconium (Zr), associé aux grains de zircons, très résistants à l'altération, peut être comparé au Rubidium (Rb) qui est généralement associé aux particules argileuses (Dypvik and Harris, 2001). Ce rapport indique alors une comparaison entre les proportions de grains grossiers (Zr) et fins (Rb), largement associées à la capacité d'un courant à transporter des particules grossières (ou exporter latéralement des particules fines ; Figure I-19). Le rapport Zr/Rb est utilisé dans plusieurs études paléocéanographiques (Mirzaloo et al., 2019; Toyos et al., 2020; Wu et al., 2020; Toucanne et al., 2021; Wu et al., 2021) et montre de plus en plus sa capacité à enregistrer les variations passées de la force des courants profonds.

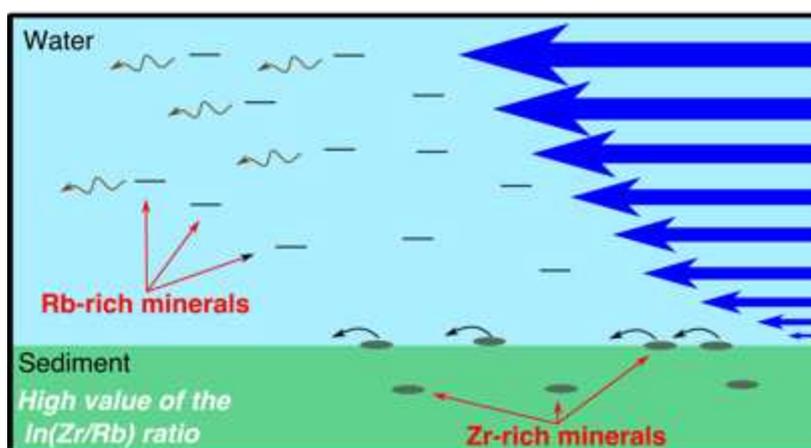
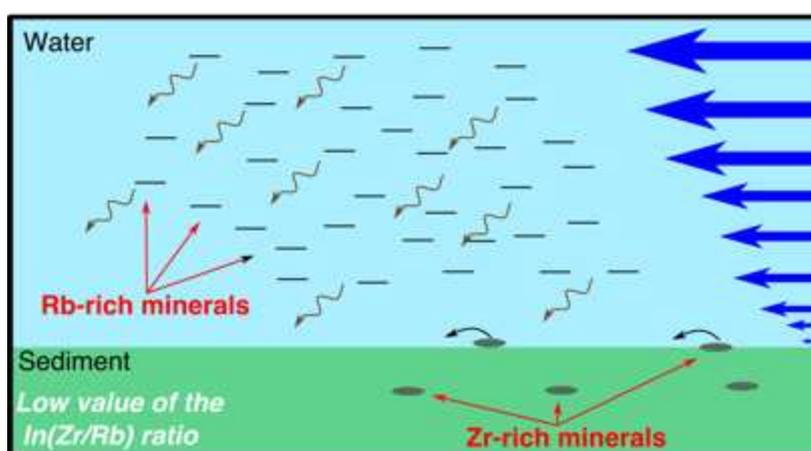
Case 1: Strong ISOW**Case 2: Weak ISOW**

Figure I-19 : Schémas de l'enrichissement / appauvrissement des sédiments en Zirconium ou Rubidium. Cas d'un courant intense (haut) et peu intense (bas).

Concentrations et tailles des grains magnétiques

Les drifts sédimentaires au Sud du seuil basaltique Islando-Ecossais sont enrichis en particules magnétiques et de nombreuses études ont permis d'identifier des changements d'intensité des courants profonds en Atlantique Nord grâce à ces traceurs (ex : [Moros et al., 1997, 2002](#); [Kissel et al., 1999](#); [Kissel, 2005](#); [Kissel et al., 2009, 2013](#); [Ballini et al., 2006](#); [Hatfield et al., 2016](#)). Plus de détails sur les traceurs magnétiques sont donnés dans la **section II.4**.

Brièvement, après s'être assurés que la minéralogie magnétique est uniforme au sein du sédiment, les variations de la susceptibilité magnétique en champ faible (κ_{lf}), les aimantations rémanente anhystérétique (ARM) et isotherme (IRM) reflètent principalement des changements de concentration. Ainsi, en Atlantique Nord, plus de sédiments riches en minéraux

ferromagnétiques sont transportés en aval du seuil basaltique lorsque le courant est plus intense, selon le même principe que celui illustré en **Figure I-18** pour le rapport Ti/K (Kissel et al., 1999, 2009, 2013; Ballini et al., 2006).

Des différences entre ces trois paramètres magnétiques illustrent des variations de taille des grains magnétiques. Ainsi, le rapport ARM/IRM (ou ARM/ κ_{lf}) permet, comme le rapport Zr/Rb illustré en **Figure I-19**, d'obtenir des informations sur les variations de la taille des grains magnétiques, fortement dépendante de la vitesse de courant (ex : Kissel et al., 2009; Mazaud et al., 2010, 2012). Plus ces rapports sont élevés, plus ils illustrent un enrichissement en grains magnétiques fins, et donc un courant de fond moins intense (voir **Chapitre II.4**).

I.3.2. Variabilité de la circulation océanique en Atlantique Nord au cours des derniers 400 ka

Les principaux traceurs de la circulation océanique ayant été décrits, cette section dresse un état des connaissances et incertitudes sur les variations de la dynamique océanique des derniers 400 ka. Dans cette synthèse, nous comparons les différentes études sur la circulation en Atlantique Nord, en mettant l'accent sur la dynamique de l'ISOW. Elle s'organise avec une description des périodes récentes (20 – 0 ka), du dernier cycle IG-G (135 – 20 ka), puis jusqu'à 400 ka en finissant par une comparaison des données de variabilité océanique durant les optima climatiques.

I.3.2.1. Variabilité de la circulation océanique depuis la dernière déglaciation (20 – 0 ka)

De nombreuses études ont mis en évidence une réorganisation majeure du système océanique depuis le LGM (McManus et al., 2004; Curry and Oppo, 2005; Lynch-Stieglitz et al., 2007; Süfke et al., 2019; Zhao et al., 2019; Jaume-Seguí et al., 2021; Pöppelmeier et al., 2023).

McManus et al. (2004) ont montré, à l'aide du $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ au niveau du drift « Bermuda Rise », un effondrement de l'AMOC (le mode « *off* » décrit par Rahmstorf, 2002) durant la période HS1, puis un renforcement extrêmement rapide de l'AMOC vers 15 ka en lien avec l'évènement du B/A. Durant le YD, où une débâcle d'icebergs a lieu en Atlantique Nord, la circulation semble également avoir été réduite par rapport au B/A (McManus et al., 2004). Depuis 2004, plusieurs enregistrements de $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ dans l'Ouest du bassin Nord Atlantique

ont été obtenus. Süfke et al. (2019) ont alors réalisé une synthèse de l'évolution du $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ entre ~3000 et 4800 m de profondeur au cours des derniers 30 ka (Figure I-20). Cette reconstitution confirme un faible export des eaux de la NADW durant les périodes froides et/ou associées à des événements de débâcles d'icebergs en Atlantique Nord. La variabilité de l'export de NADW enregistrée par le $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ durant l'Holocène dans la même zone montre une période très stable, avec parfois une légère diminution ou augmentation selon les enregistrements (Süfke et al., 2019). Cependant, Jaume-Seguí et al. (2021) ont démontré que les sites de la *Bermuda Rise* sont affectés par un effet « local » des particules provenant des marges continentales durant les IG. Les auteurs démontrent qu'il y aurait des valeurs trop négatives d' ϵNd durant les IG par rapport à des sites plus proches de la ride médio-Atlantique, signifiant que ces masses d'eau ne seraient pas totalement associées à une balance entre les eaux provenant de l'hémisphère Sud (AABW) et de la NADW durant ces périodes (Jaume-Seguí et al., 2021).

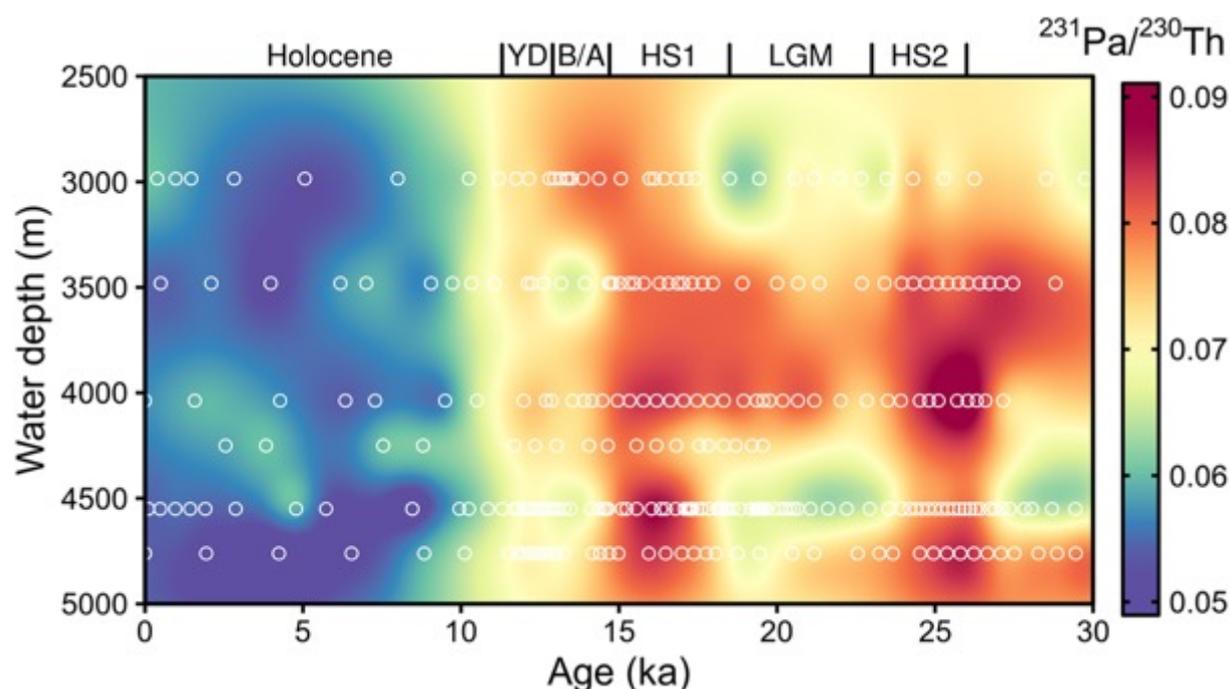


Figure I-20 : Diagramme d'Hovmöller synthétisant les données de $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ au à l'Ouest du bassin Nord-Atlantique, d'après Süfke et al. (2019). Les ronds blancs représentent les points de données utilisés pour la construction de ce diagramme.

Ces grands changements de « force de l'AMOC » enregistrés par le $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ durant la dernière déglaciation sont également visibles dans les traceurs de ventilation des masses d'eau. En 2005, Curry and Oppo (2005) publient une synthèse des valeurs de $\delta^{13}\text{C}$ du bassin Atlantique durant le LGM. Deux ans après, Lynch-Stieglitz et al. (2007) montrent également

que les eaux provenant de l'AABW dominent les profondeurs (> 2 km) du bassin jusqu'à ~55°N, bloquant les eaux de la NADW (appelées GNAIW, *Glacial North Atlantic Intermediate Water*) à des profondeurs intermédiaires. Cette restructuration par rapport à la circulation actuelle indique un changement majeur de la circulation océanique profonde, avec une dominance de l'AABW sur la NADW (Lynch-Stieglitz et al., 2007).

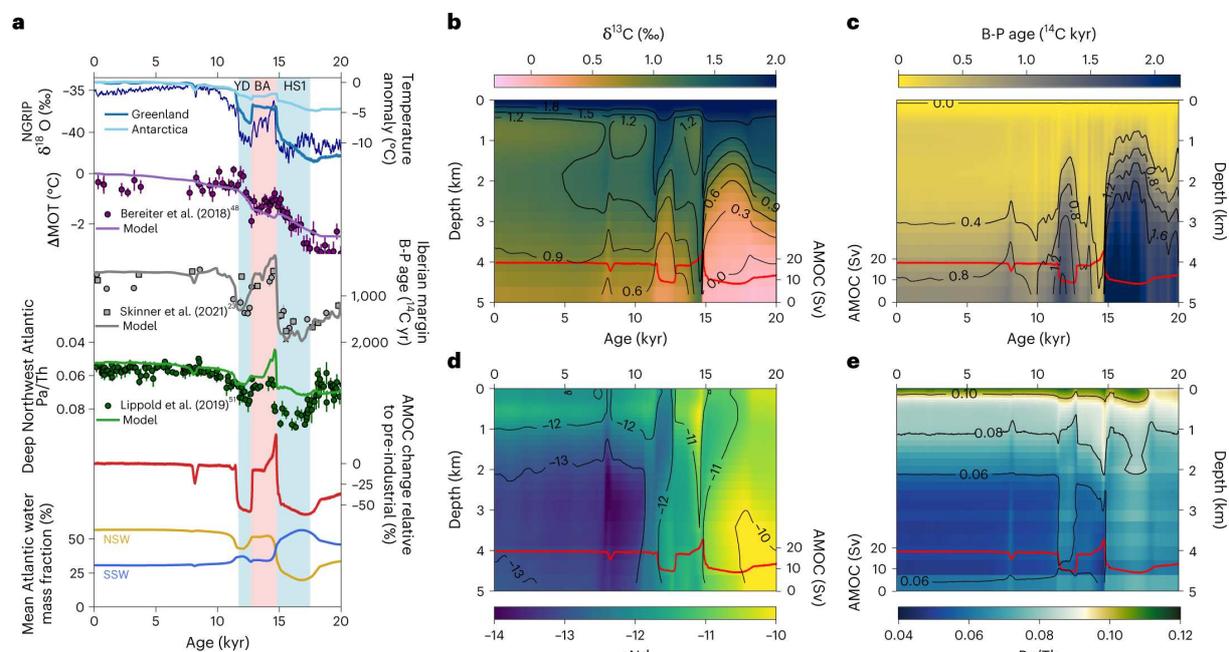


Figure I-21 : Diagrammes d'Hovmöller de différentes compilations de traceurs de ventilation de masses d'eau ou d'intensité de l'AMOC de la moyenne zonale à 32°N, d'après (Pöppelmeier et al., 2023). (b) $\delta^{13}\text{C}$, (c) différence entre les âges ^{14}C des foraminifères benthiques et planctoniques, (d) ϵNd et (e) rapport $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$. Les valeurs de la courbe rouge sur chaque figure indiquent la force de AMOC (Sv) comme simulé par le modèle climatique Bern3D (voir Pöppelmeier et al., 2023).

Plus récemment, Pöppelmeier et al. (2023) ont publié une synthèse multi-traceurs de la circulation océanique dans le bassin Atlantique (Figure I-21 et Figure I-22), comparé à plusieurs simulations du climat (Bern3D). Cette étude révèle que durant le HS1, aucun arrêt complet de l'AMOC ne peut reproduire les différentes reconstitutions, suggérant qu'il n'y aurait jamais eu d'effondrement comme suggéré par plusieurs études (ex : Rahmstorf, 2002; Böhm et al., 2015; Lynch-Stieglitz, 2017). Les auteurs estiment qu'une réduction d'environ 30 % de l'AMOC depuis le LGM serait suffisante pour reproduire les résultats obtenus par les reconstitutions durant le HS1 (Pöppelmeier et al., 2023). Il y aurait donc toujours une AMOC persistante durant le LGM et le HS1, dominée en profondeur par les eaux ayant une source dans l'hémisphère Sud (*Southern-Sourced Water*, SSW) plutôt qu'une source dans l'hémisphère Nord (*Northern-Sourced Water*, NSW). Ce mode de dominance change de façon brutale durant le B/A, aussi bien dans l'hémisphère Nord (Figure I-21) que l'hémisphère Sud (Figure I-22).

Ce retour à une situation « normale » de la circulation (comme actuellement) est ensuite interrompu durant le YD (Pöppelmeier et al., 2023) marquant une chute de l'AMOC durant cette courte période (Figure I-21 et Figure I-22). Pöppelmeier et al. (2023) estiment qu'un flux d'eau douce 70 % supérieur à celui du HS1 est nécessaire pour reproduire cet événement dans leur modèle. Cette différence est principalement due aux conditions climatiques pré-événement qui, dans le cas du HS1, montrent une AMOC déjà faible et proche de son point de bascule (ex : Rahmstorf, 2002; Barker and Knorr, 2021), alors que la forte dynamique océanique durant le B/A nécessite un plus grand forçage pour déclencher une réduction rapide de l'AMOC (Pöppelmeier et al., 223).

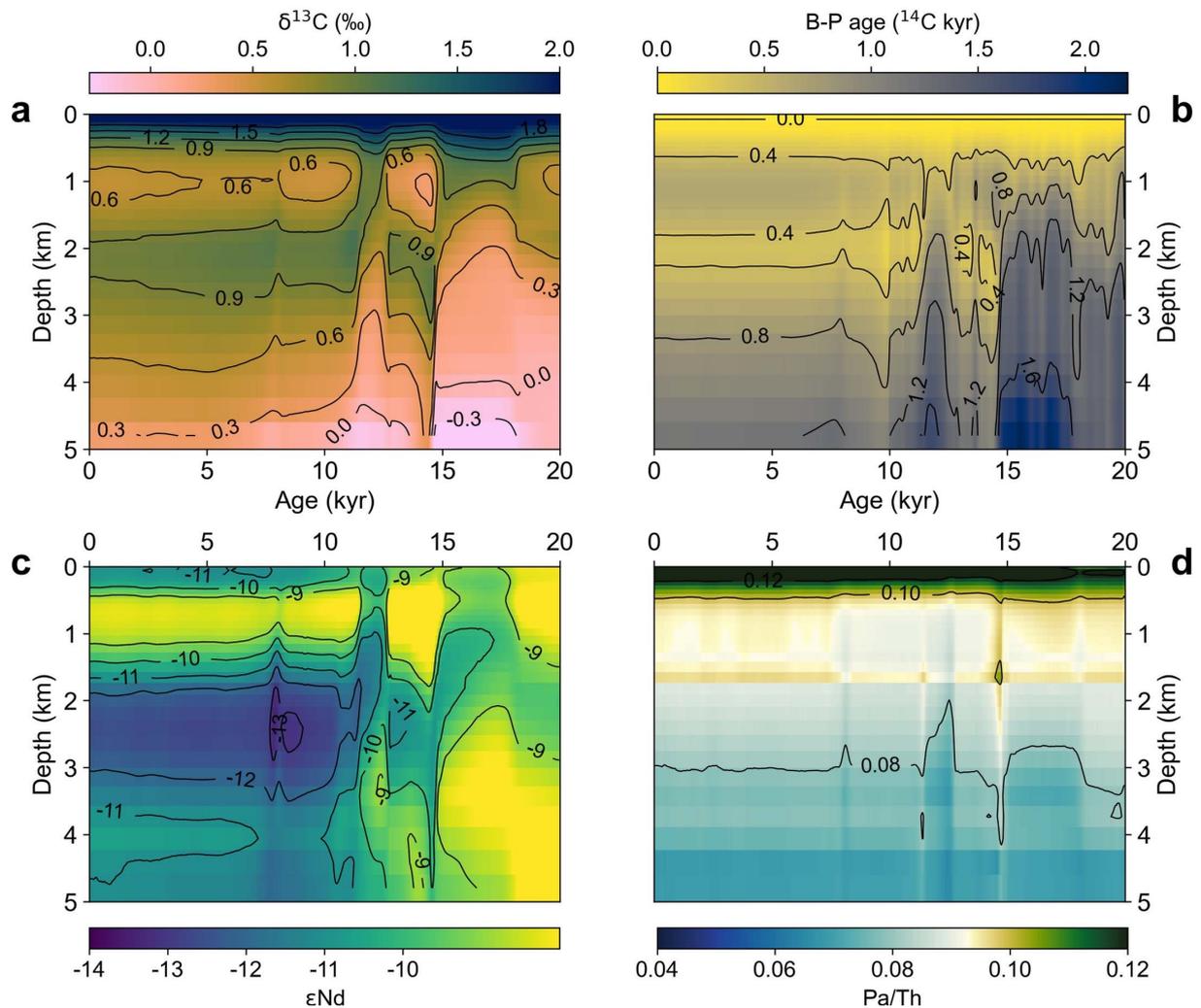


Figure I-22 : même légende que la Figure I-21 représentant la moyenne zonale à 27°S.

Après le YD, les reconstitutions montrent une dominance de la NADW dans les profondeurs du bassin Atlantique avec un régime stable de l'AMOC tout au long de l'Holocène (Pöppelmeier et al., 2023; Figure I-21 et Figure I-22). Cependant, plusieurs études montrent une variabilité des courants profonds qui forment la NADW durant cette période.

En 2008, [Praetorius et al. \(2008\)](#) publient un enregistrement de \overline{SS} et de $\delta^{13}C$ de l'ODP-984 (Björn Drift) durant les derniers 26 ka. Ils enregistrent une diminution de l'intensité de courant durant le HS1 et le YD en lien avec une réduction de l'AMOC, comme décrit précédemment. Cependant, ces enregistrements montrent une plus grande intensité de courant durant le LGM (indiqué entre 18 et 23 ka par les auteurs) par rapport à l'Holocène ([Praetorius et al., 2008](#)). Cette tendance n'est pas suivie par l'enregistrement de SS% (voir **chapitre II.2.**) qui montre une hausse du matériel silteux non-cohésif au cours de la déglaciation. Les auteurs soulignent également le fait qu'il peut exister des changements d'intensité de courant sans changements de masses d'eau ([Praetorius et al., 2008](#)). L'année suivante, [Kissel et al. \(2009\)](#) publient les résultats de l'étude de la fraction magnétique d'un transect Nord-Sud le long des Björn et Gardar drifts durant l'Holocène. Ces résultats montrent premièrement une réduction du signal magnétique (concentration et taille) plus on s'éloigne de la source, indiquant la présence d'une source unique de matériel magnétique en amont du système hydrologique de l'ISOW (le seuil basaltique Islando-Ecossais ; [Kissel et al., 2009](#)). Deuxièmement, ils ont montré une tendance de diminution de la concentration en grains magnétiques (donc d'intensité de l'ISOW) au cours de l'Holocène ([Kissel et al., 2009](#)), alors que les résultats de [Praetorius et al. \(2008\)](#) indiquaient une période relativement stable. En 2010, [Grützner and Higgins \(2010\)](#) publient un enregistrement du rapport K/Ti, qui montre une importante intensification de l'ISOW durant la déglaciation. Cette hausse abrupte est suivie d'une légère augmentation durant l'Holocène, allant à l'encontre des résultats obtenus par [Kissel et al. \(2009\)](#) et [Praetorius et al. \(2008\)](#). Enfin, en 2013, deux études retraçant la variabilité de l'ISOW sont publiées. [Kissel et al. \(2013\)](#) ont tout d'abord démontré, à l'aide des paramètres magnétiques et du \overline{SS} sur des archives d'un transect Nord-Sud du Gardar Drift, que la circulation profonde en Atlantique subpolaire a varié de façon significative (**Figure I-23d**). Cette étude montre une forte et rapide diminution de l'intensité de l'ISOW vers 8.4 – 8.6 ka, principalement due à un fort apport d'eau douce dans le bassin Atlantique ([Kissel et al., 2013](#)). Cet événement est suivi par une hausse progressive de l'intensité suite à la migration vers le Nord du front polaire, jusque environ 6 ka ([Kissel et al., 2013](#)). Cette date marque le début d'une diminution progressive que les auteurs expliquent par une réorganisation de la circulation thermohaline, avec probablement des changements de convection en mer du Labrador. Ces résultats ont ensuite été appuyés par [Thornalley et al. \(2013\)](#), qui ont réalisé une compilation de données de \overline{SS} au niveau de la pente islandaise (1.2 à 2.3 km de profondeur ; **Figure I-23c**). Les auteurs montrent un changement en profondeur du « cœur » de l'ISOW qui suit les variations d'intensité précédemment décrites. Il y aurait alors un approfondissement de l'ISOW en phase avec ses variations d'intensité

(Thornalley et al., 2013; Kissel et al., 2013). La diminution d'intensité et de profondeur durant le début de l'Holocène semble liée aux flux d'eau douce provenant de la fin de la déglaciation (fonte des calottes Groenlandaise et Laurentide). Les 7 derniers ka sont dominés par une tendance orbitale à long terme, induisant un plus grand apport de la glace de mer Arctique en mer nordiques (Thornalley et al., 2013).

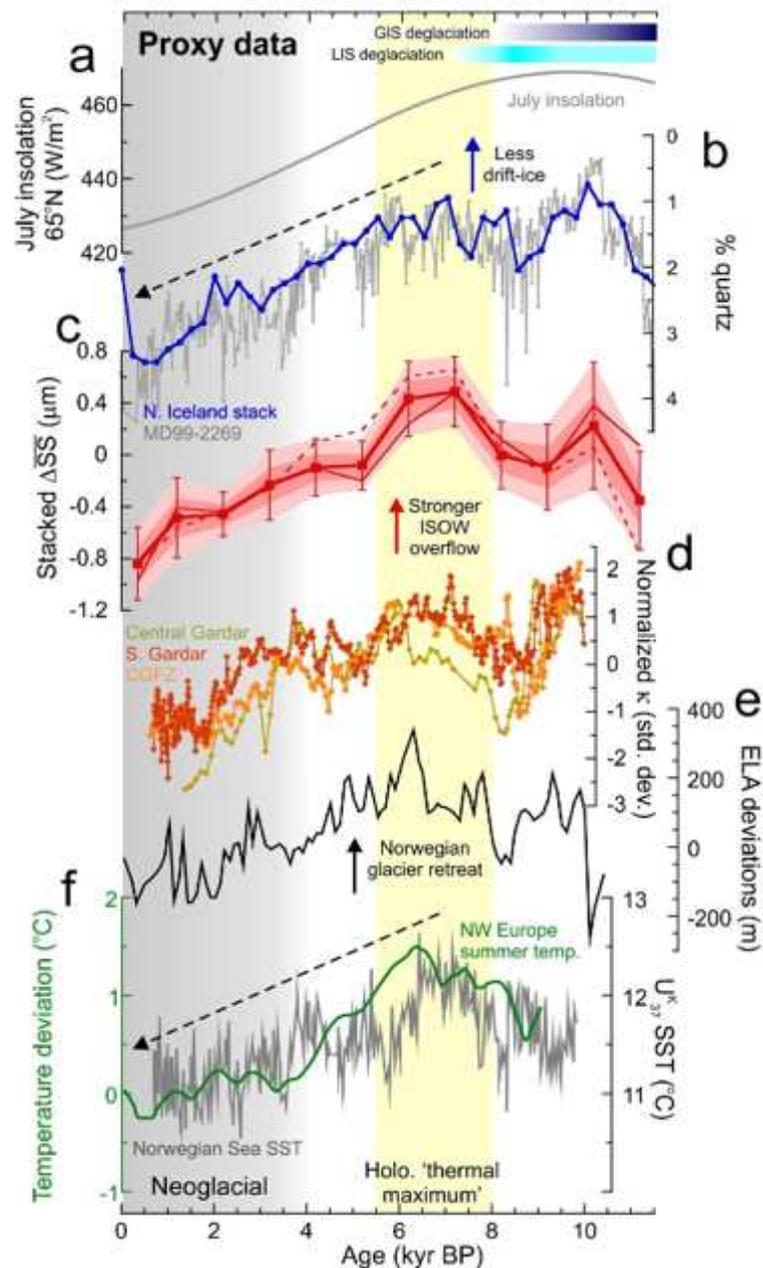


Figure I-23 : Comparaison entre l'intensité de l'ISOW (c-d) et différents traceurs climatiques, d'après Thornalley et al. (2013). (a) intervalles de retraits des calottes Groenlandaise (GIS) et Laurentide (LIS) ; (b) pourcentage d'abondance de quartz du plateau nord islandais comme traceur de débâcle de glace ; (c) stack de l'intensité de l'ISOW (Thornalley et al., 2013) ; (d) susceptibilité magnétique le long du Gardar drift (Kissel et al., 2013) ; (e) altitude de la ligne d'équilibre du glacier Jostedalsbreen, Norvège (traceur du retrait glaciaire) ; (f) températures d'été au Nord-Ouest de l'Europe (vert) et températures de surface en mer Nordiques (gris).

A une échelle de temps plus récente, [Moffa-Sánchez et al. \(2015; 2019\)](#) ont mis en évidence une balance entre ISOW et DSOW au cours des derniers 2000 ans. En effet, la diminution progressive de l'intensité de l'ISOW durant cette période semble être compensée par une intensification du DSOW. Les auteurs évoquent un changement atmosphérique et de l'hydrologie de surface en réponse à la diminution d'insolation d'été qui aurait fait changer les zones de convection profonde dans les mers nordiques ([Moffa-Sánchez et al., 2015](#)). [Thornalley et al. \(2018\)](#) ont mis en évidence un lien entre les variations de densité en mer du Labrador, de la température de subsurface dans le SPG et de l'AMOC (modèle ; **Figure I-24b**). Ces trois traceurs montrent, en plus d'enregistrements de \overline{SS} sur la marge américaine, une réduction de l'AMOC en réponse à des eaux de subsurface plus chaudes et salées en mer du Labrador ([Thornalley et al., 2018](#)). [Rahmstorf et al. \(2015\)](#) ont également observé cette tendance de l'AMOC au cours des derniers 150 ans, à l'aide de l'anomalie de températures de surface dans le SPG et l'hémisphère Nord (**Figure I-24a**). En addition à ces deux études, [Caesar et al. \(2021\)](#) ont montré que la réduction de l'AMOC au cours du 20^{ème} et 21^{ème} siècle est exceptionnellement intense par rapport à la variabilité naturelle observée durant le dernier millier d'années (**Figure I-24**).

Pour résumer, depuis le LGM, de nombreux changements de circulation ont été observés, et plusieurs mécanismes ont été proposés, dépendant des périodes et échelles de temps étudiées. Généralement, il y a un fort couplage entre les variations de l'AMOC et celles de températures de surface en hémisphère Nord (exemples avec la série d'évènements HS1 – B/A – YD), démontrant l'importance du transfert de chaleur de l'AMOC (ralentissement = refroidissement et inversement). Cependant, d'autres processus encore mal compris rentrent en jeu, notamment lors de la réduction actuelle de l'AMOC en contexte de réchauffement global. L'apport de flux d'eau douce semble également être un déclencheur majeur des fortes réductions observés durant le HS1 et le YD. Cependant, le système non-linéaire de la circulation océanique montre une sensibilité plus ou moins forte de l'AMOC face à la quantité d'eau douce relâchée dans le bassin Atlantique.

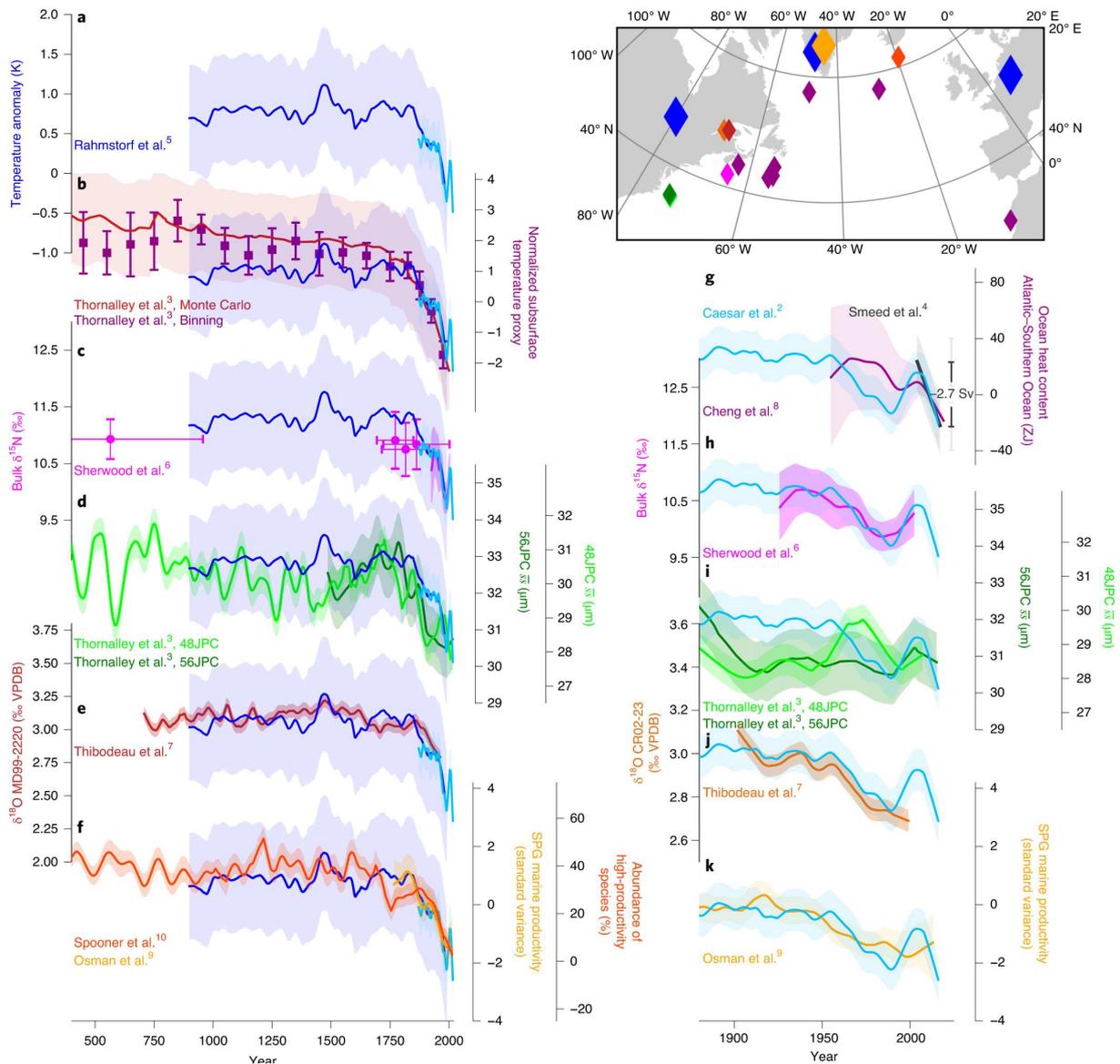


Figure I-24 : Compilation de différents traceurs « associés à l'AMOC » au cours des derniers 1500 ans, d'après Caesar et al. (2021).

I.3.2.2. Variabilité océanique durant la dernière période glaciaire (60 – 20 ka)

Nous avons vu dans la **section I.1.** que la dernière période glaciaire révèle des évènements climatiques à l'échelle millénaire de façon plus récurrente qu'au MIS 6 (ex : Shin et al., 2020), avec notamment une succession d'évènements de Dansgaard-Oeschger (Dansgaard et al., 1993).

En 1997, Moros et al. (1997) ont mis en évidence une relation étroite entre les données de températures enregistrées dans les glaces du Groenland et les propriétés physiques (densité, susceptibilité magnétique, taille moyenne des grains) des sédiments de la ride de Reykjanes durant le MIS 3. Les auteurs attribuent ces variations à des changements d'intensité de l'ISOW et montrent pour la première fois que les pics de susceptibilité magnétique peuvent ne pas être

associés à des événements d'Heinrich, comme enregistré à de plus basses latitudes (Moros et al., 1997). Quelques années plus tard, (Kissel et al., 1999) ont confirmé les observations de Moros et al. (1997) en étudiant diverses archives sur le passage des courants profonds en Atlantique Nord (DSOW, ISOW et DWBC). Cette étude a montré une parfaite corrélation entre les GI et GS enregistrés dans la carotte de glace GISP2 avec respectivement un ISOW intense et ralenti (Kissel et al., 1999). La plupart de ces événements sont également enregistrés par la carotte MD95-2034 au niveau de la marge Américaine à Bermuda Rise (Kissel et al., 1999). Une autre observation des auteurs a été de voir les mêmes tendances des moyennes de maxima (GI) et minima (GS ou événements d'Heinrich) sur chacune des carottes étudiées de 30 à 46 ka (Figure I-25 ; Kissel et al., 1999). Cette observation suggère qu'il n'y aurait en période glaciaire (même durant les événements d'Heinrich), aucun « *off mode* » comme suggéré quelques années plus tard par Rahmstorf (2002).

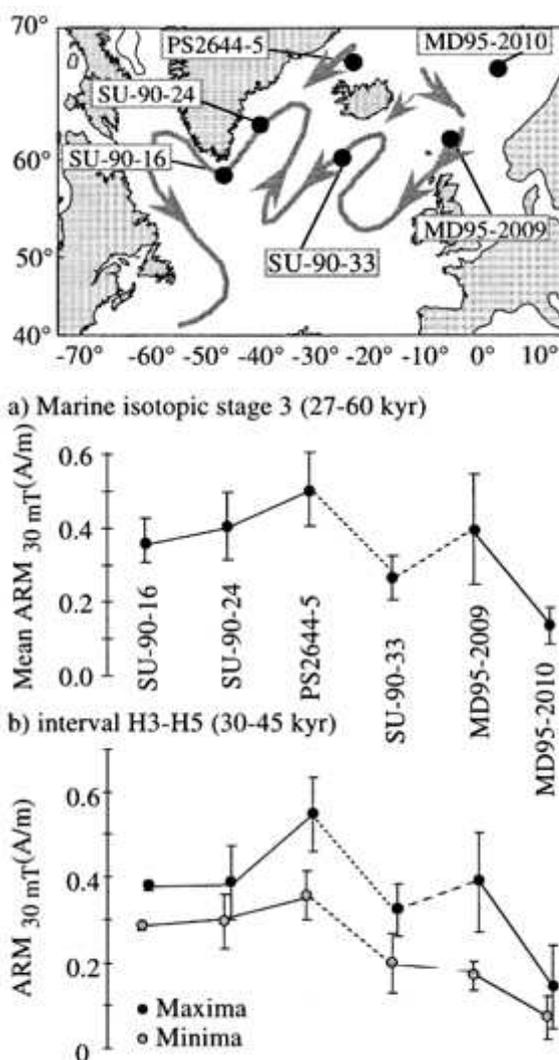


Figure I-25 : Valeurs moyenne d'ARM_{30mT} carotte par carotte, d'après Kissel et al. (1999). (a) valeurs moyennes durant le MIS 3 (27 – 60 ka) ; (b) moyennes des minima (gris) et maxima (noir) sur la période 30 – 46 ka. La localisation des carottes est indiquée sur la carte, avec le trajet des principales masses d'eau profondes.

Des années après, de nombreuses études se sont penchées sur les mécanismes et interactions entre la cryosphère, l'atmosphère et les courants de débordement durant les D-O du MIS 3 (ex : [Dokken et al., 2013](#); [Wary et al., 2015, 2016, 2017](#)). Il y a notamment des changements océaniques au niveau de la surface / subsurface, entre l'Atlantique Nord et les mers Nordiques. Durant les GS ou les événements d'Heinrich, alors que le climat se refroidit, les mers Nordiques montrent des températures de surface plus élevées ([Dokken et al., 2013](#); [Wary et al., 2016, 2017](#)) et une couverture de glace de mer moins importante ([Wary et al., 2016, 2017](#)). Les enregistrements au sud des îles Féroé montre cependant l'inverse ([Zumaque et al., 2012](#); [Wary et al., 2015, 2016, 2017](#)). Les observations inverses sont également enregistrées durant les GI ([Zumaque et al., 2012](#); [Dokken et al., 2013](#); [Wary et al., 2015, 2016, 2017](#)). En 2013, [Dokken et al. \(2013\)](#) ont proposé un modèle conceptuel de ces cycles D-O, impliquant une forte stratification des eaux chaudes et salées provenant de l'Atlantique avec une couche sus-jacente d'eau froide (eau douce) et une couverture de glace de mer importante dans le bassin Atlantique durant les GS. Cette stratification limiterait les échanges avec l'atmosphère, notamment la perte de chaleur des eaux Atlantiques ([Dokken et al., 2013](#)). Ainsi, les eaux du NAC arriveraient moins denses en mers Nordiques, rendant la convection profonde moins importante ([Dokken et al., 2013](#)).

Quelques années plus tard, [Wary et al. \(2017\)](#) ont revisité ce modèle conceptuel, à l'aide de nouvelles données de surface en mers nordiques et au sud des îles Féroé ainsi que de simulations du climat (**Figure I-26**). L'idée d'une forte stratification durant les GS, due à une couche d'eau douce et de glace de mer (ou d'icebergs) dans le bassin Atlantique comme indiqué par [Dokken et al. \(2013\)](#), reste inchangé dans ce modèle conceptuel. Le changement majeur est l'absence de cette même couche « isolante » dans les mers Nordiques. Les eaux chaudes et salées du NAC remonteraient en surface au niveau du seuil Islando-Ecossais, permettant un réchauffement et une fonte partielle de la glace de mer dans les mers nordiques ([Wary et al., 2017](#)). Les eaux du NAC qui alimentent la convection d'eaux profondes, seraient moins denses en GS qu'en GI, créant une « bascule régionale » (comme appelée par les auteurs) qui serait intimement liée à l'origine des changements de dynamique de circulation profonde (**Figure I-26** ; [Wary et al., 2017](#)). Il y aurait alors une convection moins intense pendant les GS due à cette différence de densité. [Klockmann et al. \(2020\)](#) proposent également un couplage entre l'extension (ou la rétraction) du SPG et l'AMOC qui serait capable de produire une variabilité de type D-O. La réponse de l'AMOC dépendrait également du régime des vents et des gradients de densité en mer du Labrador ([Klockmann et al., 2020](#)). Cependant, dans leur simulations,

aucune convection n'est observée dans les mers nordiques alors que les archives sédimentaires ont prouvé le contraire (cf ci-dessus ; ex : Kissel et al., 1999).

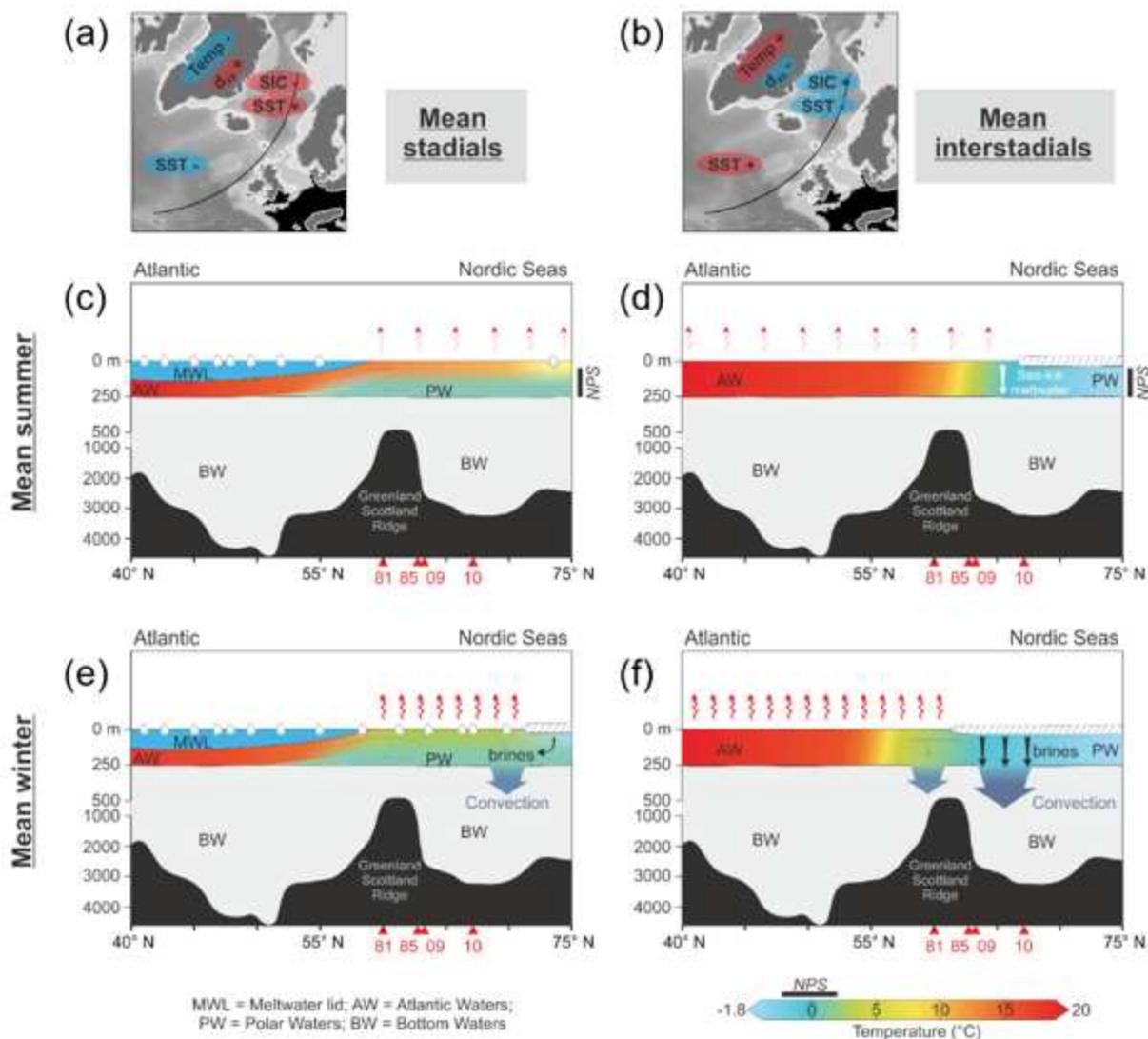


Figure I-26 : Modèle conceptuel de l'hydrologie en Atlantique Nord et mers Nordiques, d'après Wary et al. (2017). (a, c et e) durant les Stadials et (b, d et f) durant les Interstadials. (c-d) section Sud-Nord durant l'été et (e-f) durant l'hiver.

Un peu plus au Sud, au niveau de Bermuda Rise, Henry et al. (2016) ont comparé des nouvelles données de $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ et de $\delta^{13}\text{C}$ des foraminifères benthiques à haute résolution sur la période 25 – 60 ka, à l'enregistrement de $\delta^{18}\text{O}$ de NGRIP (NGRIP members, 2004). D'après Jaume-Seguí et al. (2021), le site de Bermuda Rise en période glaciaire est brassé par les SSW, avec des NSW moins profondes et les changements en ϵNd (ou en $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$) reflètent les variations de l'AMOC. Henry et al. (2016) observent systématiquement une diminution du $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ et une hausse du $\delta^{13}\text{C}$ durant les GI et inversement durant les GS. Ces observations indiquent un plus grand export latéral du ^{231}Pa , associé à une plus grande influence des eaux bien ventilées de la NADW durant les GI et inversement durant les GS, rejoignant les

conclusions faites par Kissel et al. (1999). L'expression ultime de ces périodes de refroidissement, les HS, sont associés à des valeurs élevées du $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ durant les HS4, HS5 et HS5a (**Figure I-27b**), où les valeurs sont proches ou au-dessus du rapport de production naturelle (Henry et al., 2016). Ils observent également une avance de 200 ans des variations du $\delta^{13}\text{C}$ sur les températures du Groenland, corroboré par le $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ (en prenant en compte le temps de réponse du traceur). Les auteurs estiment alors que, lors de refroidissement de type D-O *stadial* ou HS où les températures chutent avant l'arrivée d'icebergs dans le bassin Nord Atlantique (Barker et al., 2015), la diminution de l'AMOC n'est pas directement liée à ce flux d'eau douce qui aurait au final une rétroaction positive en amplifiant le refroidissement initial (Henry et al., 2016). Ces interprétations sont, cependant, très dépendantes de la chronologie utilisée, où les variations de températures de surface (*Sea Surface Temperature*, SST) ont été alignées sur les variations de $\delta^{18}\text{O}$ de NGRIP (Henry et al., 2016).

La dernière période glaciaire est donc caractérisée par de nombreuses variations rapides de la circulation profonde en Atlantique Nord. Ces variations semblent être largement en lien avec les variations de températures de l'hémisphère Nord et des flux d'eau douce dans le bassin Nord-Atlantique. La convection profonde semble quant à elle liée à la densité des eaux du NAC entrant dans les mers nordiques, qui montre une forte dépendance des conditions de surface dans le bassin Atlantique durant ces périodes de forts changements climatiques.

1.3.2.3. Variabilité de la circulation océanique depuis la T-II (135 ka) jusqu'au MIS 4 (60 ka)

La T-II est caractérisée par une diminution importante de la force de l'AMOC, illustrée par les enregistrements de $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ (Böhm et al., 2015) et de l' ϵNd (Böhm et al., 2015; Deaney et al., 2017) au site de la Bermuda Rise durant le H11 (**Figure I-27a-b**). Böhm et al. (2015) enregistrent ensuite une hausse des valeurs de l' ϵNd (Bermuda Rise) vers 127 ka atteignant des valeurs d'environ -15 vers 126.5 ka. Étonnamment, l'enregistrement de $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ montre une très forte hausse de ~ 132 à ~ 127.5 ka (**Figure I-27b**), avant la diminution des valeurs de l' ϵNd (Böhm et al., 2015). Cette différence pourrait venir de l'effet de site récemment mis en évidence par Jaume-Seguí et al. (2021) et décrit précédemment, site où ces données pourraient ne pas refléter des changements de l'AMOC durant les périodes interglaciaires. Au long du MIS 5e, les données à relativement basse résolution du $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ indiquent une AMOC « forte » et relativement stable au cours du temps (Böhm et al., 2015; Guihou et al., 2011, 2010) avec cependant un renforcement des eaux intermédiaires (< 2000 m)

à la fin de l'interglaciaire. Cette stabilité est également visible avec les données de ventilation ($\delta^{13}\text{C}$ de foraminifères benthiques, **Figure I-27c**) des sites IODP U1385 (marge portugaise, [Hodell et al., 2023](#)) et U1308 (ride Médio-Atlantique, [Hodell and Channell, 2016](#)). Plus au Nord, en mer du Labrador (Eirik Drift), [Galaasen et al. \(2014\)](#) enregistrent une hausse progressive de la ventilation au cours du MIS 5e, indiquant une présence de plus en plus importante d'eaux NADW bien ventilées et pauvres en nutriments au cours de l'interglaciaire. Ce même enregistrement montre une diminution rapide et significative du $\delta^{13}\text{C}$ vers 125 ka (**Figure I-27c**) en cohérence avec les résultats de [Hodell et al. \(2009\)](#) au niveau de la zone de fracture Charlie-Gibbs (**Figure I-27c**). [Galaasen et al. \(2014\)](#) attribuent cette diminution à une large décharge d'eau douce en mer du Labrador, ayant affecté les courants profonds (comme l'évènement à 8.2 ka). Cet évènement est également enregistré par [Hatfield et al. \(2016\)](#) dans la même zone d'étude. Cependant, les températures en Atlantique Nord semblent diminuer de manière plus importante durant cet évènement que durant le « 8.2 event » ([Singh et al., 2023](#)). [Galaasen et al. \(2014\)](#) montrent également une variabilité centennale de la ventilation des eaux profondes, qui diffère de la stabilité observée durant l'Holocène. Une récente compilation de $\delta^{13}\text{C}$ a démontré la présence de plus en plus d'influence de NADW bien ventilées dans le bassin Atlantique au cours du MIS 5e, montrant cependant des valeurs inférieures à celles observées durant l'Holocène ([Bengtson et al., 2021](#)). [Grützner and Higgins \(2010\)](#) observent la même tendance que [Galaasen et al. \(2014\)](#), avec une intensification continue de l'ISOW (rapport K/Ti) tout au long de l'optimum. À l'aide de comparaisons de modèle du climat, [Govin et al. \(2012\)](#) montrent la tendance inverse, avec une AMOC plus intense à 126 qu'à 122 ka. Ce changement serait principalement lié aux variations de glace de mer dans l'Arctique et les mers nordiques. [Hodell et al. \(2009\)](#) enregistrent une diminution des valeurs de $\delta^{13}\text{C}$ des foraminifères benthiques et du $\overline{\text{SS}}$ au Sud du Gardar Drift vers ~113 ka, indiquant des eaux moins bien ventilées (plus d'influence des SSW) et un courant de fond moins intense. D'autres enregistrements de $\delta^{13}\text{C}$ en Atlantique Nord ([McManus et al., 1999](#); [Galaasen et al., 2014](#); [Hodell and Channell, 2016](#); [Mokeddem and McManus, 2017](#); [Hodell et al., 2023](#)) montrent également une diminution vers 112 – 115 ka (**Figure I-27c**), reflétant une plus grande influence des SSW au détriment de la NADW. Cette chute rapide est peu (ou pas) visible dans les données de ϵNd et $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ de Bermuda Rise (**Figure I-27a-b**), pouvant indiquer des biais dans les traceurs utilisés selon les zones étudiées. Cette diminution se conclut durant le H10 ou le C24 (épisode froid entre les GI 24 et 25 enregistrés dans la carotte de glace NGRIP et les

enregistrement de SST en Atlantique Nord) vers 108 – 110 ka, période de nette diminution des températures en Atlantique Nord (ex : Davtian and Bard, 2023).

Le MIS 5e est donc caractérisé par une hausse continue de l'influence de la NADW bien ventilé et de l'intensité de l'ISOW, avec un évènement d'apport massif d'eau douce en mer du Labrador et en Atlantique Nord. Comme pour l'évènement à 8.2 ka durant l'Holocène, il y a également une influence sur la circulation profonde des eaux de fonte des calottes de l'hémisphère Nord dans le bassin Atlantique.

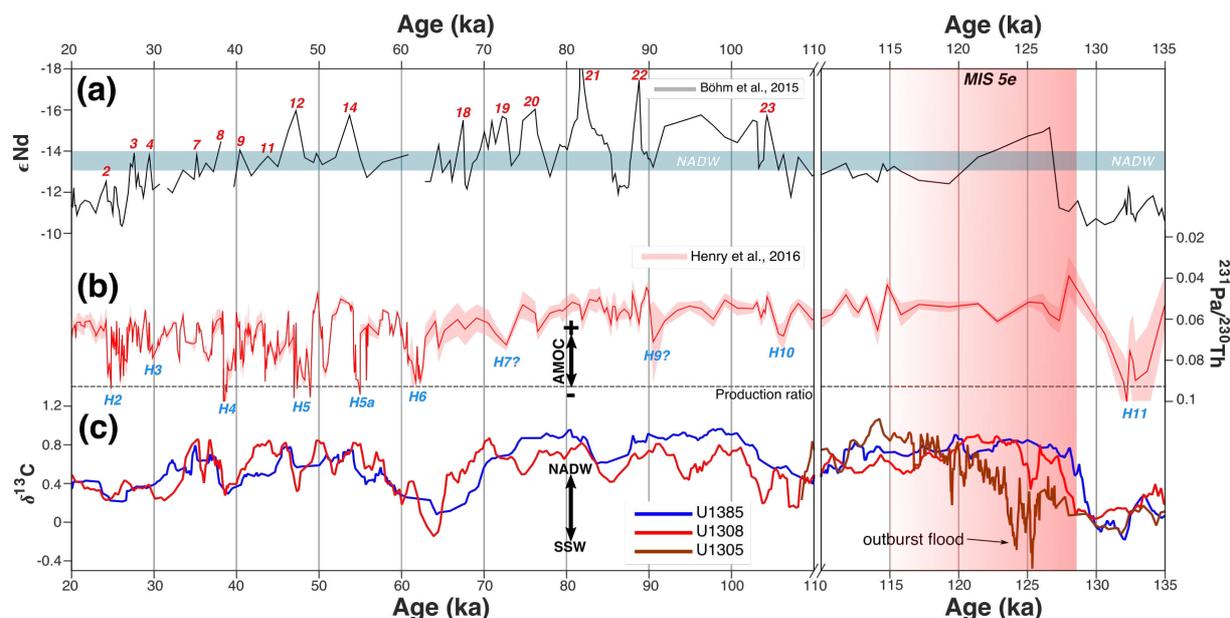


Figure I-27 : Variations de différents traceurs de l'AMOC au cours du dernier cycle interglaciaire-glaciaire. (a) ϵNd de l'ODP 1063 (Bermuda Rise ; Böhm et al., 2015) ; (b) compilation de différents enregistrements de $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ du site de Bermuda Rise, d'après Henry et al. (2016) ; (c) $\delta^{13}\text{C}$ benthique enregistré aux sites IODP U1305 (Eirik Drift ; Galaasen et al., 2014), U1308 (ride médio-Atlantique ; Hodell and Channell, 2016) et U1385 (marge portugaise, "site de Shackleton" ; Hodell et al., 2023).

Les interstades MIS 5a à 5d (80 – 115 ka) ont été peu étudiés et les données sur l'intensité de l'AMOC durant ces périodes sont assez restreintes. Au niveau de Bermuda Rise, les valeurs de ϵNd sont beaucoup plus négatives que celles caractéristiques de la NADW (Jaume-Seguí et al., 2021), n'indiquant pas réellement de variations d'AMOC durant les interglaciaires au sens large à l'aide du traceur $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$. Cependant, plusieurs augmentations de ce traceur sont visibles et associées à des réductions de l'AMOC durant les évènements d'Heinrich H10, H9 et H7. Au Sud-Est du plateau de Rockall, les enregistrements de $\delta^{13}\text{C}$ benthique de l'ODP 980 (1980 m de profondeur) montrent des valeurs plus élevées durant les MIS 5a et 5c que durant l'optimum climatique du MIS 5e (McManus et al., 1999; Oppo et al., 2006), suggérant une plus grande influence de la NADW à cette localisation durant ces interstades. Cette tendance n'est pas marquée dans les enregistrements de l'U1308 et l'U1385

(Hodell et al., 2008, 2023). Les enregistrements du site ODP 980 reflètent alors probablement les variations des eaux de subsurface plutôt que des changements d'eaux profondes. Le "site de Shackleton" (U1385) au large du Portugal enregistre une tendance à long terme, largement associée à la tendance orbitale (Hodell et al., 2023) et montre de nettes différences entre les interstades « chauds » 5a et 5c par rapport aux interstades « froids » 5b et 5d (Figure I-27c). Le forage U1308 enregistre cette même tendance orbitale, avec cependant plusieurs variations millénaires de la ventilation des masses d'eaux profondes (Figure I-27c ; Hodell and Channell, 2016). Il y a notamment plusieurs chutes des valeurs de $\delta^{13}\text{C}$ benthique vers ~106, ~95, ~87, ~74 et ~64 ka pouvant être respectivement associées aux événements d'Heinrich 10 à 6, où les SSW gagneraient en influence dans cette localisation. Ce dernier événement est marqué sur l'enregistrement de l'U1308 (Figure I-27c ; Hodell and Channell, 2016) par une très forte réduction de l'influence de la NADW, qui coïncide avec une très forte diminution des températures de surface en Atlantique Nord (Davtian and Bard, 2023) et qui marque la fin du plateau interglaciaire enregistré par le $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ de Bermuda Rise (Böhm et al., 2015) et en Atlantique Nord (Guihou et al., 2011, 2010).

I.3.2.4. Variabilité de la circulation océanique de 400 à 135 ka

Nous avons vu que de nombreuses études se sont focalisées sur la dynamique de l'océan profond en Atlantique Nord depuis la dernière période glaciaire jusqu'à aujourd'hui. Quelques études référencent également les variations de dynamique océanique durant le MIS 5e. Cependant, les incertitudes des chronologies et la rareté des enregistrements à haute résolution sur ces intervalles temporels en font une période encore mal documentée, malgré les efforts récents de la communauté.

Les données de changements de circulation profonde au-delà de 135 ka sont rares, principalement enregistrées grâce au $\delta^{13}\text{C}$ des foraminifères benthiques et montrent parfois de très fortes incohérences selon dans les chronologies utilisées. Un bref état de l'art est décrit dans cette partie, discutant des résultats allant du MIS 6 à 10.

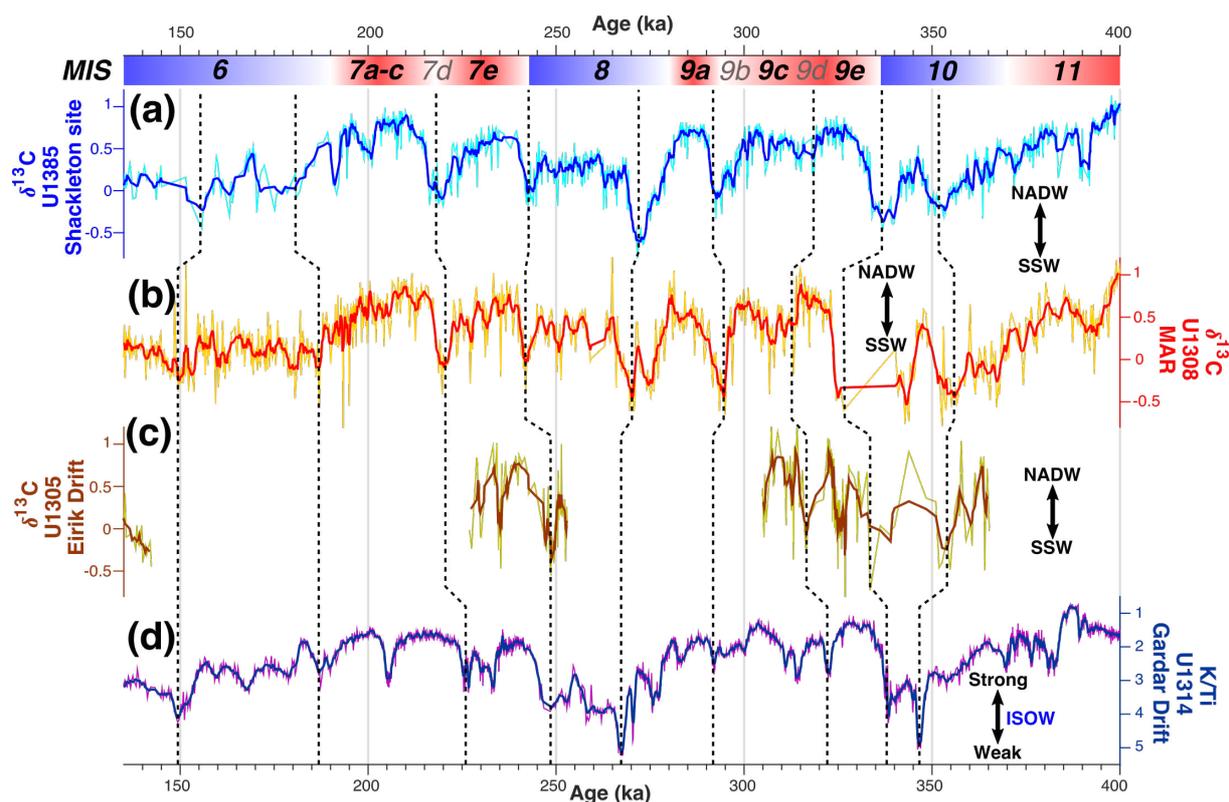


Figure I-28 : Enregistrements de $\delta^{13}\text{C}$ et de K/Ti en Atlantique Nord. Données de $\delta^{13}\text{C}$ (brutes et lissées sur 5 points) provenant des sites IODP (a) U1385 (site de Shackleton ; Hodell et al., 2023), (b) U1308 (ride Médio-Atlantique ; Hodell and Channell, 2016), (c) U1305 (Eirik Drift ; Galaasen et al., 2020) et (d) données de K/Ti (échelle inversée) du site U1314 (Gardar Drift ; Grützner and Higgins, 2010).

Les données de ventilation des masses d'eau enregistrées par le $\delta^{13}\text{C}$ benthique en Atlantique Nord (Figure I-28a-c ; Hodell and Channell, 2016 ; Galaasen et al., 2020 ; Hodell et al., 2023) ainsi que de l'intensité de l'ISOW enregistrée par le rapport K/Ti montrent une nette variabilité à l'échelle G-IG entre 400 et 135 ka (Figure I-28d ; Grützner and Higgins, 2010). Cette variabilité, comme pour le dernier cycle G-IG décrit précédemment (section I.3.2.3), correspondant à une intensification des eaux profondes et une plus grande influence des NSW durant les périodes IG au sens large (MIS impairs) que durant les périodes G (Figure I-28). Il y a également une variabilité millénaire de la circulation profonde, visible dans ces enregistrements. Ces événements montrent parfois une nette réduction de la circulation, en termes d'intensité de l'ISOW et de l'influence des NSW, durant les interstades « froids » des MIS impairs (7b, 7d, 9b et 9d) dans le bassin Nord-Atlantique (Figure I-28 ; Grützner and Higgins, 2010 ; Hodell and Channell, 2016 ; Galaasen et al., 2020 ; Hodell et al., 2023). Durant le MIS 7, les interstades 7a-c montrent des valeurs de $\delta^{13}\text{C}$ benthique similaires ou supérieures à l'optima du MIS 7e dans les enregistrements de l'IODP U1308 et l'U1385 (Figure I-28a-b ; Hodell and Channell, 2016 ; Hodell et al., 2023), indiquant une plus grande influence des eaux

de la NADW dans le bassin Nord-Est de l'océan Atlantique. Cette observation s'applique également au MIS 9, où les interstades « chauds » MIS 9a et 9c montrent des valeurs similaires au MIS 9e (**Figure I-28a-b** ; [Hodell and Channell, 2016](#); [Hodell et al., 2023](#)).

Les variations observées durant l'IG MIS 7e montrent une similitude entre les deux enregistrements les plus au Sud (**Figure I-28a-b**) d'une part, et ceux directement sous l'influence de l'ISOW et du DSOW (**Figure I-28c-d**) d'autre part. Durant la T-III, l'influence de la NADW augmente fortement dans tout le bassin Nord Atlantique (**Figure I-28a-c**), corrélée à une hausse de l'intensité de l'ISOW (**Figure I-28d**). Ensuite, il y a un plateau durant ~7 ka, avant une diminution progressive de l'influence de la NADW durant ~10 ka et une chute des valeurs de $\delta^{13}\text{C}$ jusqu'à -0.1 ‰ durant le MIS 7d, suggérant une forte influence des SSW aux latitudes moyennes (**Figure I-28a-b**). A de plus hautes latitudes, l'intensité de l'ISOW chute drastiquement vers 234 ka (**Figure I-28d**), période également marquée (vers 235 ka) par une nette diminution de l'influence de la NADW au niveau d'Eirik drift (**Figure I-28c**). Deux évènements de variabilité millénaire (de type D-O) sont également enregistrés dans ces deux archives durant le MIS 7d (**Figure I-28c-d**), pouvant indiquer des conditions glaciaires directement après l'IG.

La Terminaison IV (vers 335 – 340 ka) est, comme pour les terminaisons plus récentes décrites précédemment, marquée par une intensification de l'ISOW et une hausse de l'influence de la NADW dans le bassin Nord-Atlantique (**Figure I-28**). Précédant cette période, deux évènements d'Heinrich sont visibles vers 340 et 354 ka, associés à une chute des températures océaniques de surface et des eaux moins bien ventilées (SSW) en Atlantique Nord ([Nehrbass-Ahles et al., 2020](#); [Hodell et al., 2023](#)). Ces deux évènements semblent également être en accord avec le $\delta^{13}\text{C}$ d'Eirik drift ([Galaasen et al., 2020](#)), et en lien avec une chute de l'intensité de l'ISOW ([Grützner and Higgins, 2010](#)), à des âges différents (**Figure I-28c-d**). L'optima du MIS 9e est marqué par une hausse continue conjointe de l'influence de la NADW et de l'intensité de l'ISOW (**Figure I-28**; [Grützner and Higgins, 2010](#); [Hodell and Channell, 2016](#); [Galaasen et al., 2020](#); [Hodell et al., 2023](#)). Une chute abrupte des valeurs de $\delta^{13}\text{C}$ benthique jusque ~-0,3 ‰ au milieu de l'optima (vers 323 – 326 ka), indique un évènement avec une quasi-absence des eaux de la NADW en mer du Labrador durant cette période ([Galaasen et al., 2020](#)). Enfin, la fin du MIS 9e est marquée par une forte hausse de l'intensité de l'ISOW et une plus grande influence d'eaux riches en nutriments (SSW) vers 312 à 323 ka, selon les enregistrements (**Figure I-28**).

Ces enregistrements à haute résolution, montrent ainsi des similitudes dans les tendances à long-terme, mais également de grandes différences, notamment au niveau du passage du DSOW proche de l'Eirik Drift durant les interglaciaires (Galaasen et al., 2020). Durant ces longues périodes de temps, il y a également une difficulté à relier les événements de variabilité millénaires entre eux, principalement en raison des différentes chronologies utilisées, souvent peu précises car réalisées sur de très grandes échelles de temps (> 1000 ka sur les sites IODP).

I.3.2.5. Comparaisons et mécanismes de la variabilité océanique durant les interglaciaires stricts des derniers 400 ka

Plusieurs études ont comparé les différents interglaciaires (et terminaisons) du passé, en se basant sur différents enregistrements, traceurs ou simulations du climat. Quelques études seulement (au vu de la rareté des enregistrements et des coûts de simulations transitoires) font référence à des comparaisons de la dynamique de la circulation océanique durant les terminaisons et les périodes interglaciaires (ex : Mokeddem and McManus, 2017; Barker et al., 2019; Bouttes et al., 2020; Galaasen et al., 2020; Yin et al., 2021).

Nous avons vu que les terminaisons sont des périodes où une réorganisation de la circulation océanique s'opère. Barker et al. (2019) ont comparé les données de températures atmosphériques (antarctiques et groenlandaises), de teneurs atmosphériques en GES (CO₂ et CH₄), d'IRD, de SST (NPS %) et de $\delta^{13}\text{C}$ benthique de l'ODP-983. Ils observent, durant les terminaisons des derniers 400 ka, un intervalle prolongé des conditions glaciaires (Heinrich *Stadials*) dans les hautes latitudes de l'hémisphère Nord. Durant cette période, le CO₂ atmosphérique augmente et l'AMOC est fortement ralentie (Barker et al., 2019). Ces périodes de débâcles d'icebergs ont été récemment étudiées dans les modèles climatiques et montrent que la quantité d'eau douce pour recréer des conditions HS de l'AMOC dépendent des conditions climatiques qui précèdent l'évènement (Pöppelmeier et al., 2023; Sun et al., 2022). Sun et al. (2022) estiment qu'une hausse de températures de subsurface ainsi que de la salinité en surface (dans l'océan Atlantique Nord) durant un évènement d'Heinrich peut conduire à un couple d'évènements de type HS1 – B/A. Ces évènements comprennent une diminution de l'AMOC, suivie par une hausse abrupte de celle-ci. A la fin de la débâcle d'icebergs observée (en phase avec l'*overshoot* de GES) dans l'hémisphère Nord (voir **section I.1.**), Barker et al. (2019) observent que la circulation océanique se réorganise et s'intensifie dans l'hémisphère Nord, alors que le CO₂ atmosphérique diminue jusqu'à un état « d'équilibre ». Ce scénario

induirait donc un contrôle de la circulation océanique par le flux d'eau douce délivré en Atlantique Nord. Deux ans plus tard, [Barker and Knorr \(2021\)](#) estiment que les rétroactions liées à la circulation océanique durant les Terminaisons seraient susceptibles de contrôler la rapidité de ces déglaciations. [Barker and Knorr \(2021\)](#) expliquent que l'AMOC aurait deux états « stables » : le premier (*weak state*) associé à des conditions glaciaires dépendant de l'extension du volume des glaces, le second (*strong state*) associé aux teneurs en CO₂ atteignant un taux suffisant pour créer des conditions « interglaciaires ». Entre ces deux états stables, un état intermédiaire est défini, propice au déclenchement de fortes variations à l'échelle millénaire ([Barker and Knorr, 2021; Zhang et al., 2021](#)). Cet état intermédiaire, comme durant le MIS 3, est également franchi lors des Terminaisons, bien qu'ayant une durée beaucoup plus courte que cette période. [Barker and Knorr \(2021\)](#) font l'hypothèse que durant les Terminaisons, l'AMOC subit (ou déclenche) ces événements millénaires de manière extrêmement forte en raison des changements climatiques observés, jusqu'à atteindre l'état stable interglaciaire.

Les progrès sur les mécanismes mis en jeu durant les terminaisons ont permis de mieux comprendre celles-ci. Cependant, la rareté des enregistrements d'intensité de la circulation profonde durant les terminaisons plus anciennes rend difficiles les interprétations des rétroactions qui s'y opèrent.

Quelques études ont comparé les variations de $\delta^{13}\text{C}$ benthique des interglaciaires entre eux ou à l'aide de modèles du climat. [Mokeddem and McManus \(2017\)](#) ont ainsi comparé plusieurs enregistrements de $\delta^{13}\text{C}$ des foraminifères benthiques durant l'Holocène, le MIS 5e et 9e sur un transect NW – SE allant du Björn Drift jusqu'au large de l'Irlande (sites ODP 980, 982, 983 et 984). Tous ces sites sont à des profondeurs relativement intermédiaires (1100 à 2400 m de profondeur) et enregistrent, *a priori*, les eaux bien ventilées de la NADW ([Mokeddem and McManus, 2017](#)). Les quatre enregistrements montrent des valeurs similaires (~1 ‰) entre l'Holocène et le MIS 5e, avec une légère hausse tout à long des interglaciaires. Ces données ne montrent pas de variations au passage du MIS 5e au 5d ([Mokeddem and McManus, 2017](#)), n'indiquant pas de perte d'influence de la NADW à ces profondeurs. Le MIS 9e est quant à lui caractérisé par de faibles (-0.75 à 0 ‰) valeurs de $\delta^{13}\text{C}$ benthique sur le Björn Drift et le plateau de Rockall, indiquant une influence d'eaux peu ventilées à ces localisations ([Mokeddem and McManus, 2017](#)). Étonnamment, l'enregistrement de $\delta^{13}\text{C}$ benthique de l'ODP-983 (légèrement plus profond sur le Gardar Drift) indique des valeurs proches de 1 ‰ durant le MIS 9e ([Mokeddem and McManus, 2017](#)). Quoiqu'il en soit, il semblerait qu'il n'y ait que

peu de différences de ventilation entre ces trois IG, mis à part localement (Björn Drift). Une récente compilation de données de $\delta^{13}\text{C}$ des foraminifères benthiques (Bengtson et al., 2021) a montré que le LIG est caractérisé par des valeurs moyennes (125 – 120 ka) de $\delta^{13}\text{C}$ benthique inférieures de 0.22 ‰ que la moyenne Holocène (7 – 2 ka), indiquant une influence légèrement moindre des eaux de la NADW. Il peut cependant y avoir un effet du cycle du carbone à l'échelle glaciaire-interglaciaire, pouvant biaiser les comparaisons entre IG (Bouttes et al., 2020). Jiang et al. (2023) observent le même résultat en comparant les sorties de 11 modèles du climat (PMIP4), indiquant très peu de changements de circulation entre l'Holocène (*midHolocene*) et le LIG (*lig127k*).

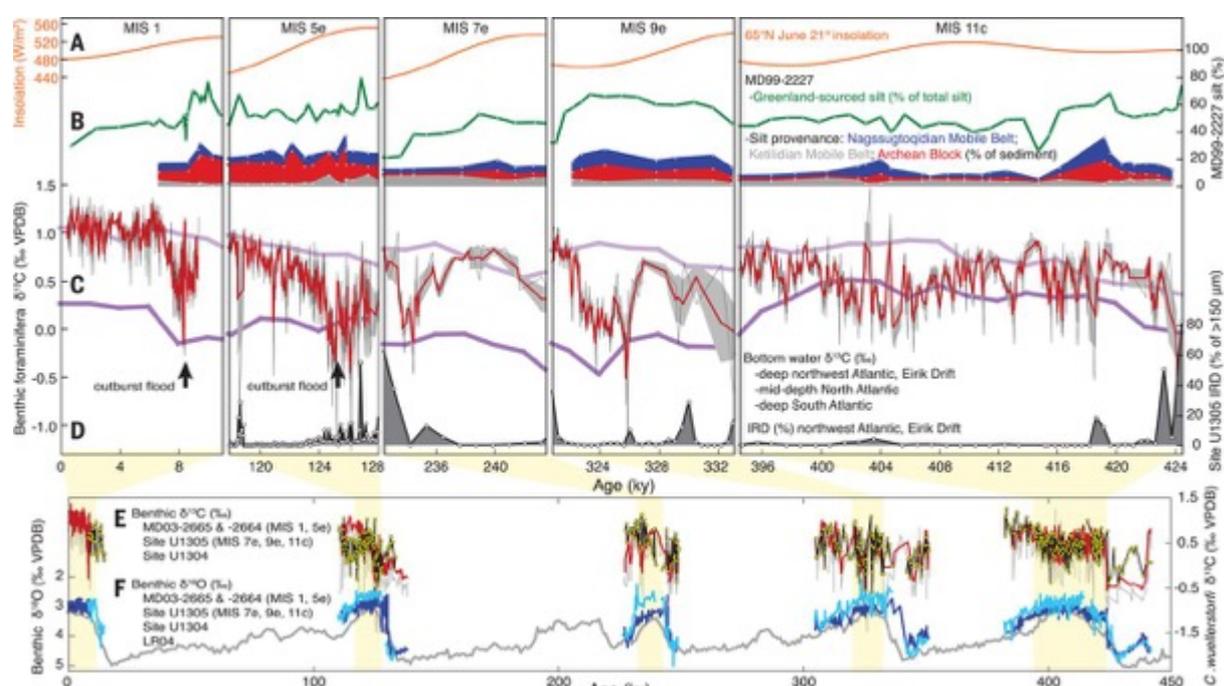


Figure I-29 : Variabilité de la ventilation des eaux profondes au niveau d'Eirik Drift durant les plateaux de $\delta^{18}\text{O}$ interglaciaires, d'après Galaasen et al. (2020). (A) Insolation au 21 Juin à 65°N ; (B) traceurs des décharges sédimentaires de la calotte Groenlandaise ; (C) $\delta^{13}\text{C}$ des foraminifères benthiques en Atlantique Nord à des profondeurs moyennes (violet clair), en Atlantic Sud à de grandes profondeurs (violet foncé) et au niveau d'Eirik Drift ; (D) IRD (%) au niveau d'Eirik Drift ; (E) $\delta^{13}\text{C}$ et (F) $\delta^{18}\text{O}$ des foraminifères benthiques à Eirik Drift et au niveau de la zone de fracture Charlie-Gibbs.

Galaasen et al. (2020) ont également réalisé une comparaison des données de ventilation des masses d'eau au niveau de l'Eirik Drift durant les plateaux IG (Holocène, MIS 5e, 7e, 9e et 11c) à très haute résolution (~70 ans ; Figure I-29c). Ils observent, dans tous ces IG, une forte variabilité des valeurs de $\delta^{13}\text{C}$ à l'échelle centennale et/ou millénaire (Figure I-29c). Ils ont pu reproduire cette variabilité à l'aide d'un modèle de complexité intermédiaire (iLOVECLIM) représentant une diminution de 16 à 8 Sv (Galaasen et al., 2020). Certaines de ces variations indiqueraient la présence de SSW jusqu'en mer du Labrador (voir Figure I-29c). Galaasen et

al. (2020) montrent que l'Holocène est une période très stable d'un point de vue océanique, et qu'il y aurait une idée générale qui en découle : la circulation océanique est stable durant tous les IG (ex : Sévellec and Fedorov, 2015). Or, les résultats de Galaasen et al. (2020) montrent à l'inverse qu'une variabilité rapide du système océanique existe et est souvent « invisible » due aux faibles résolutions des enregistrements ou des analyses des traceurs durant ces périodes de temps (Galaasen et al., 2020). Les chutes de $\delta^{13}\text{C}$ à l'Holocène et au MIS 5e (**Figure I-29c**) sont expliquées par les auteurs par des événements de décharges d'eau douce qui accompagnent le retrait des calottes Nord-Américaines résiduelles associées aux épisodes « finaux » des déglaciations. Cependant, les variations observées au MIS 7e, 9e et 11c ont lieu au milieu ou à la fin des phases interglaciaires, dans un contexte de faible insolation et sans, *a priori*, d'influence de décharges d'eau douce de la calotte Nord-Américaine (Galaasen et al., 2020).

Bouttes et al. (2020) ont également réalisé une synthèse des données de $\delta^{13}\text{C}$ des foraminifères benthiques aux « pics » d'IG (dates des pics de $\delta^{18}\text{O}$ de la courbe LR04 ; Lisiecki and Raymo, 2005) des derniers 800 ka (pré- et post- 400 ka), en les comparant avec des sorties du modèle de complexité intermédiaire iLOVECLIM. Après avoir corrigé les valeurs de $\delta^{13}\text{C}$ d'un biais associé à un cycle de 400 ka du cycle du carbone, Bouttes et al. (2020) ont démontré qu'il n'y a que peu de changement entre les différentes périodes IG. Cependant, la comparaison modèle-données a montré que les seuls changements océaniques ne peuvent pas reproduire les mêmes variations du $\delta^{13}\text{C}$ dans leur modèle. Les auteurs évoquent des changements de l'extension de glace de mer (qui modifie la circulation atmosphérique) ou des changements de production biologique, pouvant également affecter les valeurs de $\delta^{13}\text{C}$ (Bouttes et al., 2020). Une autre étude a utilisé le modèle du climat LOVECLIM1.3 pour réaliser des simulations transitoires de l'AMOC au cours des IG des derniers 800 ka (Yin et al., 2021). Ils observent une chute très forte (~30 %) et rapide (~50 ans) de l'AMOC à la fin de chaque IG (sauf le MIS 1, 9e et 19), associée à une chute des températures dans l'hémisphère Nord (Yin et al., 2021). Ces réductions de l'AMOC seraient associées à des conditions orbitales favorables, avec des étés longs (hautes valeurs de précession) et un faible taux d'irradiation (faible obliquité), induisant un seuil d'insolation sous lequel l'AMOC diminuerait drastiquement (Yin et al., 2021). Les MIS 9e et 19, où les minima d'insolation ne suffisent pas à déclencher une diminution abrupte de l'AMOC, reproduisent cette chute d'intensité lorsque le CO_2 atmosphérique est ajouté comme forçage. Les auteurs expliquent alors que les diminutions des teneurs en CO_2 atmosphériques joueraient un rôle de modulateur du refroidissement à la fin de l'IG et sont, dans certains cas nécessaires au déclenchement de ces variations (Yin et al., 2021).

Pour résumer, très peu d'études ont comparé directement les interglaciaires entre eux. Ces interglaciaires, contrairement à l'Holocène, montrent une variabilité rapide (centennale ou millénaire) distincte et plus d'enregistrements sont nécessaires afin de mieux comprendre celle-ci. Enfin, les teneurs en CO₂, le volume des glaces et l'insolation reçue en hémisphère Nord, semblent jouer un rôle majeur durant les transitions ou au sein des optima climatiques.

I.4. Problématiques et objectifs de cette thèse

Nous avons pu voir précédemment la complexité du climat et des interactions entre ses composantes. La dynamique océanique joue un rôle majeur dans le système climatique, mais reste cependant mal documentée sur de longues échelles de temps (> 60 ka), et les mécanismes de variabilité de l'océan profond sont encore mal compris. A l'heure du réchauffement climatique d'origine anthropique, les modélisateurs du climat s'efforcent à prédire l'évolution globale du climat à l'horizon 2100. Cependant, le manque de connaissances des mécanismes océaniques et leurs interactions avec l'atmosphère et la cryosphère dans un contexte (interglaciaire) de réchauffement rapide rend ces scénarios parfois très différents (**Figure I-30** ; [Bellomo et al., 2021](#)). Ce manque de connaissances est principalement lié à (1) l'étude massive de la période Holocène (le seul IG « stable »), de la dernière déglaciation (la seule jugée « anormale » des derniers 800 ka par [Barker and Knorr, 2021](#)) et de la dernière période glaciaire, (2) le manque de données de reconstitutions de la circulation océanique, notamment en termes d'intensité de la circulation profonde, et (3) des chronologies ne permettant pas des comparaisons inter-archives en ayant peu de biais chronologiques.

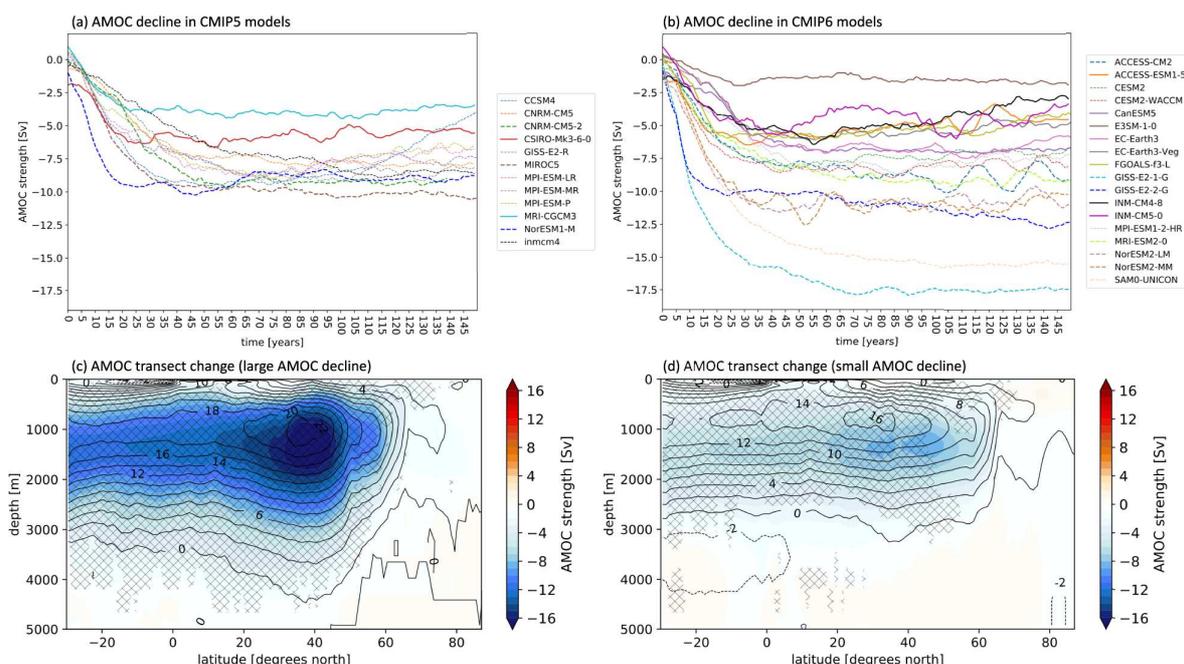


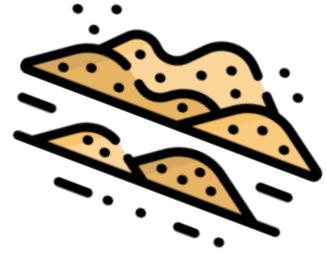
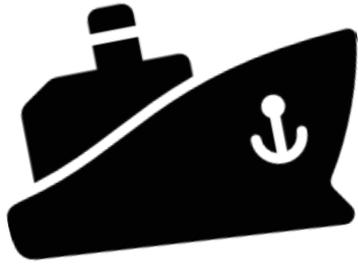
Figure I-30 : Changement de l'AMOC en réponse à une hausse abrupte de $4\times\text{CO}_2$ d'après *Bellomo et al. (2021)*. (a) et (b) montrent les anomalies de l'AMOC (en Sv) à $26,5^\circ\text{N}$ pour (a) CMIP5 et (b) CMIP6. (c) et (d) montrent les changements de l'AMOC sur un transect en Atlantique Nord des scénarios exprimant (c) un fort déclin et (d) un faible déclin de l'AMOC.

Des reconstitutions de la circulation océanique durant différents contextes climatiques, notamment des climats chauds - et parfois plus chauds qu'aujourd'hui - et les comparer entre elles pourraient permettre de mieux comprendre les variations passées et mieux contraindre les variations futures.

Les principaux objectifs de cette thèse sont donc de :

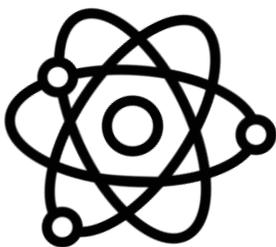
- **Reconstruire les variations d'intensité de l'ISOW** au cours des derniers 400 ka, à l'aide d'une approche multi-traceurs sur un transect Nord-Sud d'archives sédimentaires le long du Gardar Drift.
- Définir, comprendre et corriger les **spécificités et limites de ces traceurs**.
- Aligner les modèles d'âges de ces archives sur une chronologie de référence permettant des **comparaisons inter-archives**.
- **Comparer** les résultats obtenus aux **données climatiques** préexistantes et **aux simulations du climat** qui sont réalisées dans le cadre du projet LEFE DECORATING⁹.
- Améliorer l'état des connaissances concernant les **mécanismes de variabilité océanique** à long et court terme.

⁹ Ce projet a pour objectif d'étudier l'intensité de la circulation océanique profonde en Atlantique (Nord et Sud) des quatre derniers interglaciaires. Pour ce faire, des reconstitutions (cette thèse pour l'Atlantique Nord) sont et seront comparés à différentes sorties de modèles du climat afin de mieux comprendre les mécanismes de variabilité de la circulation profonde durant des intervalles « chauds » du climat passé.



Chapitre II

Matériel & Méthodes



Le chapitre précédent a dressé une synthèse bibliographique de la variabilité climatique et océanique, en décrivant la circulation profonde en Atlantique Nord subpolaire ainsi que le contexte environnemental de ma thèse. Une brève conclusion a mis en perspective les problématiques et objectifs de cette thèse. Afin d'y répondre, une approche multi-traceurs a été appliquée à plusieurs archives sédimentaires de l'Atlantique Nord subpolaire.

Ce nouveau chapitre décrit 1) le matériel sédimentaire étudié et les méthodes de sous-échantillonnage, ainsi que la méthodologie 2) des mesures granulométriques, 3) des mesures par spectrométrie de fluorescence-X et 4) des mesures magnétiques.

II.1. Échantillonnage du matériel sédimentaire

II.1.1. Le prélèvement des séries sédimentaires du Gardar Drift

Durant cette thèse, j'ai étudié trois carottes, qui ont été prélevées en Atlantique Nord subpolaire durant le Leg 2 de l'expédition P.I.C.A.S.S.O. (Paléoclimatologie, Isotopes, Chimie, Atlantique, Séries Sédimentaires Océaniques) à bord du navire océanographique de recherche Français *Marion Dufresne-II*, en Juin 2003 (Laj, 2003). L'expédition P.I.C.A.S.S.O. avait pour objectifs de prélever des sédiments pour des études paléoclimatologiques et paléocéanographiques à l'échelle sub-millénaire dans des zones de fortes accumulations sédimentaires. Pendant le Leg 2, des prélèvements ont été réalisés le long d'un trajet Ouest-Est en Atlantique Nord, afin d'échantillonner plusieurs drifts contouritiques formés par le passage des eaux profondes de la NADW (Laj, 2003). Ce Leg aura donc conduit au carottage de 11 stations au total, distribuées le long de l'Eirik Drift (4 stations), du Gardar Drift (6 stations réparties sur un transect N-S) et du Feni Drift (1 station). Les six stations du Gardar Drift (**Figure II-1**) ont été carottées à l'aide de trois techniques : le carottier Calypso, le carottier Calypso carré (CASQ) et carottier gravité (G). L'élasticité du câble du carottier Calypso, a tendance à créer un effet de « piston » lorsque le sédiment est prélevé. Ce « pistonnage » peut déformer les couches sédimentaires les plus superficielles en les étirant artificiellement. Les taux de sédimentation peuvent alors être largement surestimés pour les périodes les plus récentes. C'est pour cette raison qu'un carottage CASQ (12 m) est réalisé sur chaque site en addition d'un carottage Calypso, car il ne montre pas ou très peu d'effet de piston ou de compaction et peut être corrélé aux profondeurs Calypso en utilisant divers enregistrement (ex : **Figure II-2**). Il est également possible d'utiliser les enregistrements des deux types de

carottage, afin de créer des courbes composites (courbes utilisées pour les mesures magnétiques de cette thèse). Ces séquences permettent alors d'étudier les variations climatiques passées à toutes échelles de temps sans déformation des couches sédimentaires liées au type de carottage.

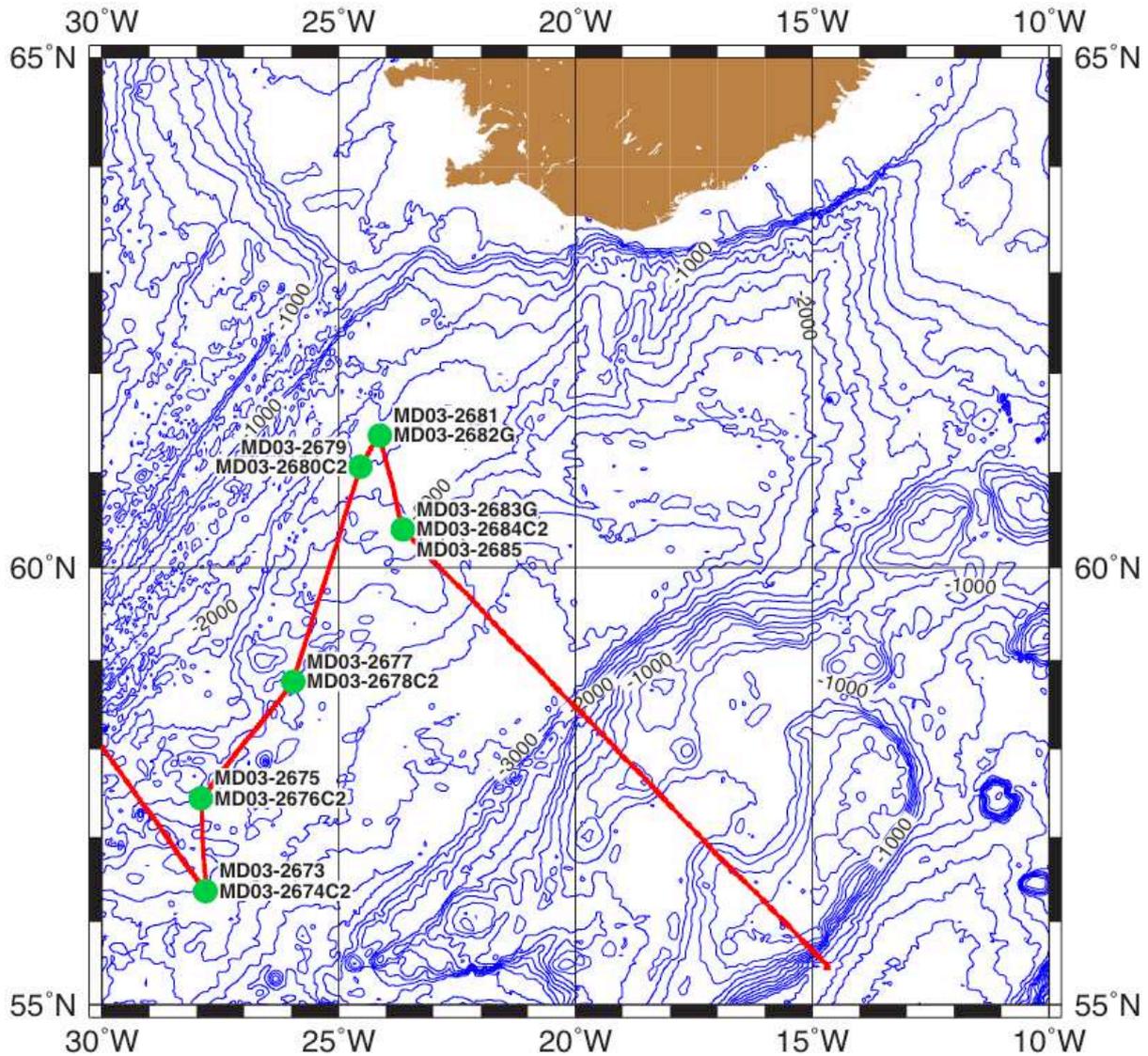


Figure II-1 : Carte bathymétrique de la zone de prélèvement « Gardar Drift » de l'expédition P.I.C.A.S.S.O. (Laj, 2003). La localisation des carottes sédimentaires et leurs noms y sont indiqués. Le suffixe C2 après le nom désigne un carottage de type CASQ. La lettre G après le nom désigne un carottage par gravité. Les noms sans suffixe correspondent à un carottage long de type Calypso.

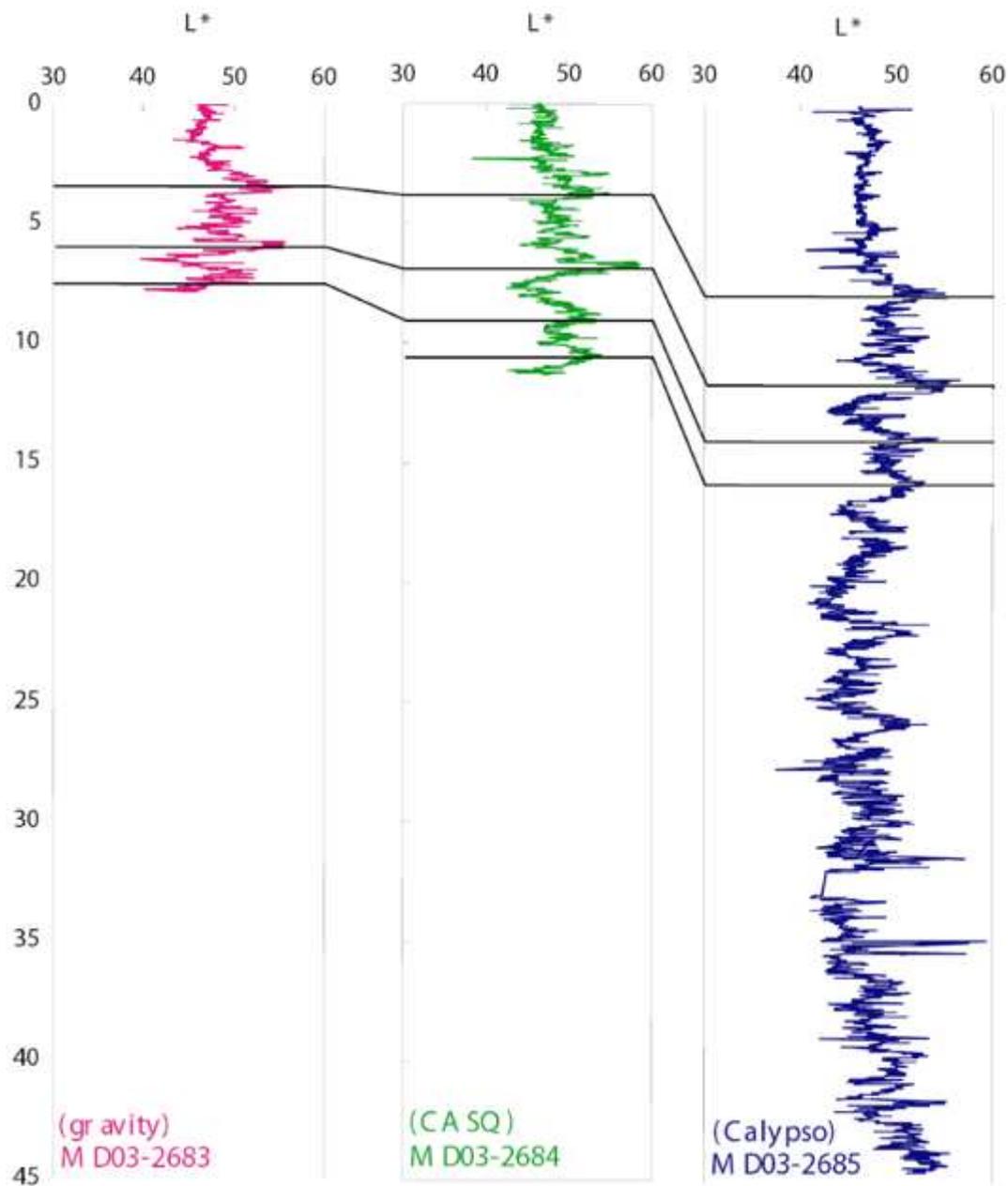


Figure II-2 : Exemple de corrélations entre carottes gravité (gauche), CASQ (milieu) et Calypso (droite).

Les carottes étudiées durant cette thèse sont des prélèvements de types CASQ (pour les périodes récentes) et Calypso. Le carottage géant Calypso est unique au monde. Il permet de prélever des séries sédimentaires longues de plus de 60 m (**Figure II-3**). Le principe est simple : le carottier est lâché depuis la surface en étant maintenu avec un câble porteur. La jonction entre ces deux parties est appelée le déclencheur, qui contient une partie indépendante sur le côté. Lorsque celle-ci arrive au fond, un témoin est envoyé pour déclencher le carottage par effet de piston. Les sédiments sont ensuite remontés sur le bateau, où le *liner* est retiré du tube, labélisé et découpé une première fois en sections de 1.5 m. Ensuite, chaque section est découpée dans sa longueur afin d'obtenir deux demi-sections, une « archive » stockée directement, une

« travail ». Cette dernière est utilisée pour réaliser des mesures préliminaires directement sur le bateau, comme des mesures de susceptibilité magnétique en champ faible, de réflectance (couleur du sédiment) ou encore des propriétés physiques comme la vitesse de déplacement des ondes P ou la densité. Ces sections « travail » ont ensuite été stockées avec les sections archives, débarquées en France puis stockées à la carothèque de Gif-sur-Yvette.

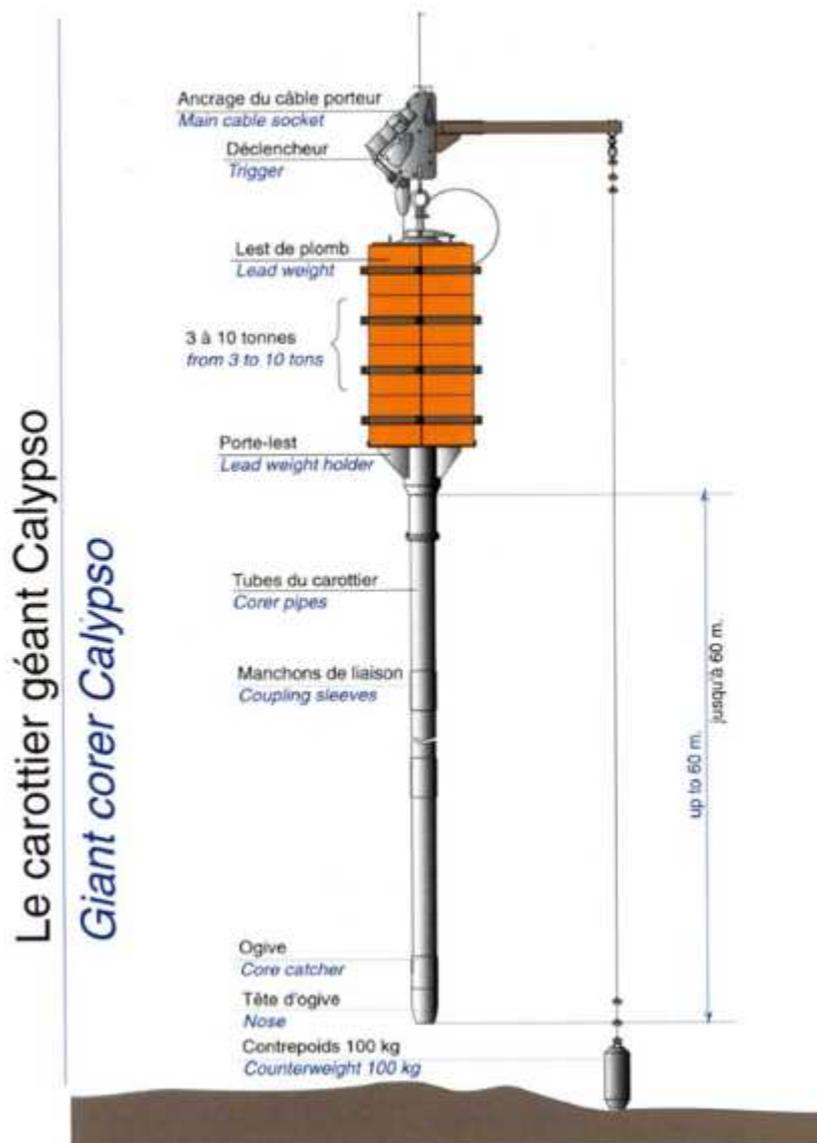


Figure II-3 : Schéma des différents constituants du carottier géant Calypso (Laj, 2003).

Au total 3 sites ont été étudiés durant cette thèse, comprenant chacun une carotte longue (Calypso) et courte (CASQ) (**Tableau II-1**). Les carottes longues MD03-2673 et MD03-2685 et les CASQ associés se situent respectivement sur les parties Sud et Nord du Gardar Drift (**Figure II-1**). La carotte longue MD03-2679 et le CASQ associé se situent sur le Björn Drift (**Figure II-1**).

Tableau II-1 : Informations sur les carottes utilisées durant cette thèse.

	Type de carottage	Longueur (m)	Latitude	Longitude	Profondeur (m)
MD03-2674Q	CASQ	11.85	56°21'91 N	27°48'86 W	2830
MD03-2673	Calypso	39.05	56°21'91 N	27°48'86 W	2786
MD03-2680Q	CASQ	10.96	61°03'40 N	24°32'42 W	1812
MD03-2679	Calypso	35.37	61°03'40 N	24°32'42 W	1812
MD03-2684Q	CASQ	11.30	60°24'08 N	23°38'39 W	1979
MD03-2685	Calypso	44.61	60°24'08 N	23°38'39 W	1977

Lors de la campagne P.I.C.A.S.S.O., une description visuelle des carottes a été réalisée à l'aide de logs (Laj, 2003).

- La carotte MD03-2673 est principalement caractérisée par un faciès argilo-silteux de couleurs gris à marron avec parfois des tendances verdâtres. Deux couches de diatomées sont visibles vers 21.5 m et 36 m de profondeur. L'ensemble de la carotte montre des traces fréquentes de bioturbation et parfois quelques horizons à grains grossiers (sables ou graviers) isolés.
- La carotte MD03-2679 est caractérisée par un faciès silto-argileux de couleur vert-olive-gris avec des tendances parfois brunâtres. L'ensemble de la série est parfois bioturbé et des traces de laminations sont également observées. Plusieurs grains isolés (sables à graviers) sont visibles. Un intervalle de sable de couleur foncé, pouvant être une couche de cendres volcaniques, est visible à ~28.8 m de profondeur. Vers 34 – 35 m de profondeur, il y a plusieurs alternances de couches de sables foncés, et de couches argilo-silteuses à silto-argileuses de couleur olive-grises. Cette carotte sédimentaire montre également plusieurs « trous ». Le premier de 6.92 à 6.95 m n'est pas corrigé en profondeur, car cet intervalle est présent dans le CASQ. Le second, de 16.98 à 17.05 m, a été corrigé. Le dernier, de 21.65 à 21.68 m a également été corrigé. La correction de profondeur consiste en un « raboutage » de part et d'autre du trou observé. Par exemple, la profondeur 16.99 m corrigée correspondra à la profondeur réelle de 17.06 m. Ainsi, la longueur totale corrigée est de 10 cm (7 + 3) plus faible que la longueur apparente.
- La carotte MD03-2685 est caractérisée par un faciès argilo-silteux à silto-argileux relativement homogène, alternant entre des teintes verdâtres et grisâtres, avec parfois quelques nuances brunâtres. La série sédimentaire est parfois bioturbée et plusieurs

grains isolés (sables ou graviers) sont visibles. Aucune couche de cendres, de diatomées ou de trous dans la série sédimentaire n'a été observée.

Après prélèvement, les 6 carottes (Calypso et CASQ) ont été stockées à la carothèque de Gif-sur-Yvette, à environ 10°C et 80 % d'humidité, en attente d'être étudiées. La **Figure II-2** montre les corrélations entre les carottes du site de triple échantillonnage (**Figure II-1**). Ces corrélations sont réalisées à l'aide de mesures de propriété physique (couleurs du sédiment, susceptibilité magnétique etc.) directement sur le bateau. Durant ma thèse, j'ai revu ces courbes composites à l'aide des propriétés magnétiques et géochimiques (voir **Chapitre III**).

Le travail analytique de ma thèse et les interprétations en termes d'intensité passée des courants profonds de l'Atlantique Nord subpolaire sont essentiellement basés sur les carottes composites MD03-2679-80Q et MD03-2673-74Q. La carotte MD03-2685-84Q a été ajoutée au projet afin d'affiner les chronologies utilisées (voir **Chapitre III**) et améliorer la robustesse de la méthode analytique utilisée.

II.1.2. Méthodes de sous-échantillonnage

Ce travail de thèse est basé sur une approche de reconstruction sur la base de différents traceurs et plusieurs méthodes d'échantillonnage ont été utilisées. Ce court paragraphe regroupe les techniques de sous-échantillonnage associées à chaque analyse (**Figure II-4**).

- Le prélèvement par *u-channel* : cet échantillonnage consiste à prélever en continu sur une section complète. Une goulotte (2 x 2 x 150 cm) en plastique est enfoncée au centre de la demi-section de carotte (**Figure II-4**) afin d'éviter les déformations de bord liées à la friction du carottier. Les bords de la goulotte du u-channel sont biseautés (**Figure II-3**) afin de faciliter la pénétration dans le sédiment et limiter les frictions (*design* LSCE). La partie enfoncée est ensuite séparée de la section à l'aide d'un fil de pêche, puis nettoyée et refermée avec le couvercle en plastique associé. Les *u-channels* ont principalement servi pour les mesures de magnétisme continu. Cette méthode est préférée à l'échantillonnage par cubes (2 x 2 cm) pour ce type de mesure, car cela évite les déformations liées aux frictions lors de l'insertion de cubes en plastique.
- Le prélèvement par *demi-tranche dans les u-channel* : il consiste à prélever 2 cm³ de sédiment directement dans le *u-channel* (déjà analysé en magnétisme). Ce prélèvement représente donc la moitié d'une tranche de 1 cm de large du *u-channel* (**Figure II-4**) et

a servi pour les mesures de granulométrie et de géochimie élémentaire sur échantillons discrets.

- Le prélèvement par grattage : il consiste à « gratter » la surface d'un *u-channel* (déjà analysé en magnétisme continu ; **Figure II-4**) pour prélever quelques mg de sédiment. Cette méthode est utilisée pour les analyses de mesures d'hystérésis par « micro-magnétisme ». L'avantage de cette méthode est le prélèvement d'une faible quantité de matériel sédimentaire, qui est suffisante pour être représentative de l'échantillon, et dont le reste du matériel pourra être utilisé pour échantillonner en demi-tranche, par exemple.

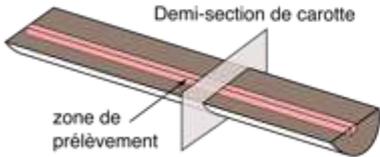
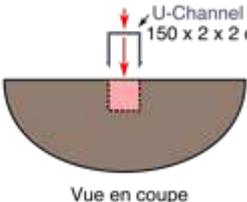
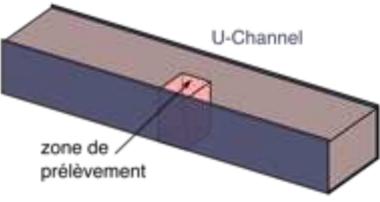
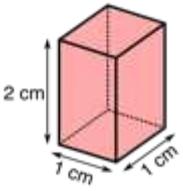
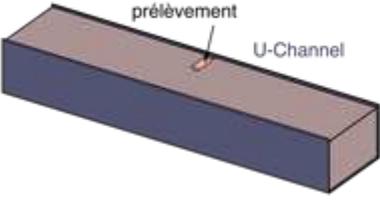
Schéma de l'échantillonnage	Compléments	Types de mesures
 <p>Demi-section de carotte zone de prélèvement</p>	 <p>U-Channel 150 x 2 x 2 cm Vue en coupe</p>	<p>Magnétisme continu :</p> <ul style="list-style-type: none"> - ARM - IRM - NRM - Susceptibilité
 <p>U-Channel zone de prélèvement</p>	 <p>2 cm 1 cm 1 cm</p>	<p>Microgranulométrie XRF (mesures discrètes)</p>
 <p>zone de prélèvement U-Channel</p>	 <p>Tube Spec</p>	<p>Courbes d'hystérésis (Micromag)</p>

Figure II-4 : Résumé schématisé des différents sous-échantillonnages utilisés durant cette thèse.

II.2. Analyses granulométriques

II.2.1. Définition

La granulométrie correspond à la quantification des différentes classes de taille des grains qui composent un échantillon. La taille des grains lithiques définit le type de sédiment qu'il constitue. En 1922, [Wentworth \(1922\)](#) remarque que la granulométrie des sédiments naturels

se distribue selon une loi logarithmique et propose ainsi une classification de taille logarithmique qui donnera l'échelle phi (ϕ), encore utilisée aujourd'hui (**Tableau II-2**). Cette classification a ensuite été revue en échelle métrique par [Friedman and Sanders \(1978\)](#) puis par [Blott and Pye \(2001\)](#) lors de l'élaboration du programme de statistique granulométrique GRADISTATS (**Tableau II-2**). Brièvement, les sédiments sont classés du plus fin au plus grossier : argile ($< 2 \mu\text{m}$), silt ($2-63 \mu\text{m}$), sable ($63-2000 \mu\text{m}$), gravier ($2-64 \text{mm}$) et bloc ($>64 \text{mm}$). Cette dernière classification est la plus couramment utilisée de nos jours et servira de base pour définir les sédiments de cette thèse.

La microgranulométrie est la mesure de particules de tailles micrométriques à millimétriques. Ces mesures peuvent être utilisées afin d'obtenir des indications sur les paléovariations d'intensité de courant de fond car plus un courant est fort, plus il transportera de particules grossières. Durant cette thèse, la microgranulométrie par diffraction laser a été utilisée, bien que d'autres appareils de mesure de microgranulométrie puissent être utilisés, notamment le Sédigraph et le compteur Coulter (voir **Annexe S1**).

Tableau II-2 : Comparaison des échelles de tailles granulométriques, modifié d'après *Blott & Pye (2001)*.

Taille de grain		Terminologie descriptive		
phi	mm/μm	Udde (1914) & Wentworth (1922)	Friedman & Sanders (1978)	Programme GRADISTATS
			Bloc très grossier	
-11	2048 mm	Galet	Bloc grossier	Très grossier
-10	1024		Bloc moyen	Grossier
-9	512		Bloc fin	Moyen
-8	256		Galet grossier	Fin
-7	128		Galet fin	Très fin
				Bloc
-6	64	Caillou	Caillou très grossier	Très grossier
-5	32		Caillou grossier	Grossier
-4	16		Caillou moyen	Moyen
-3	8		Caillou fin	Fin
				Gravier
-2	4	Granule	Caillou très fin	Très fin
-1	2	Sable très grossier	Sable très grossier	Très grossier
0	1	Sable grossier	Sable grossier	Grossier
1	500 μm	Sable moyen	Sable moyen	Moyen
2	250	Sable fin	Sable fin	Fin
3	125	Sable très fin	Sable très fin	Très fin
				Sable
4	63	Silt	Silt très grossier	Très grossier
5	31		Silt grossier	Grossier
6	16		Silt moyen	Moyen
7	8		Silt fin	Fin
				Silt
8	4	Argile	Silt très fin	Très fin
9	2		Argile	Argile

II.2.2. Principe et mesure

II.2.2.1. Mesure par diffraction laser

La diffraction laser permet de déterminer les distributions granulométriques des particules en mesurant la variation angulaire de l'intensité de lumière diffusée lorsqu'un faisceau laser traverse un flux de particules dispersées (**Figure II-5**). Les particules grossières diffusent la lumière à de petits angles par rapport au faisceau laser et les particules fines diffusent la lumière à des angles supérieurs. Les données relatives à l'intensité diffusée en

fonction de l'angle sont analysées pour calculer la taille des particules qui ont créé l'image de diffraction grâce à la théorie de Mie (Mie, 1912). La taille des particules représente le diamètre de la sphère équivalente ayant le même volume que la particule. Cependant, la théorie de Mie suppose que les propriétés optiques de l'échantillon mesuré (indices de réfraction et d'absorption) et du dispersant (indice de réfraction) soient connues. Généralement, les propriétés optiques du dispersant se trouvent dans la littérature, mais les propriétés optiques d'un échantillon naturel, très variables selon leur minéralogie, doivent être mesurées ou estimées. Dans ce cas, l'approximation de Fraunhofer est fréquemment utilisée (source : MalvernPanalytical). Basée sur le fait que la particule mesurée est opaque et a une forme sphérique, cette approche a toutefois tendance à surestimer la taille des particules très fines et plates (ex : argiles) ou prend mal en compte les particules translucides (ex : quartz).

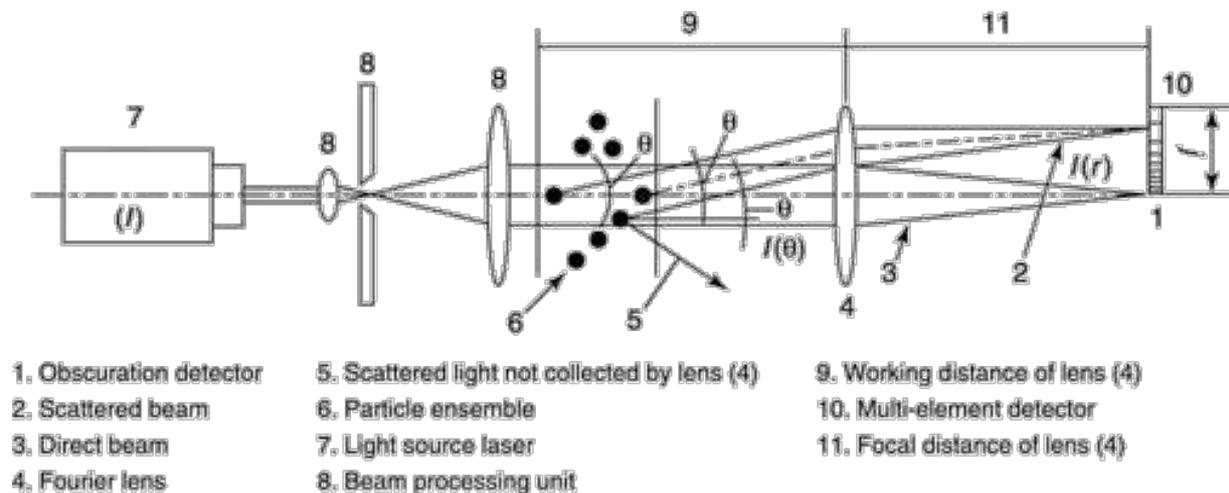


Figure II-5 : schéma de fonctionnement d'un diffractomètre laser. Source : *Pharmacopeia*.

L'utilisation des diffractomètres laser pour l'utilisation du \overline{SS} a été critiquée du fait de son fonctionnement pour les mesures de minéraux en plaquettes (ex: argiles ; McCave et al., 2006) qui aurait tendance à surestimer la taille de ces particules. Cependant, de nombreuses études récentes ont prouvé la fiabilité de ces appareils pour ce type d'utilisation (Annexe S1 ; Marshall et al., 2014; Li and Piper, 2015; Mao et al., 2018; McCave and Andrews, 2019a; Wu et al., 2020).

II.2.2.2. Le Sortable Silt

Dans des environnements riches en sable, les figures sédimentaires (dunes, rides de courant etc.), les courbes critiques d'érosion et les tensions de cisaillement liées au régime hydrologique donnent une estimation de la vitesse de courant lors du dépôt (Middleton, 1976; Miller et al.,

1977; Bridge, 1981; Southard and Boguchwal, 1990). En milieu marin profond, la sédimentation détritique hémipélagique est dominée par des grains dont la taille est inférieure à 63 μm .

McCave et al. (1995) ont proposé un indice d'intensité de courant de fond, le *mean sortable silt* (\overline{SS}), correspondant à la taille moyenne de la fraction de silts non-cohésifs (10-63 μm). L'utilisation du \overline{SS} comme indicateur d'intensité de courant vient du principe que les particules inférieures à 10 μm (8 à 10 μm en réalité) deviennent cohésives et ont tendance à former des agrégats (McCave et al., 1995). Ces agrégats ne peuvent être mesurés à leurs tailles « réelles » durant le transport/dépôt, car la dispersion (chimique ou mécanique) de ceux-ci durant les mesures permettra de ne mesurer que les grains très fins qui les composent (ex : un agrégat de 15 μm , une fois désagrégé, ne sera représenté que par des particules < 15 μm durant la mesure). D'après les auteurs, il est donc nécessaire de ne comptabiliser que la fraction silteuse non-cohésive pour une interprétation robuste de la paléo-intensité d'un courant. Comme les distributions granulométriques des sédiments suivent une distribution logarithmique, il est préférable d'utiliser la moyenne géométrique (équation II.1; Blott and Pye, 2001) plutôt que la moyenne arithmétique.

$$\overline{SS} = \exp \frac{\sum f \ln m}{\sum f_{10-63\mu\text{m}}} \quad (\text{II. 1})$$

Cette moyenne se calcule en utilisant le pourcentage (ou fréquence) f de chaque classe granulométrique et la moyenne géométrique (plus représentative dans le cas d'une distribution logarithmique) de chaque intervalle de classe granulométrique m (exprimée en μm). La plupart des appareils de mesure n'ayant pas de limites de classes granulométriques fixes à 10 et 63 μm , il est recommandé de les rajouter dans le jeu de données en interpolant les fréquences des classes granulométriques adjacentes (par exemple en utilisant le template Excel fourni par McCave and Andrews, 2019a). Le \overline{SS} a été utilisé afin de reconstruire les variations d'intensité passées du courant profond dans de nombreuses études (McCave and Hall, 2006; Kleiven et al., 2011; Kissel et al., 2013; Thornalley et al., 2013; McCave and Andrews, 2019a; Wu et al., 2020; Stevenard et al., 2021; Toucanne et al., 2021).

Le pourcentage de *sortable silt* (SS%) est un autre indicateur fréquemment utilisé dans les études environnementales utilisant le \overline{SS} (McCave et al., 2006; McCave and Hall, 2006; McCave et al., 2017; McCave and Andrews, 2019a; Wu et al., 2020b; Toucanne et al., 2021). Il s'agit de la somme des pourcentages de la fraction silteuse non-cohésive (10 – 63 μm) divisée par la somme des pourcentages de la fraction inférieure à 63 μm (équation II.2 ; McCave et al., 1995).

$$SS\% = \frac{\sum f_{10-63\mu m}}{\sum f_{<63\mu m}} \quad (\text{II. 2})$$

Plus il y a de grains dans la fraction 10-63 μm (SS%) de sédiments soumis au tri lié à un courant de fond, plus la taille moyenne de cette fraction (\overline{SS}) augmente de façon linéaire sur des séquences sédimentaires (McCave and Hall, 2006; McCave and Andrews, 2019a). Afin de déterminer si le sédiment est trié par le courant de fond, McCave and Andrews (2019a) proposent de calculer la corrélation glissante entre le \overline{SS} et le SS%. La corrélation est calculée sur une fenêtre glissante de 5, 7 ou 9 points (dépendant de la résolution du jeu de données). Lorsqu'elle est significative ($r > 0.5$), l'utilisation du \overline{SS} est jugée fiable en tant qu'indicateur qualitatif d'intensité de courant de fond (McCave and Andrews, 2019a). Dans le cas contraire ($r < 0.5$), les sédiments sont considérés comme n'étant pas triés par le courant et le \overline{SS} devient alors un indicateur de taille des grains, sans pour autant être associé à une paléo-intensité de courant. Cela peut survenir s'il y a un mélange de différents apports sédimentaires (comme les débris délestés par les icebergs, les turbidites etc.) ou si la sédimentation est uniquement liée à un processus de décantation sans tri par le courant.

Certains auteurs ont essayé de trouver une relation quantitative entre la vitesse de courant et le \overline{SS} afin d'en faire un traceur quantitatif de paléo-vitesse des courants de fond (Thornalley et al., 2013; McCave et al., 2017; Culp et al., 2021; Wu et al., 2021). Cependant, la récente étude de Culp et al. (2021) menée en laboratoire a montré comment la distance par rapport à la source, l'épaisseur de la masse d'eau concernée par le courant de fond et les changements de tailles granulométriques de la source peuvent altérer cette relation. En effet, pour une même vitesse de courant, les échantillons plus éloignés de la source ont une granulométrie plus fine car les grains « grossiers » ont été déposés en amont. Ceci a également été observé directement en milieu naturel sur des particules magnétiques le long du Gardar Drift (Kissel et al., 2009). Également, suivant les contextes géologiques, chaque courant de fond ne transporte pas des particules de même minéralogie, taille granulométrique ou densité. Il est donc difficile d'établir clairement une relation universelle entre vitesse de courant et \overline{SS} . Par exemple, la relation linéaire entre le \overline{SS} et la vitesse de courant proposée par McCave et al. (2017) le long du Gardar drift pour le courant ISOW (équation II.3) montre une valeur de \overline{SS} de 15.46 μm à une vitesse (U) de 0 cm.s^{-1} .

$$\overline{SS} = 0.808U + 15.46 \quad (\text{II. 3})$$

Cette équation ne pourrait donc pas s'appliquer aux résultats de Bianchi and McCave (1999) où les valeurs de \overline{SS} d'une carotte sédimentaire du Gardar Drift oscillent entre 11 et 16 μm . Il

convient donc de prendre avec beaucoup de précautions ces relations de vitesse de courant et de n'utiliser le \overline{SS} que comme indicateur qualitatif lorsque l'on souhaite comparer plusieurs enregistrements sédimentaires situés à différentes distances de la source.

II.2.3. Influence des débris délestés par les icebergs sur le \overline{SS}

II.2.3.1. Relations entre IRD et \overline{SS}

Un problème récurrent survient en milieu marin polaire et subpolaire avec l'influence des débris délestés par les icebergs (*Ice Rafted Detritus*, IRD) sur la fraction triée et transportée par le courant. En effet, les IRD sont généralement identifiés comme des sables ou grains plus grossiers en milieu marin (Andrews, 2000). Cependant, très peu d'attention est portée sur les grains inférieurs à 63 μm également délestés par les icebergs. En effet, les IRD peuvent couvrir une large gamme de taille granulométrique. Certains auteurs suggèrent que ces IRD « fins » sont repris et triés par les courants de fond (Dyke et al., 2017; McCave and Andrews, 2019a, 2019b). Dyke et al. (2017) estiment que les IRD ne sont limitants dans l'utilisation du \overline{SS} que dans les environnements à très fort taux de sédimentation ($>1 \text{ cm.an}^{-1}$). Ils estiment que les IRD déposés sont rapidement enfouis sous des sédiments hémipélagiques et n'ont pas le temps d'être triés par des courants de fond persistants. Dans les environnements où les taux de sédimentation sont plus faibles, quelques jours de courant de fond relativement rapide (ex : 10 cm.s^{-1}) pourraient suffire à trier les sédiments (McCave and Hall, 2006; Dyke et al., 2017). Cependant, d'autres études montrent à l'inverse un lien étroit entre le \overline{SS} et les fractions de sable très fin (63-125 μm) à fin (125-250 μm) dans les environnements polaires, avec une corrélation linéaire significative entre les deux (O'Regan et al., 2014; Stevenard et al., 2021). En effet, si les courants de fond ne sont pas assez puissants, les IRD « fins » ($< 63 \mu\text{m}$) impacteront le \overline{SS} et cette influence sera d'autant plus visible lors d'une corrélation significative entre le \overline{SS} et les IRD « grossiers » ($> 63 \mu\text{m}$). Il est alors difficile de définir l'influence des IRD sur le \overline{SS} , car le dépôt de ces IRD dépendent également de la force du courant de fond (Stevenard et al., 2023).

II.2.3.2. Correction de l'influence des IRD

Quelques auteurs ont proposé des solutions afin de s'affranchir de l'influence des IRD, notamment à l'aide d'une régression entre le \overline{SS} et la fraction sableuse (Hass, 2002; Li and

Piper, 2015; Hoffmann et al., 2019) ou à l'aide de modèles inverses (Jonkers et al., 2015; Wu et al., 2018) ou *End-Member Analysis* (EMA).

En 2002, Hass (2002) a proposé une méthode de régression entre le \overline{SS} et le pourcentage de sable ($> 63 \mu\text{m}$). L'équation de cette régression est indiquée comme étant le \overline{SS} potentiel ($\overline{SS}_{\text{pot}}$), qui représente la distribution du \overline{SS} en fonction du pourcentage en sable s'il n'y avait pas de fluctuations de vitesse de courant. Ensuite, il propose de soustraire ce $\overline{SS}_{\text{pot}}$ au \overline{SS} initial afin d'obtenir un $\Delta\overline{SS}$ qui représenterait les variations d'intensité de courant corrigées des apports d'IRD. Cette méthode a été testée par Li and Piper (2015) et Hoffmann et al. (2019), cependant, comme pour l'étude initiale, les coefficients de détermination des régressions permettant de calculer le $\overline{SS}_{\text{pot}}$ restent faibles (entre 0.30 et 0.57). De plus, la régression prend en compte tous les échantillons mesurés, or, si certains échantillons ne comprennent pas d'IRD, ils biaiseront cette régression et la correction finale. Il est donc assez difficile de se fier à cette méthode, de par la grande incertitude statistique liée au calcul du $\overline{SS}_{\text{pot}}$.

Une autre méthode proposée par Jonkers et al. (2015), permet de s'affranchir des IRD à l'aide des *End-Member-Analysis* (EMA). Les EMA utilisent une matrice de données granulométriques comme un mélange d'un nombre limité de sous-populations (*End-Members*, EM) et le problème de mélange est résolu par un algorithme d'inversion (Weltje, 1997; Dietze et al., 2012; Paterson and Heslop, 2015). Cependant, les EMA ont tendance à produire des sous-populations fixes et constantes sur toute la matrice de données, se référant souvent à une approximation des distributions granulométriques « réelles » (Paterson and Heslop, 2015). Quoiqu'il en soit, la méthode proposée par Jonkers et al. (2015) consiste à définir 3 EM. Le premier concerne les particules les plus fines (ex : EM1), le second est associé aux particules plus « grossières » (ex : EM2), et le dernier est associé aux IRD (ex : EM3). Le rapport EM2/EM1 est alors un indicateur de taille granulométrique qui ne prend pas en compte les IRD (EM3) et qui pourrait illustrer les variations d'intensité des courants de fond. Cette méthode a depuis été reprise par la communauté scientifique (Wu et al., 2018; Mirzaloo et al., 2019; McCave and Andrews, 2019a). Cependant, McCave and Andrews (2019) soulèvent un problème lié à cette méthode : si le sédiment n'est pas trié par le courant, cet indicateur ne peut être utilisé comme indice de paléo-intensité du courant de fond. Or ce rapport EM2/EM1 n'offre aucune possibilité de déterminer si le sédiment est trié ou non par le courant. S'il ne l'est pas, il ne s'agirait que d'un indicateur de changement de taille de grain qui peut être lié à d'autres causes qu'un changement d'intensité de courant (changements de source, événements turbiditiques fins, etc.).

C'est pourquoi, nous proposons une nouvelle méthode permettant de s'affranchir de l'influence des IRD, tout en gardant la possibilité de savoir si le sédiment est trié par le courant ou non en étudiant les corrélations entre le \overline{SS} et le SS% (voir **chapitre IV** ; [Stevenard et al., 2023](#)).

II.2.4. Analyses granulométriques des carottes MD03-2679 et MD03-2673

Les carottes MD03-2679 et MD03-2673 qui ont fait l'objet de cette étude avaient été échantillonnées au préalable en *u-channels* pour la réalisation des mesures magnétiques (voir **Chapitre II.4**). Celles-ci détruisent le signal magnétique mais n'altèrent en rien le sédiment d'un point de vue « physique ». J'ai donc échantillonné par demi-tranches dans les *u-channels* 275 et 318 échantillons, respectivement sur les carottes MD03-2679 et MD03-2673. Ces échantillons ont été prélevés à une profondeur allant de 2095 à 3350 cm et 2300 à 3650 cm pour les carottes MD03-2679 et MD03-2673, respectivement, afin de cibler les MIS 7 et 9 (voir **Chapitre III**). Les échantillons ont été pesés puis leur susceptibilité magnétique en champ faible (voir **Chapitre II.4**) a été mesurée pour vérifier l'absence de décalage de profondeur entre les échantillons prélevés et les mesures magnétiques continues réalisées sur *u-channel*. (**Figure II-6**).

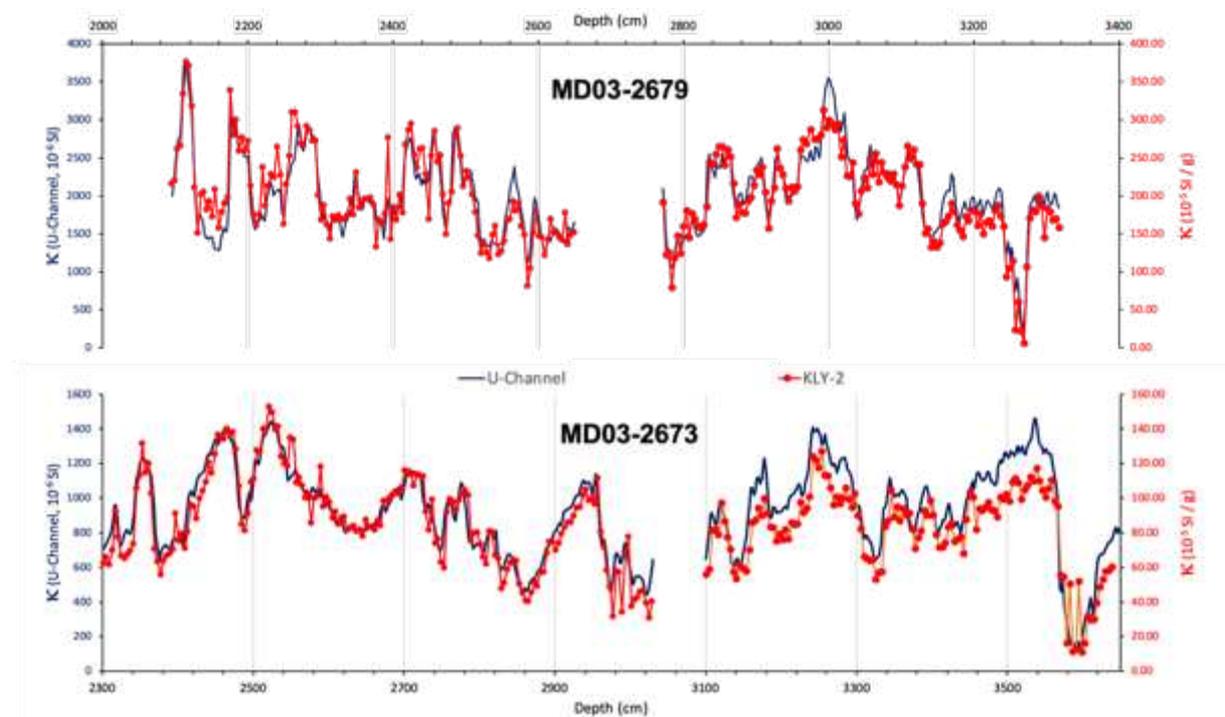


Figure II-6 : Susceptibilité magnétique des carottes MD03-2679 (haut) et MD03-2673 (bas). Les données obtenues par U-Channel sont indiquées par des courbes bleues et par les KLY2 et KLY3 sur échantillons discrets par des courbes rouges.

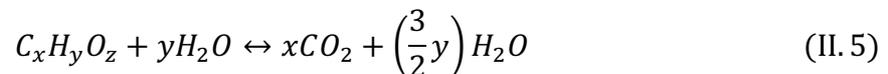
II.2.4.1. Prétraitement chimique

Afin d'analyser uniquement la fraction détritique des sédiments, les échantillons ont subi différents traitements chimiques. En premier lieu, la dissolution des carbonates biogéniques (tests de coccolites, de foraminifères) a été réalisée avec une solution d'acide acétique (20%) dans des pots en verre (**équation II.4**). Les échantillons ont ensuite été placés dans des tubes falcon® de 50 ml avec ajout d'eau déionisée, puis placés dans une centrifugeuse durant 10 min à 3000 tours par minutes. Le surnageant a été vidé, puis jusqu'à 50 ml d'eau déionisée ont été rajoutés afin de procéder à un nouveau « lavage ». Trois lavages ont ainsi été réalisés après le traitement chimique. Environ 20 ml de peroxyde d'hydrogène (33%) ont ensuite été ajoutés afin de « brûler » la matière organique (**équation II.5**). Cette réaction, réalisée au bain-marie à 85°C durant 2h afin d'accélérer (catalyser) la réaction, a été suivie par 3 lavages à l'eau déionisée (comme décrit précédemment). Enfin, la dissolution de l'opale biogène (tests siliceux de diatomées par exemple) s'est faite avec l'ajout de 50 ml de carbonate de sodium au bain-marie à 85°C durant 5h (**équation II.6**), suivie encore une fois par 3 rinçages. Les échantillons ne contenant plus que la fraction détritique ont été placés dans des piluliers à moitié remplis d'eau déionisée en attendant d'être mesurés. Au total, 3 jours étaient nécessaires pour traiter chimiquement 20 échantillons (après investissement d'un appareil spécialisé pour les bains-marie, le nombre d'échantillons est passé à 48/3j). Ces préparations ont duré près de 4 mois en tout.

Réaction de dissolution des carbonates :



Réaction de dissolution de la matière organique :



Réaction de dissolution de l'opale biogène :



II.2.4.2. Analyses de micro-granulométrie

Les analyses granulométriques des carottes MD03-2679 et MD03-2673 ont été réalisées à l'aide des granulomètres laser *Malvern MasterSizer 2000* du laboratoire GEOsciences Paris-Sud (GEOPS) et du *Malvern MasterSizer 3000* du Laboratoire de Planétologie et

Géodynamique, étude des Bio-Indicateurs Actuels et Fossiles (LPG-BIAF), respectivement. Les mêmes protocoles de mesures ont été utilisés sur les deux appareils, en appliquant l'approximation de Fraunhofer. La seule différence dans le protocole vient de la vitesse de rotation de la pâle, supérieure sur le *Malvern MasterSizer 3000*.

II.2.4.3. Tests et établissement du protocole de mesure

Avant de préparer et mesurer l'ensemble des échantillons, quatre tests ont été réalisés sur 10 échantillons de la carotte MD03-2679. Ces tests avaient pour but d'établir le protocole de préparation et de mesure des échantillons ainsi que d'évaluer la possible présence de silice biogène au sein de la carotte MD03-2679. Le premier test visait à évaluer la reproductibilité de l'insertion de l'échantillon dans la cuve du granulomètre par pipetage en mesurant la granulométrie de deux pipetages différents du même échantillon avec les mêmes paramètres de mesure. Le second test concernait les agrégats, en réalisant une mesure sans, puis avec dispersant. Enfin, la possible influence de vitesse de rotation de la pâle dans la cuve du granulomètre, qui sert à remettre en suspension les grains, a été testée en faisant trois mesures à 500, 550 et 600 tours par minutes. Un test supplémentaire consistait à vérifier la présence ou non de silice biogène et sa possible influence sur la granulométrie. Pour se faire, les échantillons ont été mesurés une première fois, puis une seconde fois après traitement par carbonate de sodium tout en gardant les mêmes paramètres de mesure.

Les résultats de ces trois tests de protocole sur la carotte MD03-2679 ont montré que (i) la reproductibilité de la mesure est excellente si l'on garde les mêmes paramètres de mesure (**Figure II-7A**) ; (ii) la présence d'opale biogène est visible dans les silts moyens à grossiers dans cette carotte (**Figure II-7B**), ce qui explique que nous ayons traité tous les échantillons au carbonate de sodium (voir **section II.2.4.1. Prétraitement chimique**) ; (iii) l'utilisation du Calgon disperse les agrégats menant à une hausse de volume des grains fins, une diminution de volume des silts moyens et une hausse de l'obscurité¹, signifiant la présence d'agrégats et une bonne dispersion de ceux-ci à l'aide du Calgon (**Figure II-7C**). Ces agrégats peuvent être naturellement transportés par les courants de fond, ou formés durant les traitements chimiques. J'ai choisi de désagréger les échantillons afin d'éviter de mesurer ce deuxième cas de figure, cependant, il est possible que les agrégats naturels soient mesurés avec une taille sous-estimée.

¹ L'obscurité du laser : l'obscurité est proportionnelle au nombre de grains présent dans la machine pendant la mesure. Par expérience, elle doit généralement être entre 5 et 15 % pour le sédiment marin hémipélagique.

Enfin, (iv) la vitesse de rotation de la pôle la plus lente de 500 t.min⁻¹ crée une très légère surestimation des grains grossiers avec (Figure II-7D).

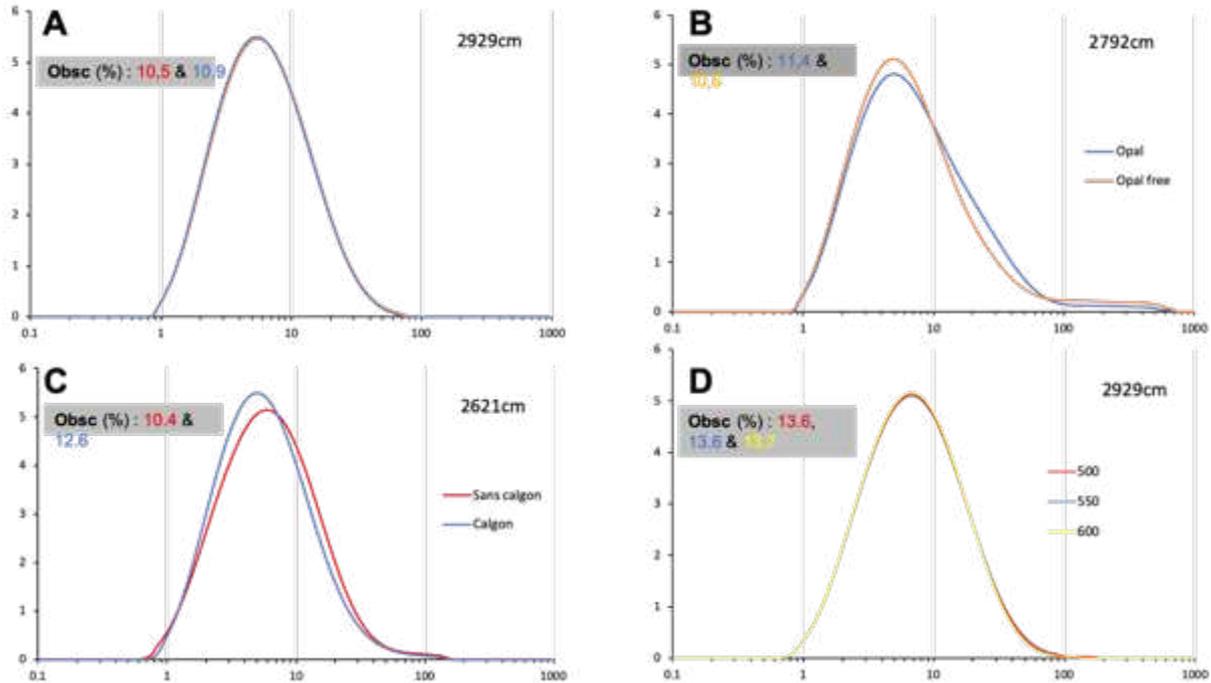


Figure II-7 : Exemples de tests effectués sur des échantillons de la carotte MD03-2679. A) Test de reproductibilité, B) Test de l'influence de l'opale biogène, C) Test de l'efficacité du dispersant & D) Test de l'influence de vitesse de rotation de la pôle dans la cuve de mesure. Obsc = Obscurisation.

Sur la base de ces tests, un protocole assurant la reproductibilité des mesures a été établi. Avant chaque analyse, les échantillons ont été placés 2 minutes dans une cuve à ultrasons avec l'ajout de 2 ml d'hexamétophosphate de sodium (Calgon). Des séries de 1.5 ml de solution ont été pipetées à l'aide d'une pipette Ependorf puis insérées dans la cuve du granulomètre jusqu'à obtention d'une obscurité du laser optimale (de l'ordre de 10 % ± 5%). Les mesures ont été réalisées avec une vitesse de rotation de la pôle dans la cuve de mesure allant de 550 à 650 tours par minute et 3500 tours par minute pour les *Malvern Mastersizer 2000* et 3000, respectivement. Les analyses ont été réalisées en utilisant un laser de lumière rouge en estimant les propriétés optiques des grains avec l'approximation de Fraunhofer, dans une cuve remplie d'eau déionisée à température ambiante. Aucun ultrason n'a été utilisé durant la mesure afin d'éviter une hausse de température du solvant dans la cuve, ce qui pourrait changer les propriétés optiques de celui-ci.

II.3. Spectrométrie de fluorescence X

II.3.1. Définitions et méthodes de mesures

Les éléments chimiques sont classés de façon périodique d'après la loi de Mendeleïev (1869) « *Les propriétés des corps simples et composés dépendent d'une fonction périodique des masses atomiques des éléments, pour la seule raison que ces propriétés sont elles-mêmes les propriétés des éléments dont ces corps dérivent* ». Cette classification a évolué depuis, en intégrant de nouveaux éléments, mais aussi en les classant par leur numéro atomique Z plutôt que leur masse atomique, notamment grâce aux travaux de Moseley au début du XX^e siècle.

La spectrométrie de fluorescence X (*X-Ray Fluorescence*, XRF) est une technique d'analyse des éléments chimiques élémentaires permettant d'identifier la plupart des éléments chimiques qui composent un échantillon. Cette technique fut mise au point au début du 20^{ème} siècle, notamment par Barkla (1911), qui a observé des spectres d'émission de rayons X caractéristiques (appelés émissions secondaires) après excitation des atomes par des rayons X (radiation primaire). Cette observation a montré les premières capacités des rayons X dans les analyses chimiques. Quelques années plus tard, Moseley (1913) a mis en relation les lignes caractéristiques des longueurs d'ondes avec les numéros atomiques des éléments (loi de Moseley). L'émission de rayons X secondaires est ensuite appelée fluorescence X, qui est caractéristique des éléments composant un échantillon.

Plus en détail, lorsque l'échantillon est exposé à un faisceau de rayons X dit « primaire », l'émission de photons va créer une lacune dans la couche électronique proche du noyau des atomes. Le retour à l'état d'équilibre se fait lorsqu'un électron de la couche externe vient combler cette lacune. Il y a alors libération d'énergie sous forme d'un photon X dont l'énergie est caractéristique de l'atome. Ce rayonnement X secondaire est la fluorescence X. Son énergie spécifique correspond à la différence d'énergie de liaison entre l'électron et les deux couches mises en jeu dans l'émission (**équation II.7** ; Klockenkamper, 1997) :

$$E_x = h\nu = \phi_1 - \phi_2 \quad (\text{II.7})$$

où ϕ_1 et ϕ_2 sont les énergies des orbites concernées, E_x l'énergie émise par rayon-X, ν est la fréquence de l'onde électromagnétique associée au photon considéré et h est la constante de Planck ($h \approx 6,63 * 10^{-34} \text{ j.s}^{-1}$). En utilisant cette même équation, la transition de l'électron de la couche 2 (externe) vers la couche 1 (interne) induira une lacune dans cette couche 2. Ce vide peut être comblé ensuite par un électron provenant alors d'une couche supérieure (couche 3)

qui va lui-même générer une nouvelle fluorescence. Siegbahn and Lindsay (1925) proposent une méthode de notation pour identifier ces différentes transitions, basée sur l'intensité relative des lignes des différentes séries, qui consiste à utiliser les lettres capitales pour identifier les couches (K, L, M...) de destination d'un électron, suivies par une lettre grecque qui représente la couche d'origine de l'électron émettant la fluorescence (l'électron qui « chute ») et un numéro en indice pour l'identification de la sous-couche (**Figure II-8**). La lettre alpha (α) indique une émission qui provient de la couche au-dessus de celle du « trou », beta (β) est la seconde et ainsi de suite en suivant l'alphabet. Le numéro en indice est un indicateur de qualité, c'est-à-dire que le numéro 1 correspond à celui qui émet le plus d'émission. Par exemple, $K\beta_1$ correspond à l'émission du « saut » de l'électron de la sous-couche 3 de la couche M jusqu'au « vide » de la couche K (**Figure II-8**). Cette notation est très largement utilisée dans les études comprenant des analyses de spectrométrie aux rayons X, mais n'est pas systématiquement utilisée au vu des confusions que cela peut générer. Le IUPAC (*International Union of Pure and Applied Chemistry*) recommande une autre notation du niveau final – initial de l'électron en jeu dans la transition (Jenkins et al., 1991). De fait, les transition $K\alpha_1$, $K\alpha_2$ et $K\alpha$ de la notation de Siegbahn sont remplacés par K-L3, K-L2 et K-L de la notation IUPAC, respectivement (Barkla, 1911). Les appareils de mesures actuels de type banc d'analyse (*core-scanner* en anglais, CS) utilisent la notation Siegbahn pour déterminer la composition chimique des échantillons via leurs émissions secondaires, mais d'autres appareils pourraient utiliser la notation IUPAC.

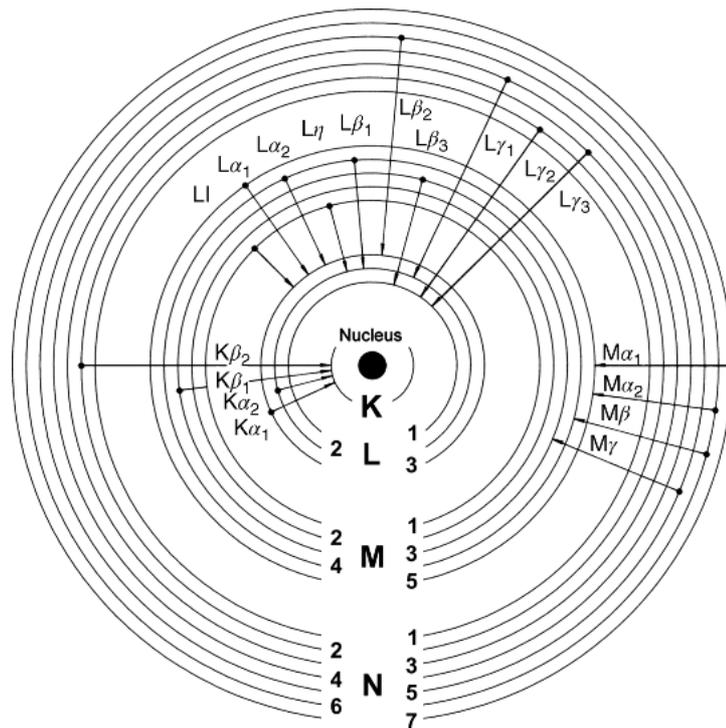


Figure II-8 : Transitions d'électrons possibles (notation de Siegbahn) dans un atome lourd qui produisent les principales raies et pics dans un spectre de rayon-X, R. Klockenkämper (1997).

En addition à la loi de Moseley (Moseley, 1913), qui montre que l'énergie de ionisation et l'énergie de la fluorescence caractéristique augmentent avec le carré du numéro atomique, de faibles énergies de fluorescence sont plus susceptibles d'avoir des effets de diffusion ou d'absorption par l'air (Potts, 1987). Par conséquent, la profondeur de pénétration de la radiation de fluorescence (ou profondeur critique) est d'environ 8 μm pour l'aluminium (Al), 36 μm pour le calcium (Ca) et 180 μm pour le fer (Figure II-9; Potts, 1987). Les caractéristiques d'absorption de radiation d'un échantillon sont indiquées par le coefficient d'atténuation de la masse et dépendent de la composition chimique et des propriétés physiques de l'échantillon (Jenkins and De Vries, 1970; Potts, 1987). Pour les matériaux multi-composants, le coefficient d'atténuation massique est calculé comme la somme des contributions individuelles de tous les éléments, qui est proportionnelle à leur fraction massique élémentaire (Potts, 1987). La loi de Beer-Lambert, qui stipule que des longueurs de parcours égales d'un même matériau absorbent la même fraction d'intensité, décrit l'atténuation des radiations. Par conséquent, la transmission (T) décrit la perte d'intensité d'un faisceau de rayons X lorsqu'il pénètre la matière par une fonction exponentielle (équation II.8) :

$$T(x) = \frac{I_x}{I_0} = \exp^{-(\alpha x)} \quad (\text{II. 8})$$

La transmission (T) quantifie l'intensité d'atténuation pour un élément donné sur la longueur du parcours (x), exprimé en termes d'intensité initiale (I_0) et résiduelle (I_x) et du coefficient d'atténuation de masse (α) de l'échantillon.

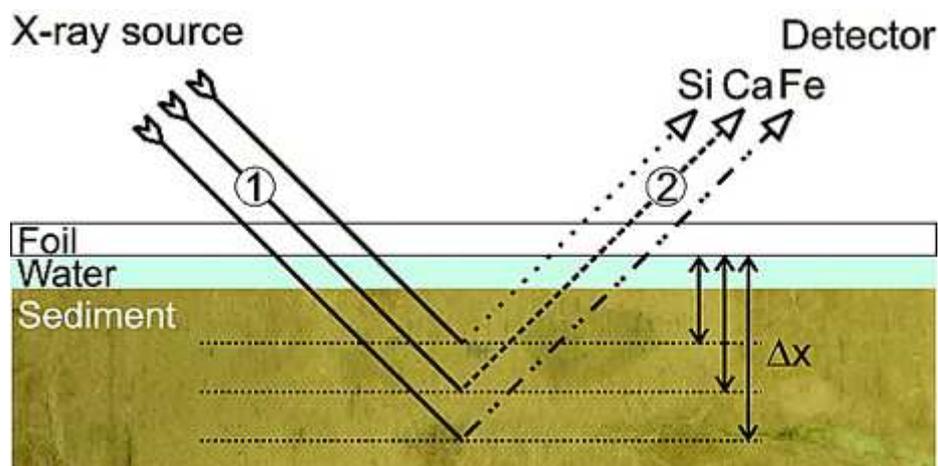


Figure II-9 : Schéma simplifié de la géométrie d'excitation des rayons-X d'une analyse XRF (pas à l'échelle) avec une représentation des éléments Si, Ca et Fe (Richter et al., 2006, puis modifié par Tjallingii et al., 2007). Les éléments sont d'abord ionisés par le rayon-X primaire (1), puis émettent une radiation de fluorescence spécifique par élément (2) qui est enregistrée par le détecteur. Les éléments les plus lourds (ici Fe) qui émettent une énergie de fluorescence plus forte possèdent une profondeur critique (Δx) plus importante que les éléments légers.

II.3.2. Méthodes de mesures

II.3.2.1. Banc d'analyse XRF

Ce type d'analyse s'est développé rapidement depuis plus de deux décennies dans les études sédimentologiques, environnementales, paléoclimatologiques et paléocéanographiques avec l'arrivée de nouveaux appareils de type *Core-Scanner* (CS) (ex : Jansen et al., 1998; Richter et al., 2006; Grützner and Higgins, 2010; Croudace and Rothwell, 2015; Croudace et al., 2019). Ce type de spectromètre utilise la sensibilité de détecteurs à l'énergie des photons X émis par les atomes qui constituent l'échantillon à analyser (Figure II-10). Les détecteurs sont de type semi-conducteur (généralement du silicium dopé au lithium noté Si(Li)) ou de détecteurs au silicium à diffusion (*Silicon Drift Detector*) connectés à un amplificateur (Thirion-Merle, 2014). Cette analyse utilise le principe décrit dans la partie précédente qui consiste donc à recevoir l'énergie des photons X incidents, caractéristique des atomes qui constituent l'échantillon. Plus la concentration de l'élément en question sera élevée, plus l'appareil de mesure captera de photons X ayant la même énergie ou la même hauteur d'impulsion (Thirion-Merle, 2014).

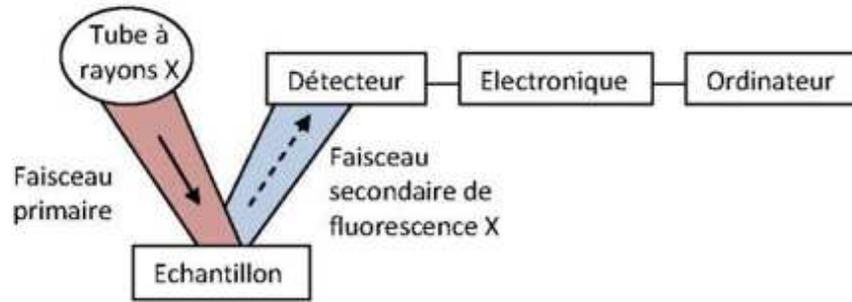


Figure II-10 : Schéma du principe d'un spectromètre à dispersion d'énergie (Thirion-Merle, 2014).

Ces appareils de mesure ont la capacité à détecter un grand nombre d'éléments, allant du magnésium (Mg, $Z = 12$) à l'uranium (U, $Z = 92$), avec une détection limite de quelques ppm (parts par million). Ces limites dépendent du temps d'acquisition et de l'efficacité de l'excitation du tube de rayon-X en un minimum de temps (mesures en une dizaine de secondes par échantillon). De plus, une rapide préparation des carottes ne nécessitant que peu l'intervention de l'utilisateur, en font un incontournable dans les études récentes (Croudace and Rothwell, 2015). Aujourd'hui, il existe un grand nombre de traceurs sur la base de résultats d'analyses XRF qui ont été reconnus en tant qu'indicateurs du climat, de l'érosion (chimique ou physique), des conditions redox, de la productivité ou des changements de masse d'eau (Croudace and Rothwell, 2015).

Les teneurs élémentaires délivrées par les scanners XRF sont exprimées en nombre total (*total counts*, cnts) ou intensités ou coups par seconde (*counts per second*, cps). Cependant, ces valeurs sont influencées par des caractéristiques spécifiques à la matrice analysée qui ne sont pas toujours quantifiables (Tjallingii et al., 2007). En effet, l'hétérogénéité de la surface du sédiment ou les effets de matrice comme la présence d'eau, les changements de porosité (dépendant de la nature et la taille des grains) ou les interactions entre les éléments eux-mêmes peuvent impacter les mesures. Par exemple, l'absorption des radiations et la diffusion de l'eau interstitielle des sédiments (très variable sur une carotte entière) influence les mesures XRF (Koshikawa et al., 2003; Ge et al., 2005; Chen et al., 2016). De plus, Tjallingii et al. (2007) ont confirmé la conclusion de Kido et al. (2006) en montrant que la formation d'eau sous le film protecteur (Figure II-9) en s'ajoutant à l'eau interstitielle induisait une forte sous-estimation de la teneur en éléments sur légers comme l'aluminium (Al) ou le silicium (Si).

II.3.2.2. Spectromètre de table ED-XRF

Le spectromètre de table ED-XRF fonctionne de la même manière que le banc d'analyse XRF, en envoyant un rayon primaire et recevant un rayonnement secondaire dit « de fluorescence », ayant une raie d'émission caractéristique à chaque élément. Cependant, les analyses se font généralement avec du sédiment sec, broyé et placé dans des cellules de tailles spécifiques. Cette analyse destructive permet donc de s'affranchir des biais de mesures comme la teneur en eau interstitielle ou une hétérogénéité de la surface mesurée (le sédiment broyé est compacté dans la cellule d'analyse). Compte tenu de ces avantages, il est possible d'obtenir des concentrations réelles plutôt que des intensités après un étalonnage rigoureux (analyse de nombreux échantillons ayant des concentrations certifiées) de l'appareil de mesure. Cette étape de mesure, complémentaire des intensités obtenues au banc d'analyse, est indispensable pour quantifier les éléments mesurés et pour une bonne interprétation des données

II.3.3. Calibration des données du banc d'analyse

Les mesures continues au banc d'analyse sont semi-quantitatives (intensités), alors que les mesures d'échantillons discrets sont quantitatives (ppm ou %). Les biais dus aux effets de matrices et de l'hétérogénéité du sédiment lors des mesures continues rend cette calibration difficile et pousse les utilisateurs à n'utiliser ces données que de manière semi-quantitative ou en rapport d'éléments. Pour pallier ce problème, certains chercheurs ont proposé plusieurs solutions. La calibration linéaire directe (*Direct Linear Calibration*, DLC) par régression linéaire entre les intensités obtenues au banc d'analyse et les concentrations en éléments ou en oxydes est peu concluante (Jansen et al., 1998; Croudace et al., 2006; Tjallingii et al., 2007; Weltje and Tjallingii, 2008).

En 2008, Weltje and Tjallingii (2008) ont proposé un premier modèle de calibration des données obtenues grâce au scanner XRF avec des données d'échantillons discrets (en concentrations). Le modèle proposé est une équation de calibration en log-ratio (*Log-Ratio Calibration Equation*, LRCE), aussi appelée Calibration en Log-ratio Univariée (*Univariate Log-ratio Calibration*, ULC), qui consiste à calibrer directement des logs de rapports chimiques mesurés de façon quantitative avec ceux obtenus au scanner XRF (en intensité).

Conventionnellement, les analyses quantitatives obtenues sur échantillons discrets convertissent l'intensité nette d'un élément obtenue à sa proportion réelle en suivant l'équation suivante (équation II.9 ; De Vries and Vrebos, 2002) :

$$W_{ij} = K_j I_{ij} M_{ij} S_i \quad (\text{II. 9})$$

où W_{ij} = concentration de l'élément j de l'échantillon i ,

K_j = constante d'étalonnage spécifique à l'élément j (sensibilité ou efficacité de détection),

I_{ij} = intensité nette de l'élément j dans l'échantillon i ,

M_{ij} = effet matrice (diffusion, absorption, effet de renforcement de I_{ij} causé par la présence d'autres éléments),

S_i = effet de l'échantillon (géométrie de mesure et l'homogénéité de l'échantillon par rapport à la configuration standard).

Cette équation peut être reformulée (**équation II.10**) en utilisant les ratios des éléments j et D d'une mesure d'un échantillon i (Weltje and Tjallingii, 2008), en supposant que les valeurs W et I sont positives :

$$\frac{W_{ij}}{W_{iD}} = \left(\frac{K_j}{K_D}\right) \left(\frac{I_{ij}}{I_{iD}}\right) \left(\frac{M_{ij}}{M_{iD}}\right) \left(\frac{S_i}{S_i}\right) \quad (\text{II. 10})$$

L'échantillon analysé étant le même pour les deux éléments, nous pouvons simplifier cette équation en supprimant l'effet de l'échantillon car (**équation II.11**) :

$$\left(\frac{S_i}{S_i}\right) = 1 \quad (\text{II. 11})$$

L'effet matrice varie avec l'échantillon analysé car il dépend de la composition chimique de celui-ci et, en général, cet effet matrice tend à être non linéaire à la composition chimique. En supposant qu'aucune information préalable sur l'effet matrice n'est disponible, il est nécessaire de dériver une expression générale à partir des mesures du *core-scanner*. Il est donc raisonnable de supposer que l'effet matrice devrait rendre compte de la relation non linéaire entre les intensités et les concentrations mesurées (**équation II.12** ; Weltje and Tjallingii, 2008) :

$$\left(\frac{M_{ij}}{M_{iD}}\right) = \left(\frac{I_{ij}}{I_{iD}}\right)^{A_{jD}} \quad (\text{II. 12})$$

Ce qui donne à l'équation initiale (**équation II.10**) la nouvelle équation (**équation II.13**) :

$$\frac{W_{ij}}{W_{iD}} = \left(\frac{K_j}{K_D}\right) \left(\frac{I_{ij}}{I_{iD}}\right)^{A_{jD}+1} \quad (\text{II. 13})$$

Il faut maintenant exprimer l'équation initiale sous forme de *log-ratios*, ou log des rapports d'éléments afin d'avoir une symétrie des variations (Aitchison, 1982) et d'obtenir une

équation linéaire standard et non-dimensionnelle appelée LRCE (équation II.14 ; Weltje and Tjallingii, 2008) :

$$\ln\left(\frac{W_{ij}}{W_{iD}}\right) = (A_{jD} + 1) \ln\left(\frac{I_{ij}}{I_{iD}}\right) + \ln\left(\frac{K_j}{K_D}\right) \quad (\text{II. 14})$$

Où $A_{jD}+1$ et $\ln\left(\frac{K_j}{K_D}\right)$ sont les logs des rapports équivalents aux effets de matrice et aux sensibilités de détection de l'élément de la part de l'appareil de mesure, respectivement.

Cette méthode permet donc de faire abstraction des effets d'hétérogénéité du sédiment et de l'effet matrice afin d'obtenir des proportions relatives représentant la somme des proportions des éléments mesurés. Elle ne permet cependant pas d'obtenir directement des concentrations totales, car les proportions relatives des éléments dépendent du nombre d'éléments calibrés (la somme des éléments calibrés est toujours égale à 100 %).

Afin d'y pallier, Weltje et al. (2015) proposent une nouvelle méthode de calibration : la calibration log-ratio multivariée (*Multivariate Log-ratio Calibration*, MLC). Celle-ci va permettre la prédiction de concentration d'un élément de façon « absolue », et non relative comme la méthode LRCE. Ce modèle de calibration n'est possible que par l'introduction d'une nouvelle variable notée « undef », qui correspond à une fraction de concentration de tous les éléments non-inclus dans la calibration. Cependant, la prédiction du « Undef » requiert une calibration formulée sous forme de problème multivarié. De fait, au lieu d'utiliser des rapports logarithmiques d'intensité, additionnés les uns après les autres pour calibrer les éléments par paires (Weltje and Tjallingii, 2008), le MLC utilise des rapports logarithmiques centrés (*centred log-ratios*, clr) des intensités mesurées qui permettent de calibrer tous les éléments en même temps (« Undef » compris) en concentrations réelles (ex : ppm). Ce modèle de calibration est disponible avec le GUI (*Graphical User Interface*) Matlab Xelerate 2.4 (Weltje et al., 2015). L'avantage de ce logiciel est qu'il permet également de réaliser une sélection automatique d'un nombre minimum d'échantillons à mesurer en concentrations pour une calibration fiable des données obtenues au banc d'analyse. Plus de points de mesure peuvent bien sûr être réalisés afin d'obtenir de meilleures valeurs de calibration (Weltje et al., 2015). C'est cette dernière méthode que j'ai utilisé durant ma thèse, en utilisant plus du double de points de calibration que recommandé.

II.3.4. Protocole de mesures XRF des trois carottes étudiées

II.3.4.1. Banc d'analyse XRF

Les analyses de géochimie élémentaire des trois carottes MD03-2679, MD03-2673 et MD03-2685 ont été réalisées au Laboratoire des Sciences du Climat et de l'Environnement (LSCE) à l'aide d'un Avaatech *core-scanner* de 4^{ème} génération. Les sections I à XII et I à XV des carottes MD03-2679 et MD03-2673, respectivement, ont été mesurées par Grégoire Tkaczuk lors d'un stage (master 2, [Tkaczuk, 2020](#)) avant le début de ma thèse. J'ai donc étendu ces mesures à l'ensemble des carottes. La dernière section mesurée par Grégoire, pour chaque carotte, a été remesurée pour vérifier l'absence de biais machine entre les deux périodes de mesures. Les tests de Fisher et de corrélation de Pearson révèlent que les deux mesures sont similaires (**Tableau II-3**). Les sections de la carotte MD03-2685 ont été mesurées par Emma Bierlaire lors d'un stage (licence 3) que j'ai co-encadré. Les sections « archives » de 1.5 m, préalablement sorties de la carothèque du LSCE où elles étaient préservées, ont été analysées. Chaque section fut sortie au minimum 2h avant la mesure afin de laisser au sédiment le temps de se réchauffer à température ambiante et ainsi éviter la formation de condensation à la surface du sédiment. Après un lissage de la surface du sédiment à l'aide d'une spatule pour obtenir la surface la plus plane possible, un film *Ultralène* d'environ 4 µm d'épaisseur a été déposé au contact du sédiment. Ce film est nécessaire pour ne pas contaminer l'appareil de mesure (et la section mesurée) et permettre une transmission uniforme des rayons X.

Tableau II-3 : Tests de Fisher et corrélations de Pearson par éléments entre les sections doublement mesurées par Grégoire Tkaczuk et moi-même.

	Section XII - MD03-2679		Section XV - MD03-2673	
	Test Fisher (p-value)	Correlation (Pearson)	Test Fisher (p-value)	Correlation (Pearson)
Al	0.41	0.96	0.58	0.73
Si	0.28	0.95	0.68	0.96
K	0.50	0.99	0.08	0.95
Ca	0.53	0.99	0.73	0.99
Ti	0.09	0.96	0.78	0.99
Mn	0.39	0.94	0.49	0.96
Fe	0.50	0.90	0.47	0.94
Rb	0.53	0.95	0.82	0.90
Sr	0.14	0.98	0.85	0.95
Zr	0.63	0.90	0.66	0.98

Une fois ces préparations faites, les sections ont été analysées une première fois tous les centimètres avec une tension du tube à 10 kV, un courant de rayon X à 140 μA , une mesure de 10 secondes par cm, sans filtre et en présence d'hélium (He , $Z = 2$) dans la chambre de mesure afin de limiter l'absorption des rayons X par l'air et obtenir une mesure plus fiable des éléments légers. Cette analyse à 10 kV permet de mesurer l'intensité des éléments « légers » (**Tableau II-4**). Une fois la section mesurée, une autre série de mesures tous les centimètres avec une intégration sur 10 secondes a été réalisée. La série de mesure s'est faite avec une tension du tube à 30 kV, un courant de rayon X à 90 μA , un filtre en Palladium (Pd , $Z = 46$) en présence d'air dans la chambre de mesure. Cette seconde mesure a permis de détecter les éléments plus « lourds » qui ne peuvent être mesurés à 10 kV (**Tableau II-4**). Pour chaque section mesurée, un échantillon tous les 10 cm a été mesuré 3 fois afin de quantifier « l'erreur machine » de la mesure (**Tableau II-4**). Cette incertitude est exprimée par la *Root Mean Square Error* (RMSE, **équation II.15**), qui correspond à un pourcentage d'erreur par élément :

$$RMSE = \frac{\sqrt{\sum \sigma^2 / n}}{\bar{X}} 100 \quad (\text{II. 15})$$

Où σ^2 est la variance d'une mesure par rapport aux 3 mesures de l'échantillon,
 \bar{X} est la moyenne de tous les échantillons,
 n est le nombre total de mesures.

Il y a, pour les éléments « légers » (Mg et Si), une plus forte erreur quadratique que pour les autres éléments (**Tableau II-4**). Cette erreur est principalement due à la capacité de l'appareil à mesurer ces éléments légers. Au total, l'analyse d'une section complète dure environ deux heures.

Un contrôle avec un « Monitor Scan » (étalon certifié nommé SARM 4) avant chaque mesure de section ainsi que l'analyse de 3 standards (SARM 4, SARM 2 et SARM 45) ont été effectués avant chaque journée de mesure. Ces données complémentaires permettent de vérifier la bonne qualité d'analyse de l'appareil des éléments légers (Monitor Scan pour le contrôle d'Hélium également) ainsi que des éléments plus lourds (les 3 étalons) et de faire des ajustements en cas de différences entre les mesures.

Tableau II-4 : Tension de mesure par élément mesuré et RMSE (%) associée pour les analyses continues et les échantillons discrets.

	Banc d'analyse (continue)				Échantillons discrets			
	Tension (kV)	RMSE (%)			Tension (kV)	RMSE (%)		
		MD03-2685	MD03-2679	MD03-2673		MD03-2685	MD03-2679	MD03-2673
Mg	10	7.4	14.7	4.4	5	7.2	6.4	10.9
Al	10	0.8	0.8	1.9	5	1.8	1.6	2.6
Si	10	13.5	13.1	4.6	5	1.3	1.1	2.0
K	10	1.7	1.6	1.2	12	1.1	0.9	1.2
Ca	10	1.0	1.1	0.9	12	0.8	0.6	0.9
Ti	10	0.8	0.7	0.9	12	0.8	0.7	1.2
Mn	10	2.1	1.2	1.0	20	2.7	2.6	3.0
Fe	10	1.2	1.1	0.9	20	0.3	0.3	0.4
Rb	30	3.3	3.2	1.9	50	7.2	6.2	7.8
Sr	30	2.3	2.5	1.2	50	1.2	1.3	0.9
Zr	30	2.5	2.8	1.5	50	3.6	3.4	5.1

Une fois les analyses terminées, un ensemble de spectres sont obtenus directement sur le logiciel du banc d'analyse. Le logiciel bAxil permet un traitement rapide de ces spectres (quelques dizaines de secondes par section) afin d'obtenir les données sous forme de tableur, et placées ensuite dans un *template* Excel afin de visualiser l'ensemble des résultats par carotte.

Vient ensuite l'étape de vérification. En effet, lors de la pose du film, des bulles d'air peuvent se créer, pouvant fausser les mesures, notamment les intensités des atomes d'éléments légers (Al, Si, Mg etc.), car l'air absorbe une partie des rayons X. Ces bulles ont donc été retirées délicatement, dans la mesure du possible, afin de ne pas avoir de biais externes dans les résultats obtenus. Un moyen simple de détecter une bulle présente est de vérifier les variations des éléments légers (une diminution abrupte d'intensité peut être due à une aspérité dans le sédiment) ainsi que l'intensité mesurée de l'argon (Ar, Z = 18). L'argon étant présent sous forme de gaz dans l'air, un pic d'argon témoignerait de la présence d'air (bulle, trou, hétérogénéité de la surface du sédiment), il est donc utile de vérifier et comparer les résultats avec des observations macroscopiques après la mesure.

II.4.2. Analyses à l'ED-XRF de paillasse

Une fois les mesures du banc d'analyse obtenues, un formatage de fichier a été réalisé afin de pouvoir rentrer les données sous le GUI Matlab Xelerate (Weltje et al., 2015). Le logiciel a permis d'obtenir une liste d'échantillons discrets « optimale » pour couvrir les variations d'intensités des 10 éléments choisis à calibrer (Zr, Ti, Fe, Al, Si, K, Rb, Ca, Sr, Mn). La première moitié des carottes MD03-2673 et MD03-2679 a été analysée par Grégoire Tkaczuk (Tkaczuk, 2020) et la sélection des échantillons à calibrer a été réalisée manuellement par celui-ci, sans passer par la sélection automatique du logiciel Xelerate. La seconde moitié des deux carottes ainsi que la totalité des échantillons discrets de la carotte MD03-2685 ont été sélectionnés de façon automatique à l'aide du logiciel Xelerate. La méthode recommande un nombre minimum d'environ 30 échantillons par carottes, mais nous avons choisi d'analyser environ 90 échantillons par carottes afin d'obtenir une calibration de meilleure qualité.

Les analyses des échantillons discrets ont été réalisées à l'aide d'un spectromètre de table ED-XRF PANalytical Epsilon 3^{XLE}. Les échantillons ont été prélevés par demi-section de *u-channels* (voir **section II.1.2. Méthodes de sous-échantillonnage**). Ces échantillons ont ensuite été pesés humides, séchés à température ambiante durant 72h au minimum puis pesés de nouveau une fois secs. Puis les sédiments ont été broyés à l'aide d'un mortier en agate et transférés dans des cellules (10 mm de diamètre) où un film Mylar de 3.6 μm d'épaisseur a été placé préalablement, permettant l'analyse d'une surface lisse de 10 mm de diamètre de sédiment. Les premières moitiés des échantillons discrets des carottes MD03-2673 et MD03-2679 ont été analysées par Grégoire Tkaczuk (Tkaczuk, 2020), les secondes moitiés ainsi que l'ensemble des échantillons de la carotte MD03-2685 ont été analysés par moi-même. Chaque échantillon a été analysé trois fois afin de contrôler l'erreur liée à la machine et de calculer le RMSE (**Tableau II-4**).

Le spectromètre PANalytical Epsilon permet d'analyser dix échantillons avec 4 tensions de tubes différentes : 5 kV, 12 kV, 20 kV et 50 kV (**Tableau II-4**). Toutes les séries (10 échantillons) étaient composées de 7 échantillons et 3 étalons dont la composition est certifiée (**Tableau II-5**).

Tableau II-5 : Compositions géochimiques certifiées (en ppm) des étalons utilisés pour les mesures au spectromètre ED-XRF Epsilon.

	JMS-1	NCS-DC-73309	NCS-DC-73306
Mg	17307	2490	31298
Al	83729	54884	26622
Si	251205	356427	72922
K	18595	27229	6475
Ca	15223	3359	254932
Ti	4196	2100	1960
Mn	790	2490	434
Fe	48261	30705	17626
Rb	88	408	32
Sr	154	29	913
Zr	132	153	62

II.4. Propriétés magnétiques

L'utilisation de mesures magnétiques dans les études paléoclimatologiques consiste à étudier les variations de nature (minéralogie), de concentrations et/ou de taille des grains magnétiques dans le temps afin de reconstituer la dynamique d'un système hydrologique ou des changements paléoclimatiques (ex : débâcle d'icebergs, changements de sources détritiques etc.). De plus, l'aimantation des sédiments se faisant par alignement statique des moments magnétiques des particules possédant une aimantation rémanente parallèlement au champ régnant lors du dépôt, des enregistrements des variations passées du champ magnétique terrestre en intensité et en direction peuvent être obtenus selon certaines conditions exposées ci-dessous. Ces enregistrements paléomagnétiques, en plus de fournir des informations sur la dynamique du champ lui-même, peuvent constituer un support pour la construction de chronologies robustes (voir **Chapitre III**).

II.4.1. Principes du magnétisme naturel dans les sédiments

L'ensemble de la matière est constitué d'atomes ayant des particules chargées électroniquement, gravitant autour d'un noyau. Ces électrons tournent en orbite autour du noyau, créant un courant analogue à un aimant appelé moment magnétique orbital. L'aimantation d'un matériau (quel qu'il soit) est la résultante macroscopique de ces moments magnétiques. Deux sortes d'aimantations existent : les aimantations induites (diamagnétisme et paramagnétisme) et les aimantations rémanentes (dites ferromagnétiques *s.l.*).

- **Les aimantations induites.** Elles n'existent qu'en présence d'un champ appliqué et disparaissent quand ce champ est réduit à zéro. Il s'agit du diamagnétisme et du paramagnétisme. Le diamagnétisme est une propriété de toute la matière et qui induit une modification du mouvement orbital des électrons en s'opposant au champ appliqué. Il s'agit d'aimantations très faibles au regard des autres aimantations et qui, dans le contexte des sédiments marins, concernent tout ce qui peut jouer le rôle de « diluant » par rapport à la fraction magnétique (quartz, calcite, eau...). Le paramagnétisme est une caractéristique des matériaux dans lesquels chaque moment magnétique d'atome tend à s'aligner dans la même direction et le même sens que le champ magnétique d'excitation. C'est une aimantation induite positive, faible et linéairement liée au champ appliqué et dépendante de la température : certains minéraux sont paramagnétiques à température ambiante (argiles, micas, amphibole, etc...) alors que certains autres, ferromagnétiques *s.l.* à température ambiante, deviennent paramagnétiques au-delà de leur température de Curie du fait de l'agitation thermique.

Les composants dia- et para- magnétiques constituent ce qui est appelé matrice magnétique.

- **Les aimantations rémanentes.** Elles sont par définition celles qui existent même en l'absence d'un champ appliqué. Ce sont des aimantations fossiles associées aux matériaux ayant des réseaux cristallins contenant des atomes de fer avec de fortes interactions entre moments magnétiques voisins au sein d'un même réseau cristallin. A température ambiante, ces aimantations sont nettement supérieures aux aimantations induites. Elles sont très stables dans le temps et de plusieurs types. L'aimantation rémanente présente dans des sédiments (ou roches) avant tout traitement de laboratoire est appelée aimantation rémanente naturelle (ARN, NRM en anglais). D'autres aimantations rémanentes sont acquises au laboratoire dans des conditions parfaitement connues. Il s'agit principalement pour les sédiments marins des aimantations

rémanentes anhystérétique et isotherme (ARA, ARM en anglais ; ARI, IRM en anglais). Nous les décrirons ci-après ainsi que leur signification et leur utilisation. Les aimantations rémanentes sont portées par les minéraux labellisés « ferromagnétiques » au sens large mais qui en fait sont de différents types (**Figure II-11**). Un des plus courants est le ferrimagnétisme porté par les minéraux tels que la magnétite dans le réseau cristallin duquel les moments magnétiques sont antiparallèles et d'amplitude différente. L'antiferromagnétisme correspond à un réseau dans lequel les moments magnétiques sont antiparallèles et de même amplitude induisant une aimantation macroscopique nulle. Enfin, l'antiferromagnétisme incliné (ex : hématite) est le même que le précédent, mais les moments magnétiques sont inclinés, donnant lieu à une aimantation faible « perpendiculaire ».

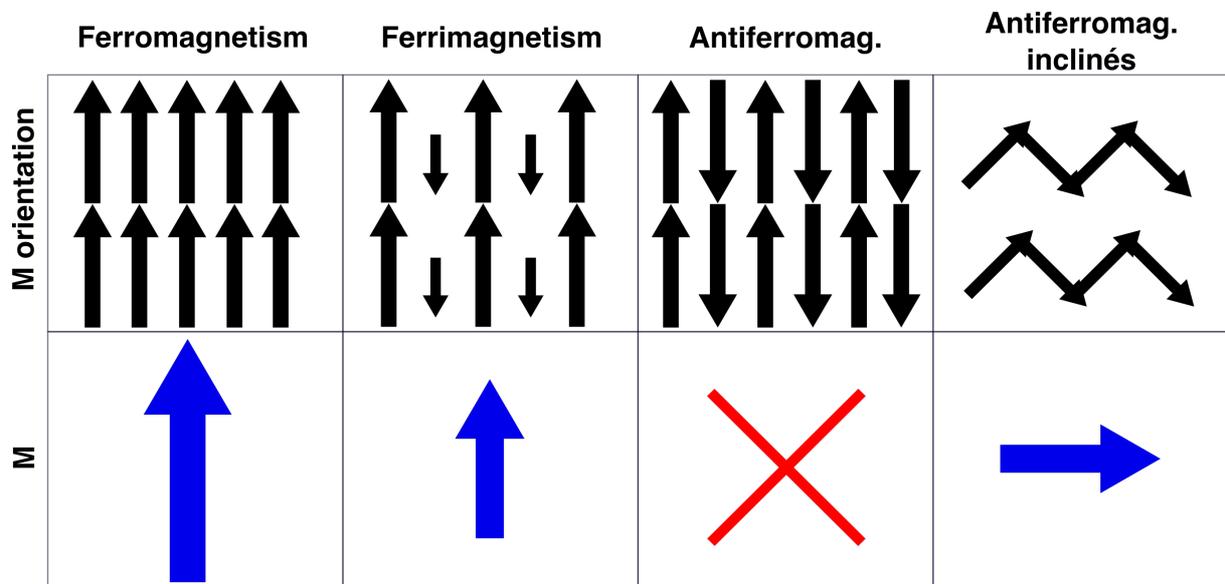


Figure II-11 : Schéma des différentes particules «ferromagnétiques» au sens large. (Gauche) particules ferromagnétiques ; (milieu gauche) particules ferrimagnétiques ; (milieu droite) particules antiferromagnétiques ; (droite) particules antiferromagnétiques inclinées. Les cases du haut représente l'orientation de l'aimantation rémanente ; les cases du bas représente l'aimantation macroscopique résultante de cette aimantation.

Il existe plusieurs types de minéraux ferromagnétiques (*s.l.*), sous forme d'oxydes (ex : magnétite, hématites), d'hydroxydes (ex : goethite) ou sulfures (ex : greigite, pyrrhotite) de fer dont l'aimantation rémanente dépend bien sûr de leur nature et également de leur taille au sein de la roche. La minéralogie des oxydes peut être représentée grâce à un diagramme ternaire des solutions solides (**Figure II-12**), dépendant des degrés d'oxydations et du nombre d'atomes de fer substitués par du titane. Les titanomagnétites par exemple correspondent donc à une série continue de la magnétite (Fe_3O_4) à l'ulvospinelle (Fe_2TiO_4), ce dernier ayant le taux maximum

de substitution Fe ou Ti. Ces titanomagnétites sont un des oxydes de fer les plus abondants à la surface du globe. Les précédentes études en Atlantique Nord subpolaire ont montré leur très large dominance dans les sédiments du Björn et du Gardar drift au moins pendant l'Holocène et le dernier stade glaciaire (Kissel et al., 1999, 2005, 2009; Ballini et al., 2006). Nous avons vérifié que ce minéral est également dominant sur la période de temps étudiée durant cette thèse (cf. **Chapitre V**). Nous allons donc décrire ci-dessous les différents paramètres et leur mesure ayant pour but de caractériser ce minéral dans les carottes étudiées et ainsi déchiffrer les changements temporels de leur contenu magnétique et leur signification.

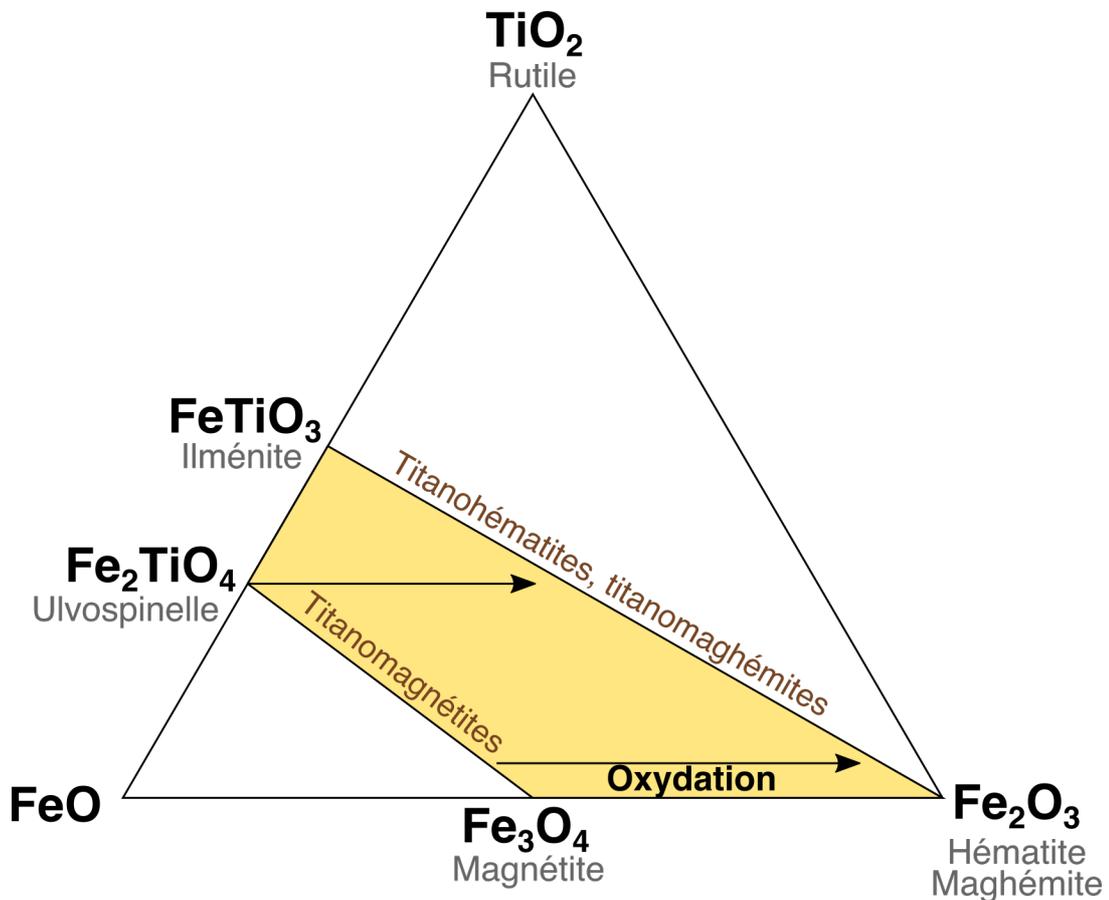


Figure II-12 : Diagramme ternaire des différents oxydes de fer.

II.4.2. Les paramètres magnétiques environnementaux et leurs mesures en continu

Les minéraux magnétiques contenus dans un sédiment ne sont pas majoritaires et leurs caractéristiques en termes de concentration, nature, taille, orientation préférentielle sont obtenues en réalisant au laboratoire une série de mesures indirectes sous contraintes variées. C'est cet éventail de paramètres que nous allons brièvement décrire ainsi que leur principe de mesure au laboratoire. Les analyses magnétiques des carottes CASQ et des calypso MD03-

2673, MD03-2679 ainsi que celles des sections VI à XVIII de la carotte MD03-2685 ont été mesurées par les membres de l'équipe CliMag (LSCE) avant le début de ma thèse. Durant celle-ci, j'ai réalisé les analyses de magnétisme en continu sur les *u-channels* des sections XIX à XXX de la carotte MD03-2685.

II.4.2.1. Susceptibilité magnétique en champ faible

Lorsque l'on place un échantillon en présence d'un champ appliqué H , il acquiert une aimantation induite dont la mesure donne accès à la susceptibilité en champ faible qui, quand elle est normalisée par le volume est notée κ : $M_{\text{induite}} = \kappa H_{\text{appliqué}}$. On mesure couramment cette susceptibilité magnétique avec un champ faible (*low-field susceptibility*, notée κ_{lf}). Ce paramètre est dépendant de la nature des grains qui composent un échantillon, de la taille des grains magnétiques et de leur concentration. Sans autres indications, il est impossible de définir quelle composante magnétique agit sur les variations de κ_{lf} mesurées dans une série sédimentaire. En revanche, les variations de susceptibilité illustrent des variations de composition magnétique liées au transport d'une source bien identifiée et qui sont en général les mêmes au sein d'une même masse d'eau de transport dans un bassin océanique. Il s'agit donc d'un paramètre qui est souvent utilisé comme outil de corrélation d'une carotte à l'autre dans ce contexte.

La susceptibilité magnétique est toujours mesurée à bord du navire océanographique sur demi-carotte à l'aide du « *point sensor* » de Bartington. Ce *sensor* a une forte une résolution spatiale mais ne prend en compte que les quelques millimètres de surface du sédiment. La susceptibilité magnétique est donc systématiquement mesurée de nouveau au laboratoire pour être volumique et cela a été fait sur *u-channels* sur les trois carottes. Pour cette mesure, les *u-channels* sont posés sur une glissière en plexiglass elle-même posée sur un socle non magnétique (en bois). La glissière portant le *u-channel* est entraînée par une ficelle en kevlar (sans élasticité) contrôlée par un moteur pas à pas (**Figure II-13**). Le *u-channel* translate ainsi à travers une bobine Bartington de 45 mm de diamètre. Le champ alternatif appliqué est de 80 A/m. Le *u-channel* est stoppé tous les deux centimètres et la mesure de la susceptibilité κ_{lf} est effectuée à chaque arrêt avec un temps d'intégration de 2 secondes. La fonction réponse de la bobine est d'environ 6 cm à mi-hauteur et avec une mesure tous les 2 cm, on procède donc par fenêtre glissante introduisant un certain degré de lissage du signal final obtenu. La mesure commence 13 cm avant que le *u-channel* ne pénètre dans la bobine et est stoppée 13 cm après

pour bien mesurer le « blanc » avant et après la mesure et vérifier qu'il est le même (sans dérive de l'électronique). Les premières (1 et 3 cm) et dernières (147 et 149 cm) valeurs obtenues sur le u-channel sont supprimées, car elles enregistrent un effet de bord correspondant au fait que le u-channel n'est que partiellement à l'intérieur de la bobine. La mesure de susceptibilité d'un u-channel de 1.5 m prend environ 30 minutes.

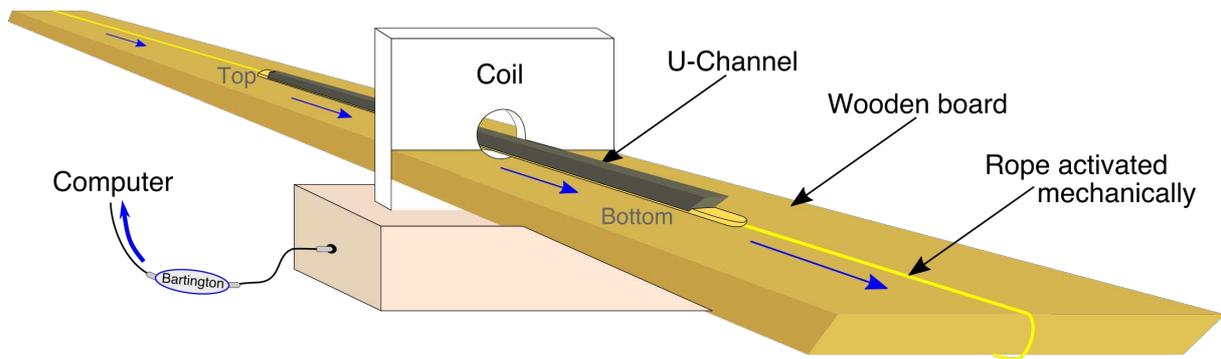


Figure II-13 : Schéma du fonctionnement du banc de mesure de susceptibilité volumique d'un u-channel réalisé au LSCE.

II.4.2.2. L'Aimantation rémanente naturelle

Dans les sédiments, l'aimantation rémanente naturelle (NRM) est d'origine détritique c'est-à-dire qu'elle est acquise par orientation des particules magnétiques possédant une aimantation rémanente de telle façon que leur moment magnétique est statistiquement aligné avec le champ qui règne au moment du dépôt. Suite à la compaction à l'interface eau-sédiment, ce signal magnétique est figé et les expériences de laboratoires visent à vérifier qu'il a été préservé depuis le dépôt. L'aimantation rémanente naturelle (NRM) est celle que l'on mesure avant tout traitement au laboratoire.

La mesure de la NRM a été effectuée sur *u-channels* pour les trois carottes à l'aide d'un magnétomètre cryogénique 755-R à « SQUID » (*Superconductive QUantum Interference Device*) (2G Enterprise) instrument le plus sensible sur le marché placé dans la chambre amagnétique du LSCE. Les bobines de détection sont dites à « haute résolution » avec une fonction réponse de 6 cm de largeur à mi-hauteur. L'aimantation est mesurée de façon simultanée par les trois bobines X, Y et Z permettant de mesurer en une fois l'intégralité de l'aimantation en intensité et en direction (définie par la déclinaison et l'inclinaison). La mesure est faite par translation du u-channel au sein des bobines de détection et arrêtée tous les 2 cm pour la mesure. De la même façon que pour la susceptibilité, les mesures sont commencées 13

cm avant que le u-channel ne pénètre dans les bobines et elles sont arrêtées 13 cm après sa sortie. En fin de mesure, le u-channel revient à sa position initiale et le logiciel vérifie que les deux mesures à blanc, avant et après la mesure sont identiques. Là aussi, les effets de bord aux centimètres 1, 3, 147 et 149 sont retirés des données.

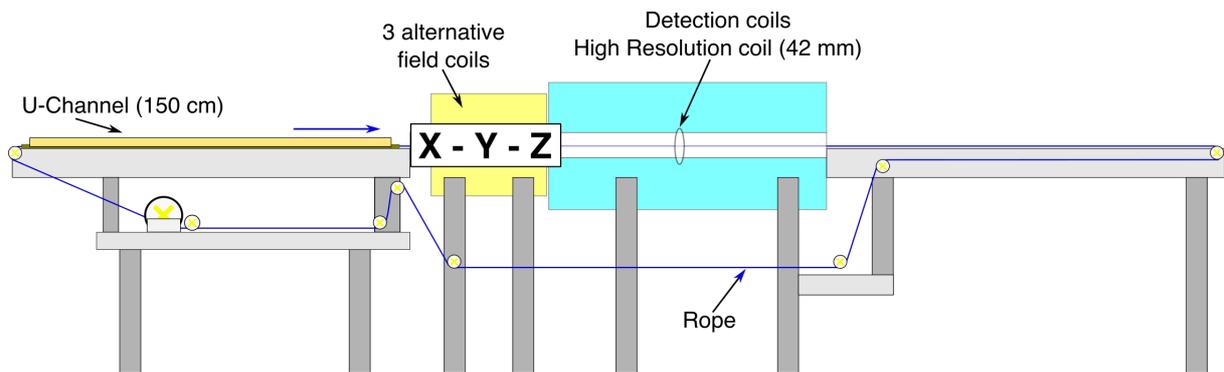


Figure II-14 : Vue schématique en coupe d'un magnétomètre du LSCE, modifié d'après Weeks et al., (1993).

La NRM ne représente pas forcément l'enregistrement initial du champ magnétique terrestre car des aimantations secondaires ou visqueuses ont pu s'y superposer depuis le dépôt. Pour « nettoyer » leur contribution, une désaimantation par champs alternatifs de valeurs croissantes est réalisée grâce à des bobines de champ alternatif installées suivant les trois axes, en ligne avec les magnétomètres. Suite à la mesure de la NRM, 12 étapes de désaimantation à 5, 10, 15, 20, 25, 30, 35, 40, 45, 50, 60 et 80 mT selon les 3 axes ont été réalisées en routine. Le u-channel translate lentement (1 à 2 cm/s ; Brachfeld et al., 2004) à travers la bobine X dans laquelle le champ H1 est appliqué, la décroissance du champ étant faite par éloignement du sédiment par rapport à la bobine en restant à l'intérieur de l'enceinte en μ métal qui entoure les bobines, les écrantant du champ extérieur. Le champ est ramené à 0 dans la bobine X et H1 est appliqué à la bobine Y à travers laquelle le u-channel translate au retour. Enfin, le u-channel translate de nouveau avec H1 appliqué à la bobine Z. La mesure de l'aimantation résultante suite à la désaimantation à H1 suivant les trois axes est faite de la même façon que celle de la NRM. Tout cela est monitoré par le programme MAGNUS développé et écrit au laboratoire. Ce processus recommence pour chaque étape de désaimantation par champ alternatif dont la valeur augmente à chaque fois jusqu'à élimination de l'aimantation. L'analyse de la NRM et sa désaimantation sont menées automatiquement et durent environ 5 heures pour un u-channel (donc une section).

A l'issue de la désaimantation, les données sont récupérées sous forme de tableurs dans lesquels il est possible d'examiner les courbes de décroissance de l'intensité à chaque horizon

mesuré, la stabilité de la direction d'aimantation et définir par Analyses en Composantes Principales (*Principal Component Analyses*, PCA), la direction de l'aimantation caractéristique (ChRM) et son incertitude en angle (Mean angular deviation MAD). La stabilité (ou instabilité) de la direction, la décroissance régulière (ou non) de l'intensité au cours de cette désaimantation renseignent en effet sur le contenu magnétique du sédiment et sur sa stabilité.

La déclinaison n'est pas connue dans les carottes marines qui ne sont pas orientées dans le plan horizontal mais, si le champ magnétique a bien été enregistré, l'inclinaison doit être celle attendue au site de prélèvement suivant l'hypothèse selon laquelle le champ géomagnétique est représenté à ces échelles de temps par un dipôle axial centré. Si tel est le cas, l'orientation de la carotte dans le plan horizontal peut être définie grâce à la déclinaison qui doit être de 0 en moyenne sur des périodes de temps dépassant et moyennant la variation séculaire du champ magnétique terrestre. L'intensité d'aimantation dépend quant à elle de l'intensité du champ magnétique terrestre (qualité de l'alignement statistique des moments magnétiques) mais également de la quantité de grains magnétiques rémanents et de leur aimantation propre dépendante de leur nature à chaque niveau de mesure.

II.4.2.3. Les aimantations rémanentes anhystérétique et isotherme

L'ARM et l'IRM sont deux aimantations acquises au laboratoire après traitement complet de la NRM.

L'ARM s'obtient par l'action conjointe d'un champ continu faible et d'un champ alternatif fort. Il s'agit de simuler des conditions de dépôts de grains ferromagnétiques en milieu aqueux. Le champ continu joue en quelque sorte le rôle du champ magnétique terrestre et le champ alternatif crée du désordre comme lors des processus de dépôt. Cette aimantation rémanente tend à aligner dans la direction du champ appliqué les moments magnétiques des grains qui sont sensibles au champ magnétique terrestre lors du dépôt. Les grains magnétiques les plus fins y participent préférentiellement et l'analyse de l'ARM permet d'accéder aux variations de leur concentration relative.

Au laboratoire, l'ARM a été acquise sur les u-channels suivant l'axe Z (grand axe du u-channel) par un champ continu de 50 μ T, appliqué grâce à un solénoïde installé dans les bobines de désaimantation, et un champ alternatif de 100 mT. Elle a été mesurée de la même façon que la NRM puis a été désaimantée avec les mêmes étapes de champ alternatif de valeur croissante.

L'acquisition de l'IRM consiste à appliquer des champs continus de plus en plus forts au sédiment en essayant d'atteindre la saturation. Cette saturation dépend des caractéristiques

des minéraux en présence et de la valeur maximum du champ de laboratoire. Ce forçage affecte l'ensemble de grains ferromagnétiques sensibles au champ appliqué. L'IRM a été acquise au laboratoire à raison de 6 étapes de champ croissant (50, 100, 200, 300, 500 et 1000 mT) grâce à un solénoïde de 1.6 m de long, placé dans l'alignement du magnétomètre et qui permet d'appliquer un champ uniforme sur toute la longueur du u-channel. Un champ inverse de 0.3 T a été appliqué pour déterminer le S-ratio ($= -IRM_{-0,3T}/IRM_{1T}$) renseignant sur la coercivité (sorte de « dureté magnétique ») des minéraux en présence. L'IRM maximum (IRM_{1T}) a ensuite été désaimantée selon les mêmes étapes de désaimantations que la NRM et l'ARM (exception faite de l'étape à 5 mT).

L'ARM et l'IRM étant acquises suivant l'axe Z, seul celui-ci est désaimanté, les deux autres axes ne contribuant pas au signal. Les mesures de l'ARM et de l'IRM ont également été réalisées avec un pas de 2 cm avec les magnétomètres dont les bobines de détection sont à haute résolution (largeur à mi-hauteur d'environ 6 cm). L'analyse d'un u-channel dure environ 4h pour chacun de ces deux paramètres.

Tous les paramètres mesurés sur u-channels : susceptibilité, NRM, ChRM, ARM, IRM, S-ratio sont donc acquis avec la même résolution spatiale, ce qui permet de les comparer entre eux et de réaliser des rapports sans risque de créer du bruit inhérent à la résolution.

II.4.2.4. Informations apportées par les mesures en continu des paramètres précédents

Avant de mener plus avant des analyses de laboratoire et les ajuster pour mieux déchiffrer le signal magnétique porté par le sédiment, il convient de tirer des conclusions de ce « scan » d'un certain nombre de propriétés magnétiques analysées sur les u-channels étudiés.

- La NRM est en général stable en direction après élimination d'une petite aimantation visqueuse lors des toutes premières étapes de désaimantation. Les directions de ChRM ont pu être définies sur la base de 10 à 11 étapes pour les trois carottes avec des MAD n'excédant pas 5°.
- Les inclinaisons de ChRM sont en moyenne de $67.6^\circ \pm 7^\circ$ pour la MD03-2673 en accord avec celle attendue au site sur l'hypothèse d'un dipôle axial centré (*Geocentric Axial Dipole*, GAD, de 71.5° ; **Tableau II-6**). La carotte MD03-2679 montre une inclinaison de ChRM moyenne de $73.8^\circ \pm 8,6^\circ$ par rapport à celle de l'inclinaison GAD de 74.5° (**Tableau II-6**). Enfin, la carotte MD03-2685 a une inclinaison ChRM moyenne de $69.5 \pm 8.3^\circ$, en accord avec celle attendue avec l'inclinaison GAD de 74.1° (**Tableau II-6**).

Tableau II-6 : Paramètres magnétiques moyens des trois carottes étudiées. L'inclinaison moyenne est calculée sans prendre en compte l'excursion de l'Iceland Basin. L'erreur associée correspond l'écart-type.

	Inclinaison GAD	Inclinaison	MDF ARM	MDF IRM	S-ratio
MD03-2673	71.5°	67.6° ± 7.0°	27.6	22.1	0.96
MD03-2679	74.5°	73.8° ± 8.6°	27.4	23.9	0.95
MD03-2685	74.1°	69.5° ± 8.3°	28.1	24.2	0.96

- L'acquisition de l'IRM par étape montre qu'on atteint la saturation (SIRM) pour des champs relativement faibles de l'ordre de 300 mT.
- Les désaimantations d'ARM et d'IRM montrent des champs de demi-destruction (champ qu'il faut appliquer pour détruire 50% de l'aimantation) uniforme de l'ordre de 27 et 22 mT respectivement.
- Ces deux derniers points sont en accord avec les S-ratio oscillant entre 0.9 et 1 et montrant la présence dominante de minéraux de faible coercivité (ex : magnétite).

II.4.3. Courbes thermomagnétiques

Pour déterminer quels sont ces minéraux de faible coercivité, des courbes thermomagnétiques ont été réalisées à l'aide de la VFTB (Vibrating field translation balance de Mag-Instrument UG). Il s'agit d'examiner le spectre thermique de l'aimantation induite en soumettant l'échantillon à un cycle de chauffe et de refroidissement. L'échantillon est placé dans un gradient de champ créé par un aimant et dans un four. Lors de la chauffe, l'aimantation diminue jusqu'à son élimination totale et la tige contenant la poudre d'échantillon est donc moins attirée par le gradient de champ. C'est l'évolution du courant de contre-réaction qui maintient la tige en place qui est mesurée et qui illustre cette diminution de l'aimantation. L'échantillon est ensuite refroidi et retrouve progressivement une aimantation jusqu'à la température ambiante. La réversibilité des courbes de chauffe et de refroidissement renseigne sur la stabilité des minéraux et la température à laquelle l'aimantation est annulée dépend du minéral. Les minéraux de faible coercivité sont typiquement la chaîne des sulfures dont

l'aimantation se déstabilise de façon irréversible vers 350°C et les magnétites dont la température de Curie est de 585°C (plus faible en cas de titanomagnétite)

Les courbes thermomagnétiques obtenues (voir **Chapitre V**) indiquent que ces minéraux sont de la magnétite (ou titanomagnétite) confirmant pour les périodes un peu plus anciennes ce qui avait été observé pour l'Holocène (Kissel et al., 2013) et le dernier stade glaciaire (Kissel et al., 1999).

II.4.4. Taille des grains de magnétite

Sachant que la minéralogie des carottes étudiées est uniforme, seule leur concentration relative et leur taille sont susceptibles de varier dans les séquences sédimentaires étudiées. L'analyse de la taille des grains est importante pour reconstruire les variations environnementales et notamment l'intensité des courants de dépôt et également pour pouvoir définir les variations d'intensité relative du champ magnétique terrestre. En effet, il convient pour cela de normaliser l'intensité de la NRM par la quantité de particules présentes à chaque niveau mais la normalisation par d'éventuelles variations de taille des grains n'est pas possible et biaisent le signal quand elles dépassent un facteur 10 (Tauxe, 1993).

Pour déterminer la taille des magnétites en présence, une relation empirique a été proposée entre l'ARM et la susceptibilité en champ faible (Banerjee et al., 1981). Le principe est basé sur le fait qu'une valeur de susceptibilité plus élevée pour une même valeur d'ARM illustre des grains plus grossiers. Comme la susceptibilité en champ faible contient la contribution des grains de magnétites mais également de toute la matrice magnétique, nous préférons utiliser, sur le même principe, la relation entre les deux aimantations rémanentes ARM et SIRM qui ne concernent que les magnétites. Sur les diagrammes ARM *versus* SIRM, une répartition des points le long d'une droite unique illustre des variations de concentration et tout écart de point par rapport à cette droite principale correspond à des changements de taille des grains.

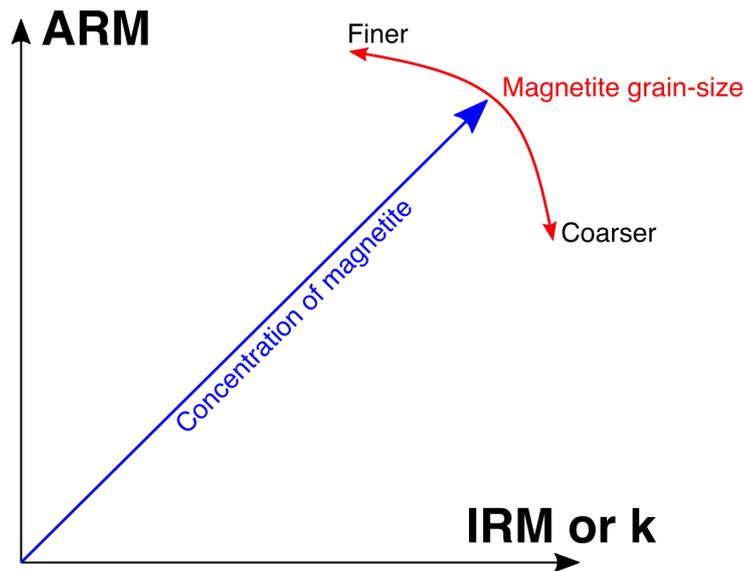


Figure II-15 : Relations empiriques entre l'ARM et la κ_{LF} ou l'IRM. Cette relation permet de mettre en évidence les variations de concentration en magnétites et/ou les évolution granulométriques.

Pour pouvoir examiner ces écarts en fonction de la profondeur ou de l'âge dans la séquence nous calculons le rapport ARM/SIRM (pente de la droite reliant l'origine à chaque point de mesure) dont les valeurs élevées correspondent aux grains fins et les valeurs faibles aux grains grossiers.

Cette relation empirique a le mérite avec les mesures sur u-channels d'être établie en continue mais elle peut être vérifiée ponctuellement par des mesures plus « physiques » de l'état des domaines magnétiques.

Quand un cristal magnétique agit comme un dipôle simple, on appelle cela un grain monodomaine (*single domain*, SD). Quand le volume du grain grossit, pour la stabilité de l'aimantation avec une énergie magnétostatique plus efficace, il est plus « rentable » de créer un autre domaine dont le moment magnétique est opposé au premier que de faire grandir le premier dipôle. La séparation entre les deux domaines, appelée paroi de Bloch, a une certaine épaisseur et une aimantation propre. Les grains avec un nombre modéré de domaines sont appelés pseudo-monodomaines (*pseudosingle domain*, PSD) et les grains les plus gros sont polydomaines (*multidomains*, MD). Le nombre de parois dans un grain donné va donc dépendre de sa taille, de sa forme, du nombre de défaut dans le cristal.

Ceci est abordé par l'examen des cycles d'hystérésis magnétique qui consiste à mesurer le comportement de l'aimantation induite en fonction d'un champ continu relativement fort lors d'un cycle de diminution puis de ré-augmentation du champ. Le cycle commence à un champ maximum H_{max} , l'aimantation est mesurée en continu jusqu'à annulation du champ qui se renverse et atteint un champ $-H_{max}$ avant un retour jusqu'à H_{max} . Les parcours aller et retour de

l'aimantation ne sont pas identiques en raison des composants ferromagnétiques (*s.l.*) et forment la boucle d'hysteresis avec définition de plusieurs paramètres.

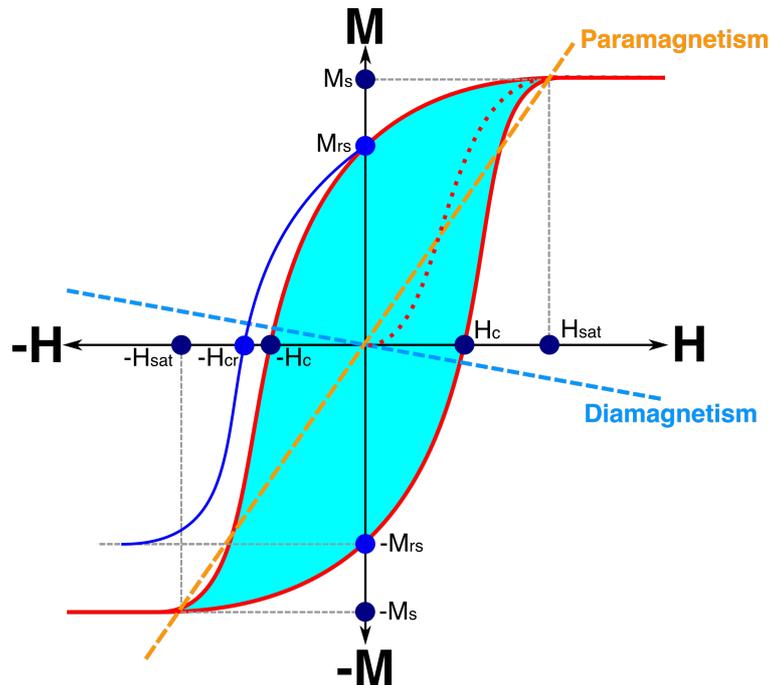


Figure II-16 : Schéma d'une « boucle » d'hystérésis magnétique. La plupart des annotations sur le schéma font référence aux paramètres magnétiques décrits dans le texte.

- Si les minéraux ferromagnétiques *s.l.* ont des coercivités inférieures à H_{\max} , la boucle ferromagnétique se ferme à saturation et, entre H_{sat} et H_{\max} , il ne reste plus que la contribution du paramagnétisme + diamagnétisme. Celle-ci varie linéairement avec le champ et si elle est visible après saturation des ferromagnétiques, elle est présente tout au long de la courbe. Il faut donc soustraire sa contribution à l'ensemble de la courbe pour avoir accès aux paramètres caractérisant les ferromagnétiques *s.l.* Si la boucle n'est pas fermée à H_{\max} , aucune correction n'est possible. Ce n'est pas le cas pour les magnétites.
- Sur la courbe corrigée de la susceptibilité, l'aimantation à saturation M_s , l'aimantation rémanente à saturation M_{rs} qui correspond à la saturation mesurée à champ nul (l'intersection entre la courbe et l'axe $H = 0$) et la force coercitive H_c (champ qu'il faut appliquer pour éliminer l'aimantation à saturation, intersection entre la courbe et l'axe $M = 0$) sont définis.
- Pour définir la force coercitive rémanente H_{cr} , une autre expérience avec annulation du champ avant la mesure est nécessaire.

Pour les magnétites, un diagramme proposé par Day et al. (1977) établit une relation entre l'état des domaines et les rapports d'aimantation et de champ coercitifs obtenus par l'élaboration de courbes d'hystérésis magnétique.

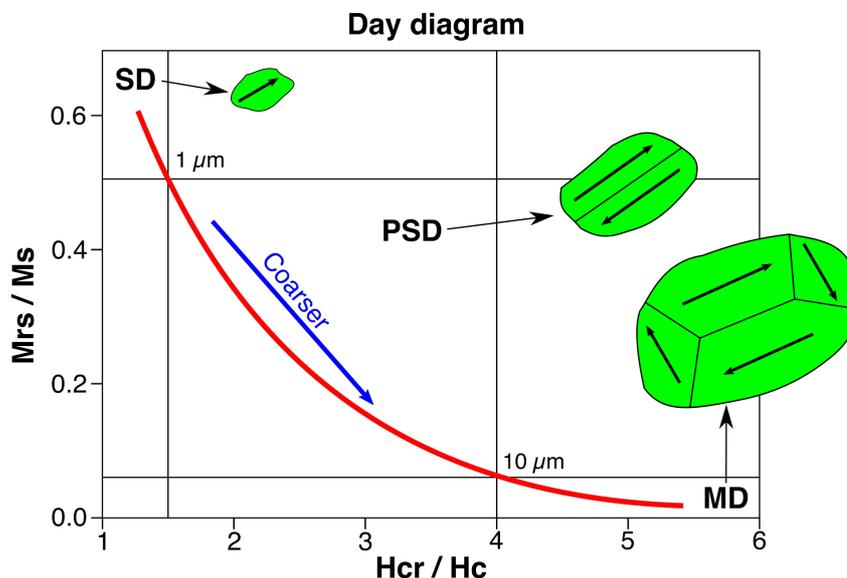


Figure II-17 : Diagramme de Day montrant les relations entre granulométrie et domaines magnétiques. SD = Single-Domain ; PSD = Pseudo Single Domain ; MD = Multi-Domains. Les tailles reportées aux limites SD/PSD/MD sont approximatives pour les magnétites. Les formes vertes avec des flèches représentent des grains associés à chaque type de domaine magnétique.

J'ai effectué moi-même les analyses sur les carottes MD03-2673 et MD03-2679 pour les périodes plus anciennes aux mêmes profondeurs que celles des analyses granulométriques (voir **Chapitre II.2**). Pour cela, une petite portion de sédiment a été prélevée à la surface avec la méthode « par grattage » décrite dans le **Chapitre II.1**. Les échantillons ont ensuite été analysés à l'aide d'un magnétomètre à champ de gradient alternatif (AGFM 2900) au LSCE. Il est composé d'un électroaimant avec au centre des pôles des petites bobines de champ alternatif. L'échantillon (ou le calibre) est placé sur la sonde faite d'une toute petite plaquette de Quartz au bout d'un tube contenant un piézomètre relié à l'électronique (**Figure II-18**).

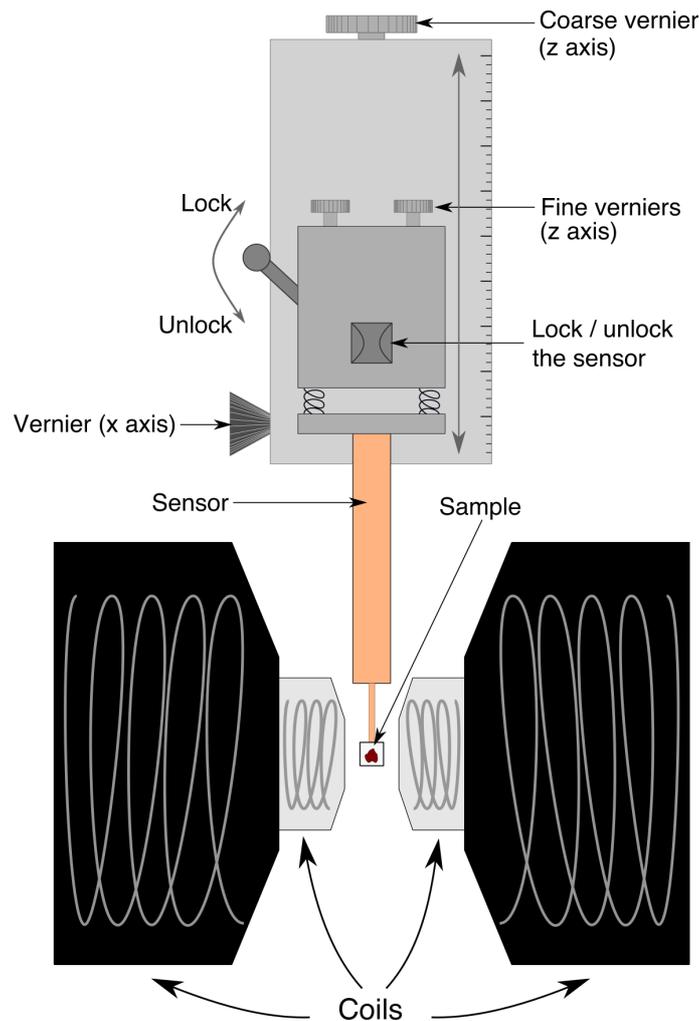


Figure II-18 : Schéma d'un magnétomètre à champ de gradient alternatif.

Pour définir la fréquence de résonance de l'échantillon (ou du calibre) et de la sonde, fréquence à laquelle le signal sera ensuite amplifié pour une meilleure détection, l'échantillon est tout d'abord descendu au centre de l'entrefer et un faible champ alternatif h ($h \ll H$) non homogène est superposé au champ continu H_{\max} (1 T dans notre cas) (**Figure II-18**). Cet « *autotune* » est obtenu automatiquement par le logiciel de mesure. L'échantillon étant déjà soumis pour cela à 1 T, on décrit ensuite la courbe d'hystérésis par l'application de champs décroissants jusqu'à -1 T puis croissants de nouveau jusqu'à 1 T. Cela est tout d'abord fait avec un calibre de valeur connue, puis les échantillons sont mesurés.

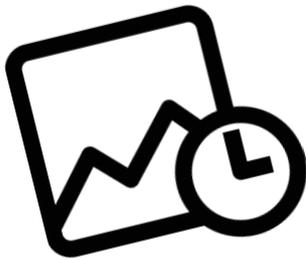
Le logiciel de mesure permet de corriger la pente paramagnétique à champ fort (*slope correction*) et de définir tous les paramètres décrits plus haut.

La détermination du champ coercitif rémanent (H_{cr}), est ensuite réalisée par une courbe de rémanence. Pour se faire, l'échantillon est saturé (M_{rs}), puis on décroît progressivement le champ par incrément (de 5 mT). A chaque incrément, le champ est annulé et la mesure est faite. La valeur du champ nécessaire pour annuler l'aimantation rémanente à saturation est le champ

coercitif rémanent. Si cette courbe de rémanence est poussée jusqu'à -1 T, le S-ratio peut aussi être défini.

J'ai réalisé ces analyses sur 275 et 318 échantillons, respectivement associés aux carottes MD03-2679 et MD03-2673. Le temps de mesure est d'environ 2 min pour les courbes d'hystérésis, et de plus de 5 min pour la mesure de rémanence. Avant chaque mesure, l'*autotune* doit être fait et une délicate opération est réalisée afin de poser l'échantillon sur la sonde (qui est extrêmement sensible et fragile).

Les résultats obtenus montrent des variations des rapports ARM/IRM d'un facteur 2 et correspondent d'après les mesures d'hystérésis à des grains en majorité pseudo-monodomaines. Ces variations seront interprétées en termes de variations environnementales (voir **Chapitre V**). Ces variations restant modérées, la susceptibilité magnétique, l'ARM et l'IRM peuvent être considérées comme étant liées de façon dominante à la concentration en magnétites. On normalise donc l'intensité de la NRM par ces trois paramètres. La similarité des trois normalisations pour chacune des carottes confirme ainsi le rôle dominant des variations de concentration dans la composition magnétique du sédiment. Ces normalisations permettent de définir l'intensité relative du champ magnétique terrestre (RPI) sans biais de variations environnementale affectant la composition du sédiment. Ces variations de RPI (nous avons choisi NRM/ARM) nous serviront pour établir le modèle d'âge des séquences étudiées (**Chapitre III**).



Chapitre III

Chronologies



Dans les études paléoclimatologiques, la construction de chronologies robustes d'archives climatiques est déterminante pour les interprétations qui en découlent. Il existe plusieurs manières d'aborder les relations profondeur-âge des archives sédimentaires.

La première et plus précise, consiste à calibrer des datations obtenues sur des courbes de références, bien contraintes chronologiquement par un grand nombre de données. En milieu marin, les datations par radiocarbone (^{14}C) des tests de foraminifères planctoniques à l'aide de spectromètres de masse par accélération (*Accelerator Mass Spectrometry*, AMS) sont largement utilisées pour les périodes d'âge inférieur à ~55 ka avec la dernière courbe de calibration « Marine20 » (Heaton et al., 2020). D'autres méthodes de datations peuvent être utilisées (datations U-Th, Ar-Ar), mais ne seront pas réalisées durant cette thèse car elles sont appliquées à d'autres supports (coraux, spéléothèmes, téphras...).

La seconde méthode, moins précise dans l'absolu, consiste à corrélérer des variations d'un enregistrement par rapport à un ou plusieurs autres qui servent de référence stratigraphique. En milieu marin, la corrélation des variations du $\delta^{18}\text{O}$ des foraminifères benthiques entre deux enregistrements est l'un des outils les plus utilisés. L'utilisation des variations de RPI (voir **Chapitre II.4**) sur une courbe de référence (ex : PISO-1500 ; Channell et al., 2009; GLOPIS75 ; Laj et al., 2004) ou un enregistrement considéré comme référence est également utilisé, parfois en complément du $\delta^{18}\text{O}$ des foraminifères benthiques. Enfin, à une échelle locale (région impactée par les mêmes processus environnementaux), il est également possible d'aligner plusieurs enregistrements entre eux à l'aide de traceurs environnementaux comme les propriétés physiques (ex : densité, susceptibilité magnétique, couleur) ou géochimiques (ex : rapport Ca/Ti) du sédiment.

Quoiqu'il en soit, ces méthodes de chronologie (datations) ou stratigraphie (alignement à un enregistrement de référence) sont associées à des incertitudes d'âge en une profondeur donnée. Entre deux points de rattachement (couples âge-profondeur), il y a une interprétation (la plupart du temps linéaire) des taux de sédimentation et donc, des âges obtenus. Il est donc convenable de dire que ces chronologies sont des interprétations qui se rapprochent de l'âge réel de dépôt, dont la précision dépend grandement du nombre et de la robustesse des couples âge-profondeur utilisés (Telford et al., 2004; Trachsel and Telford, 2017; Lacourse and Gajewski, 2020). L'âge des courbes de références pouvant changer (évolution des méthodes de mesures, ajouts de nouvelles données etc.), il est nécessaire de fournir les points d'ancrage (ou valeurs de datation avant calibration) originaux pour chaque séquence sédimentaire, afin de pouvoir faire évoluer les chronologies.

Durant cette thèse, les chronologies des carottes étudiées ont été réalisées en combinant les datations radiocarbone, l'alignement des variations de RPI et de celles que des propriétés magnétiques et géochimiques avec celles d'un enregistrement de référence.

III.1. Stratégie des chronologies

Nous avons pu mettre en évidence au **Chapitre I** l'importance des interactions entre les différentes composantes du climat. En paléoclimatologie, la difficulté est donc de définir une chronologie robuste permettant d'étudier l'évolution de variables du climat, notamment enregistrées dans différentes archives climatiques. Dans le bassin nord-atlantique, plusieurs enregistrements disposent de données de RPI et/ou de $\delta^{18}\text{O}$ des foraminifères benthiques, alignés dans la majorité des cas sur l'échelle d'âge LR04 (Lisiecki and Raymo, 2005). Cependant, cette chronologie possède une incertitude de ± 4 ka (Lisiecki and Raymo, 2005) et ne permet donc pas une comparaison précise avec d'autres archives climatiques. Une autre option serait d'utiliser des enregistrements de SST, alignés sur les variations de température de l'air du Groenland (ex : Govin et al., 2012) basées sur une chronologie de carottes de glace, comme AICC2012, la plus récente¹ (Bazin et al., 2013; Veres et al., 2013). Cependant, les mesures de ces variations ne remontent que jusque ~ 129 ka (NGRIP members, 2004; NEEM community members, 2013) et les corrélations SST – température du Groenland ne peuvent se faire au-delà de cette date. Bien que les données de températures du Groenland soient inexistantes au-delà du LIG, Barker et al. (2011) ont produit une courbe synthétique des variations de températures du Groenland (GL_T_{syn}) couvrant les derniers 800 ka. Afin de décrire pas à pas le développement de cette courbe synthétique, pour laquelle peu d'informations sont données par les auteurs, j'ai refait moi-même² (Figure III-1) les traitements analytiques utilisés par Barker et al. (2011) sur la période (0 – 400 ka).

¹ Une nouvelle chronologie est actuellement en cours de développement (thèse de Marie Bouchet, LSCE) et permettra de meilleures comparaisons entre les enregistrements des carottes de glace, des carottes marines et des enregistrements continentaux.

² Les valeurs obtenues peuvent différer des originales de Barker et al. (2011), au vu des changements de moyennes et écart-types pour la période concernée (0 – 400 ka) et de la sélection du $\delta^{18}\text{O}$ de NGRIP et non de GISP2 pour cet exemple.

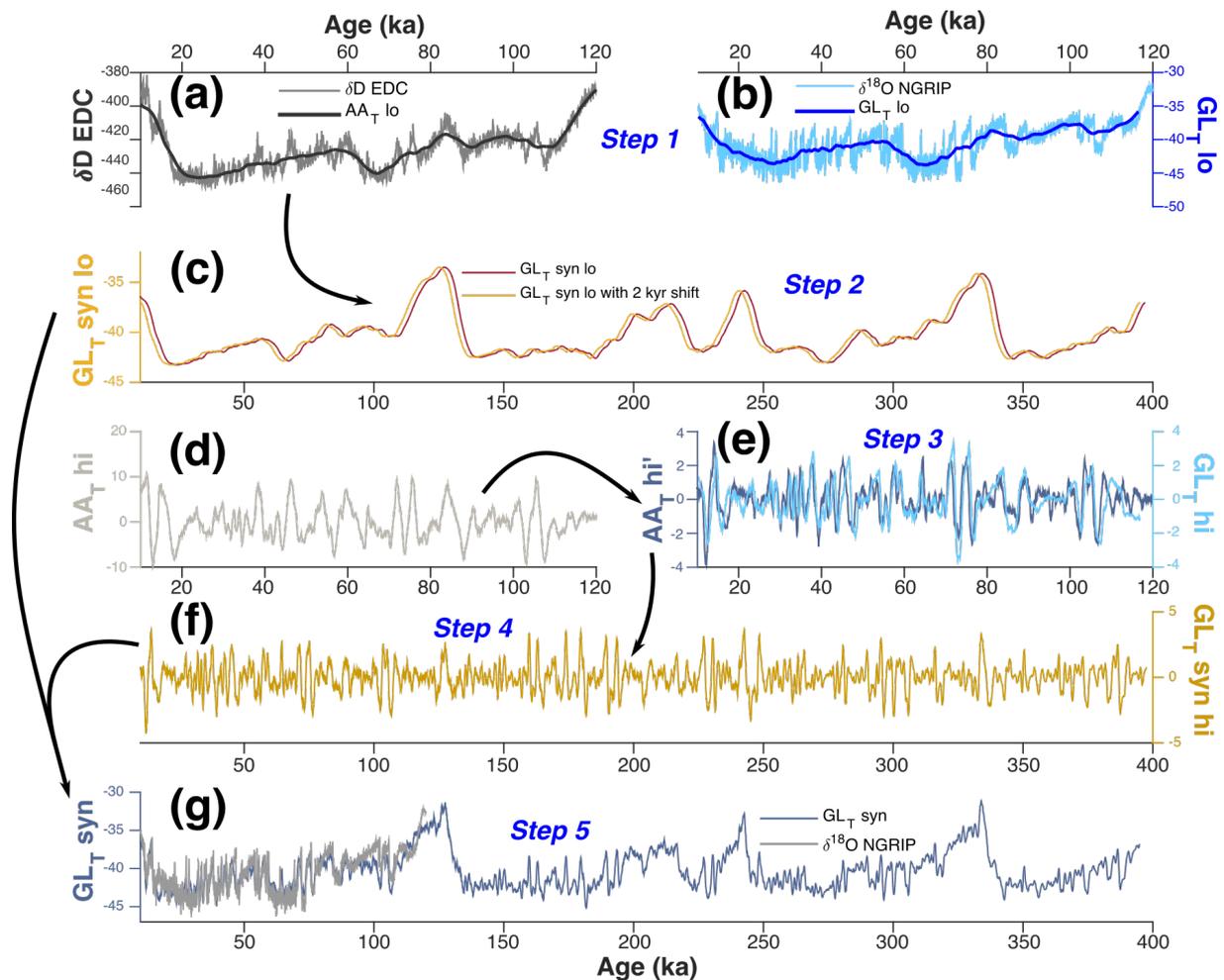


Figure III-1 : Étapes de la création de la courbe synthétique de température du Groenland, d'après [Barker et al. \(2011\)](#). (a) δD (‰) de la carotte EDC ([Jouzel et al., 2007](#)) et AA_{T_lo} ; (b) $\delta^{18}O$ (‰) de la carotte NGRIP ([NGRIP members, 2004](#)) et GL_{T_lo} ; (c) $GL_{T_syn_lo}$ (‰) avec (orange) et sans (rouge) décalage de 2 ka lié à la bascule bipolaire ; (d) anomalies de température Antarctique AA_{T_hi} ($\Delta\%$) ; (e) anomalies de température du Groenland GL_{T_hi} ($\Delta\%$; bleu clair) et dérivée de AA_{T_hi} ($\Delta\%.ka^{-1}$; bleu foncé) ; (f) $GL_{T_syn_hi}$ ($\Delta\%$) produit par mise à l'échelle de AA_{T_hi} ; (g) courbe synthétique de température du Groenland GL_{T_syn} (‰; violet) comparée à l'enregistrement de $\delta^{18}O$ (‰; gris) de la carotte NGRIP ([NGRIP members, 2004](#)). A noter que tous les enregistrements sont représentés en échelle d'âge AICC2012 ([Bazin et al., 2013](#); [Veres et al., 2013](#)).

Les auteurs ont tout d'abord mis sur une même échelle d'âge les enregistrements des carottes de glace des deux hémisphères, en alignant les variations de méthane, synchrones entre les hémisphères Nord et Sud ([Barker et al., 2011](#)). La courbe finale, GL_{T_syn} , est une courbe dérivée du signal de températures de surface en Antarctique enregistré par le δD ([Jouzel et al., 2007](#)), prenant en compte l'effet de bascule bipolaire. La première étape (*step 1*) consiste à définir la tendance « orbitale » des températures en appliquant un lissage (moyenne glissante) de 7 ka sur les enregistrements de δD de l'Antarctique ([Jouzel et al., 2007](#)) et $\delta^{18}O$ du Groenland ([NGRIP members, 2004](#)) afin de créer respectivement les enregistrements à basse fréquence (« lo ») AA_{T_lo} et GL_{T_lo} sur les derniers 120 ka (**Figure III-1a-b**). [Barker et al. \(2011\)](#) ont

alors observé que cette tendance orbitale était la même pour les deux hémisphères, avec cependant une avance de 2 ka de ces variations dans l'hémisphère Sud. Ils ont alors fait l'hypothèse que les variations de température de l'hémisphère Nord à l'échelle orbitale sont représentées par celles de l'hémisphère Sud au cours des derniers 800 ka, avec un décalage de 2 ka vers des âges plus jeunes. Ils ont ensuite additionné la moyenne de GL_T_lo (de 0 à 120 ka) d'une part, et le signal AA_T_lo sur 800 ka (normalisé en soustrayant sa moyenne et divisant par son écart-type) d'autre part, puis multiplié par l'écart-type de GL_T_lo . En appliquant un décalage de 2 ka (*step 2*), [Barker et al. \(2011\)](#) ont ainsi pu produire une courbe synthétique ($GL_T_syn_lo$) des variations à long-terme des températures ($\delta^{18}O$) du Groenland sur 800 ka (**Figure III-1c**). Ils ont ensuite soustrait les signaux basses fréquences AA_T_lo et GL_T_lo aux enregistrements initiaux de δD antarctique et $\delta^{18}O$ groenlandais. Le résultat a produit respectivement les enregistrements AA_T_hi et GL_T_hi (**Figure III-1d-e**), représentant une anomalie de températures à haute fréquence (« hi ») par rapport à la tendance « orbitale » (issue du lissage initial de 7 ka). [Barker et al. \(2011\)](#) ont ensuite observé une forte ressemblance entre la dérivée de 1^{er} ordre de AA_T_hi (appelée AA_T_hi') et la courbe d'anomalies de températures au Groenland GL_T_hi (*step 3* ; **Figure III-1e**). Ainsi (*step 4*), après avoir mis l'enregistrement AA_T_hi' à l'échelle du signal GL_T_hi (avec la même méthode que pour la création de GL_T_lo), ils ont utilisé cet enregistrement AA_T_hi' pour produire une courbe synthétique des anomalies de températures du Groenland ($GL_T_syn_hi$; **Figure III-1f**) sur 800 ka. Comme la somme de GL_T_hi et GL_T_lo est égale aux données de $\delta^{18}O$ de NGRIP sur les derniers 120 ka, [Barker et al. \(2011\)](#) ont enfin (*step 5*) additionné $GL_T_syn_hi$ et $GL_T_syn_lo$ afin de produire une courbe synthétique des températures (GL_T_syn) au cours des derniers 800 ka (**Figure III-1g**).

Quatre ans plus tard [Barker et al. \(2015\)](#) ont publié des enregistrements de comptage de l'espèce de foraminifère planctonique polaire *N. pachyderma* (appelé ci-après NPS) et d'IRD du forage ODP-983 situé sur le Gardar Drift. La proportion de NPS parmi les foraminifères planctoniques est inversement proportionnelle (relation linéaire entre 10 et 90 % de NPS) aux températures océaniques de surface (ex : [Bond et al., 1993](#); [Govin et al., 2012](#); [Waelbroeck et al., 2019](#)). Ces enregistrements ont permis à [Barker et al. \(2015\)](#) de réviser le modèle d'âge du site ODP-983. Pour ce faire, ils ont associé les événements de réchauffements rapides enregistrés par les NPS% (aussi marqués par l'arrêt des apports d'IRD en Atlantique Nord) à ceux détectés par la courbe synthétique des anomalies de températures du Groenland ($GL_T_syn_hi$). Afin d'améliorer la précision de leur modèle d'âge, ils ont également aligné les différentes hausses de la fraction grossière (pourcentage de grains de tailles supérieures à

63 μm) aux périodes de refroidissements identifiées par la courbe $GL_T_syn_hi$. Cette méthode complémentaire est basée sur l'hypothèse que durant les périodes froides, moins de sédiments fins transportés par l'ISOW arrivent jusqu'au site de ODP-983, ce qui augmente le pourcentage de fraction grossière durant les périodes « *stadials* » (Barker et al., 2015).

L'ODP-983 disposant également d'un enregistrement de RPI et des propriétés magnétiques du sédiment (Channell et al., 2013), j'ai décidé d'aligner les enregistrements de RPI et de propriétés magnétiques des trois carottes étudiées durant cette thèse à ceux de l'ODP-983 (rattachés à la chronologie AICC2012 de Barker et al., 2015), considéré dans cette thèse comme référence stratigraphique. L'avantage d'utiliser cet enregistrement de référence est qu'il est principalement basé sur la courbe des variations de températures synthétique de Barker et al. (2011) et dispose donc d'une chronologie de carottes de glace, permettant une corrélation directe avec les traceurs mesurés dans celles-ci.

III.2. Chronologies des carottes étudiées

III.2.1. Construction des composites des couples CASQ-Calypso

Lors de la campagne P.I.C.A.S.S.O., des séquences composites CASQ/CALYPSO ont été réalisées en utilisant les propriétés physiques des sédiments, mesurées directement sur le bateau (Laj, 2003). De nouvelles mesures de magnétisme et de géochimie élémentaire en laboratoire (voir **Chapitre II.3 et 4**) ont ensuite été réalisées et m'ont servi pour affiner la construction de ces séquences.

La géochimie élémentaire des carottes CASQ a été analysée par Thomas Richter en 2004 (communication personnelle), et les propriétés magnétiques par Kissel et al. (2009). Pour réaliser ces courbes composites, j'ai utilisé le rapport $\ln(\text{Ca}/\text{Ti})$ et la susceptibilité magnétique de chaque couple de carottes CASQ-Calypso (**Figure III-2**). Les corrélations entre les deux montrent l'effet du rebond élastique du câble sur les carottes Calypso (voir **Chapitre II.1**). Les séquences composites étudiées en magnétisme et les datations radiocarbone obtenues sur carottes CASQ ont ensuite été transférées en profondeur Calypso. Ces courbes composites ont servi dans cette thèse à obtenir les données de propriétés magnétiques « propres », dont le signal est souvent détérioré sur les carottes Calypso dû au pistonage (voir **Chapitre II.1**). Ainsi, pour les couples de carottes MD03-2673-74Cq, MD03-2679-80Cq et MD03-2685-84Cq, les carottes CASQ couvrent respectivement 18 m, 15.11 m et 11.17 m des carottes Calypso.

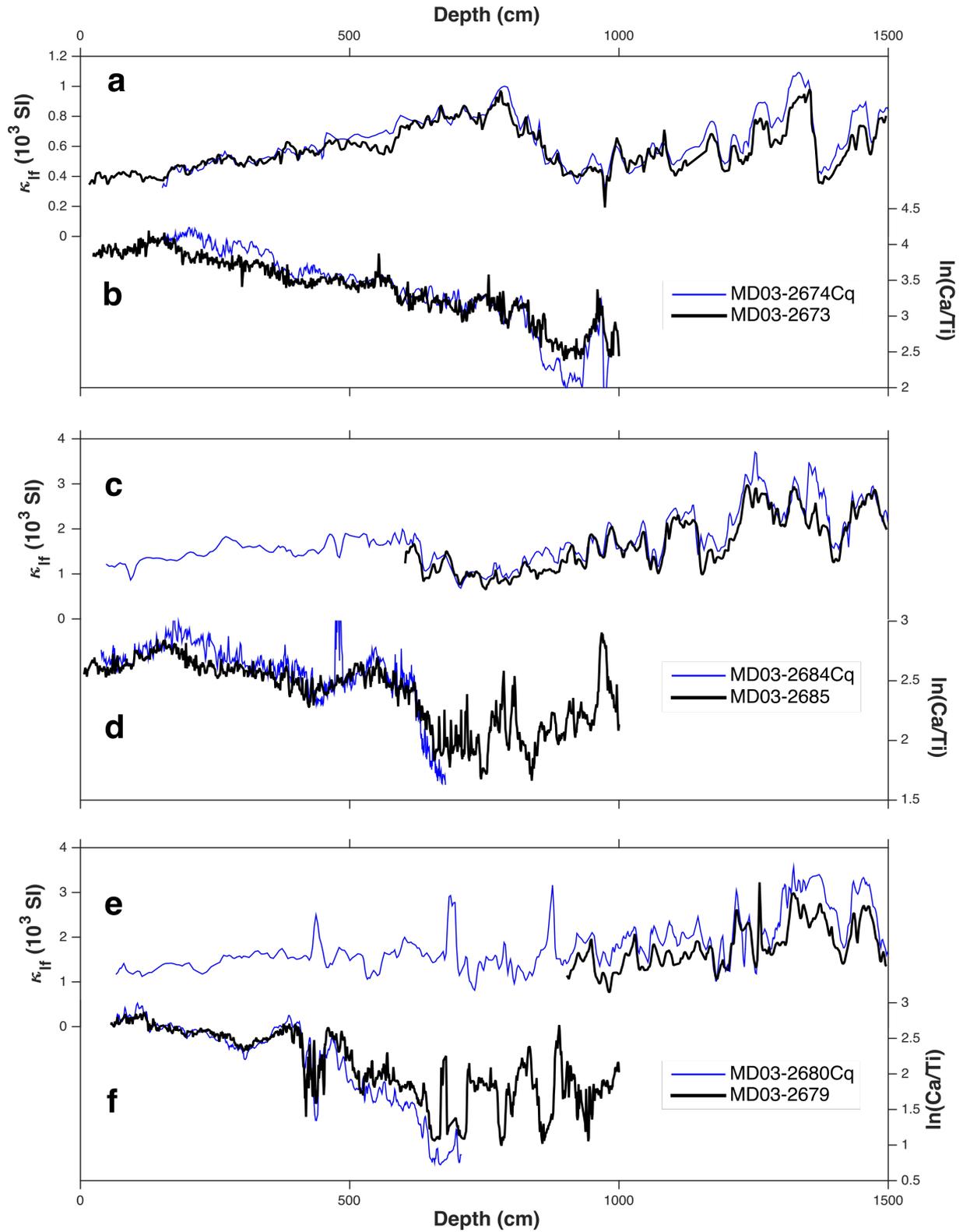


Figure III-2 : Résultat des corrélations CASQ-Calypto des trois carottes étudiées. Corrélation avec la susceptibilité magnétique en champ faible (a, c, e) et le rapport géochimique $\ln(\text{Ca}/\text{Ti})$ pour les couples de carottes (a, b) MD03-2673-74Cq, (c, d) MD03-2685-84Cq et (e, f) MD03-2679-80Cq.

III.2.2. Construction des chronologies

La majorité des résultats (en âge) seront présentés dans ce manuscrit avec une chronologie AICC2012 (Bazin et al., 2013; Veres et al., 2013). Les valeurs d'âge seront exprimées en milliers d'années (ka) *before present* ou BP (0 BP = an 1950 de l'ère commune). Les premiers 41 ka sont contraints par des dates absolues, notamment par des datations au radiocarbone réalisées sur des foraminifères planctoniques et par l'excursion géomagnétique du Laschamp vers 41 ka. Les périodes plus lointaines ont été alignées en utilisant les RPI, la κ_{IF} ou le rapport $\ln(\text{Ca}/\text{Fe})$ à l'aide du logiciel AnalySeries 2.0.5.2 (Paillard et al., 1996) en utilisant les enregistrements du site ODP-983 comme références en Atlantique Nord subpolaire, qui dispose d'une chronologie sur AICC2012 (Barker et al., 2015).

La chronologie de la première période (0 – 41 ka) est basée sur des datations radiocarbones AMS (Tableau III-1) obtenues à Gif-sur-Yvette (France) et Poznan (Pologne), avant et/ou pendant cette thèse sur les carottes CASQ MD03-2674Q (5 dates jusqu'à 10 ka) et MD03-2680Q (9 dates jusqu'à 36 ka). Ces datations ont été transférées en âges calendaires en utilisant la courbe de calibration Marine20 (Heaton et al., 2020) avec un âge réservoir $\Delta R = 0$.

Tableau III-1 : Dates radiocarbone AMS ^{14}C et calibrations utilisées dans cette étude. Les codes de laboratoire indiqués par « SacA-... » sont associés aux mesures réalisées à Gif-sur-Yvette. Les autres sont associés aux mesures faites à Poznan (Pologne). Une partie de ces mesures ont été réalisées par Kissel et al. (2009) et sont indiquées par des « * ».

Lab code	Core	Depth CASQ (cm)	Depth Calypso (cm)	Material	^{14}C age BP	Erro r	Age cal BP Marine20	2 σ Marine20	1 σ Marine20
Poz-10855	MD03-2679-80Q	0	60	<i>G. bulloides</i>	760*	30	215	331	152
Poz-10775	MD03-2679-80Q	83	243	<i>G. bulloides</i>	4860**	35	4943	379	194
Poz-10857	MD03-2679-80Q	171	441	<i>G. bulloides</i>	7800*	40	8081	311	151
SacA-68752	MD03-2679-80Q	215	528	<i>G. bulloides</i>	12855	40	14477	604	335
Poz-10858	MD03-2679-80Q	247	580	<i>G. bulloides</i>	17100* *	90	19737	628	318
SacA-68753	MD03-2679-80Q	373	746	<i>N. pachyderma</i> senestre	24430	110	27717	608	262
SacA-68754	MD03-2679-80Q	439	825	<i>N. pachyderma</i> senestre	29010	180	30460	1165	656
SacA-68755	MD03-2679-80Q	502	899	<i>N. pachyderma</i> senestre	32070	260	35691	1059	557
SacA-68756	MD03-2679-80Q	530	929	<i>G. bulloides</i>	32870	280	36523	1288	625

Poz-10769	MD03-2673-74Q	0	3	<i>G. bulloides</i>	1120*	30	548	215	112
Poz-10770	MD03-2673-74Q	122	304	<i>G. bulloides</i>	3910**	40	3713	360	183
Poz-10849	MD03-2673-74Q	146	359	<i>G. bulloides</i>	5690**	60	5890	422	207
Poz-10771	MD03-2673-74Q	202	566	<i>G. bulloides</i>	7520**	40	7797	292	158
Poz-10773	MD03-2673-74Q	345	790	<i>G. bulloides</i>	9440*	50	10112	389	188

*Data from Kissel et al. (2009).

**Data unpublished but realized by Kissel et al. (2009).

The dates labeled Poz-# and SacA-# were obtained at Poznan (Poland) and at Gif-sur-Yvette (France).

Les trois carottes étudiées durant cette thèse enregistrent l'excursion géomagnétique du Laschamp vers 41 ka. Laj et al., (2014) datent cet évènement à 40.7 ± 1 ka sur la base de datations K/Ar et Ar/Ar ainsi qu'à l'aide de corrélations d'évènements climatiques rapides (D-O) tels qu'enregistrés par des archives proches du Groenland. Lascu et al. (2016) enregistrent également cette excursion datée à 41.1 ± 0.35 ka par trois datations U-Th sur des stalactites du Minnesota. Plus généralement, dans les sédiments marins, cet évènement est identifié aux alentours de 41 ka (Channell et al., 2020). J'ai choisi d'utiliser ce marqueur chronologique pour les trois carottes avec l'estimation d'âge de Lascu et al. (2016).

J'ai donc réalisé un premier modèle d'âge Bayésien sur la période 0 – 41 ka de la carotte MD03-2679 à l'aide du GUI Matlab « Undatable » (Lougheed and Obrochta, 2019), allant jusqu'à l'excursion du Laschamp. Les intervalles (sans dates ^{14}C) allant de 10 à 41 ka de la carotte MD03-2673-74Q et de 0 à 41 ka de la carotte MD03-2685-84Q ont ensuite été alignés sur la carotte MD03-2679-80Q qui est la mieux contrainte par datation AMS pour cet intervalle de temps, en utilisant les variations du rapport géochimique $\ln(\text{Ca}/\text{Ti})^3$ et de κ_{lf} .

La chronologie de référence de la seconde période (> 41 ka) utilisée durant cette thèse est celle du forage du site ODP-983, avec un modèle d'âge révisé et aligné sur la chronologie de carottes de glace AICC2012 (Barker et al., 2015). En premier lieu, j'ai défini des points de corrélation entre la carotte MD03-2685 et le forage ODP-983 en utilisant les variations (maxima, minima, et/ou demi-pentes) de susceptibilité magnétique (κ_{lf}) et RPI (exemple en **Figure III-3**). Une fois les points d'ancrage de la carotte MD03-2685 bien définis, un modèle

³ Le rapport géochimique $\ln(\text{Ca}/\text{Ti})$ est fréquemment utilisé afin de décrire la composition du matériel sédimentaire. Le Ca (ou Sr) est fortement associé, en milieu marin ouvert, aux apports de matériel biogène alors que le Ti est fortement associé aux particules terrigènes (comme le K, Al ou Fe). Ainsi, un fort taux du rapport $\ln(\text{Ca}/\text{Ti})$ est associé à une forte production biologique avec un plus faible apport de particule terrigène et inversement pour un taux faible.

d'âge Bayésien a été réalisé à l'aide du GUI Matlab « *Undatable* » (Lougheed and Obrochta, 2019). Ce logiciel permet de (1) créer un modèle âge – profondeur basé sur les incertitudes de profondeur (0.5 cm en moyenne sur la profondeur) et d'âge (1000 ans sur les *tie points*) et (2) garder une incertitude sur les taux de sédimentation, en intégrant les incertitudes de profondeur et d'accumulation de sédiments.

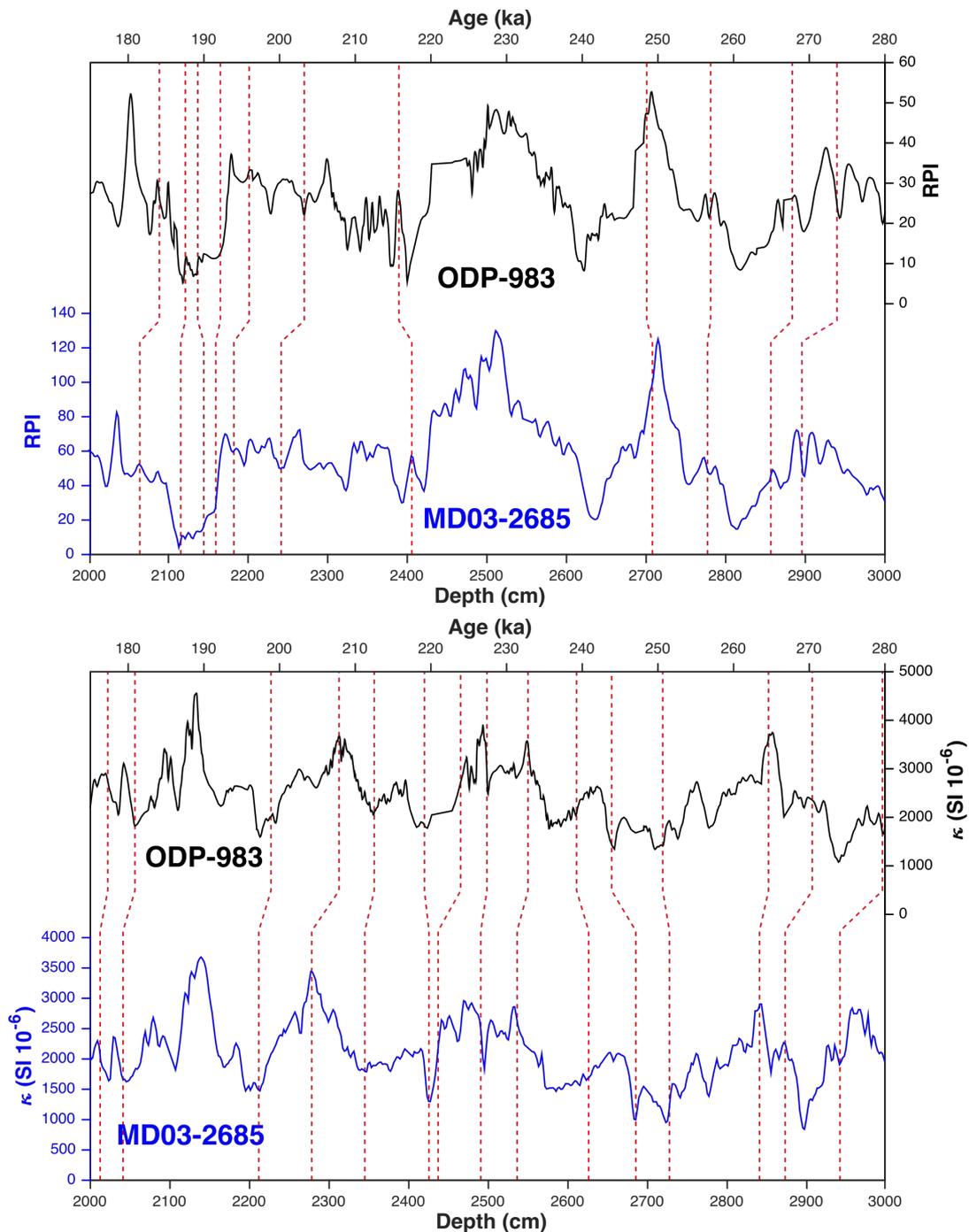


Figure III-3 : Exemple de définition des points d'ancrages entre la carotte MD03-2685 et le forage ODP-983. Variations des RPI du champ magnétique terrestre (haut) et des valeurs de susceptibilité magnétique (bas). La période 175-280 ka a été utilisée comme exemple pour une meilleure lisibilité.

Une fois ce modèle d'âge réalisé, j'ai choisi de prendre les enregistrements de susceptibilité magnétique (κ_{lf}) et de RPI de la carotte MD03-2685 comme référence stratigraphique plutôt que ceux de l'ODP-983 en y ajoutant les données du rapport géochimique $\ln(\text{Ca}/\text{Fe})$ de la carotte MD03-2685 (non disponibles sur l'ODP-983) pour définir des points d'ancrage profondeur-âge pour les deux autres carottes. Les variations de ces trois traceurs ont ainsi été alignés (pics et/ou demi-pente), puis l'ensemble des datations/points âge-profondeur a été utilisé pour créer un modèle d'âge Bayésien avec le logiciel *Undatable* (Lougheed and Obrochta, 2019).

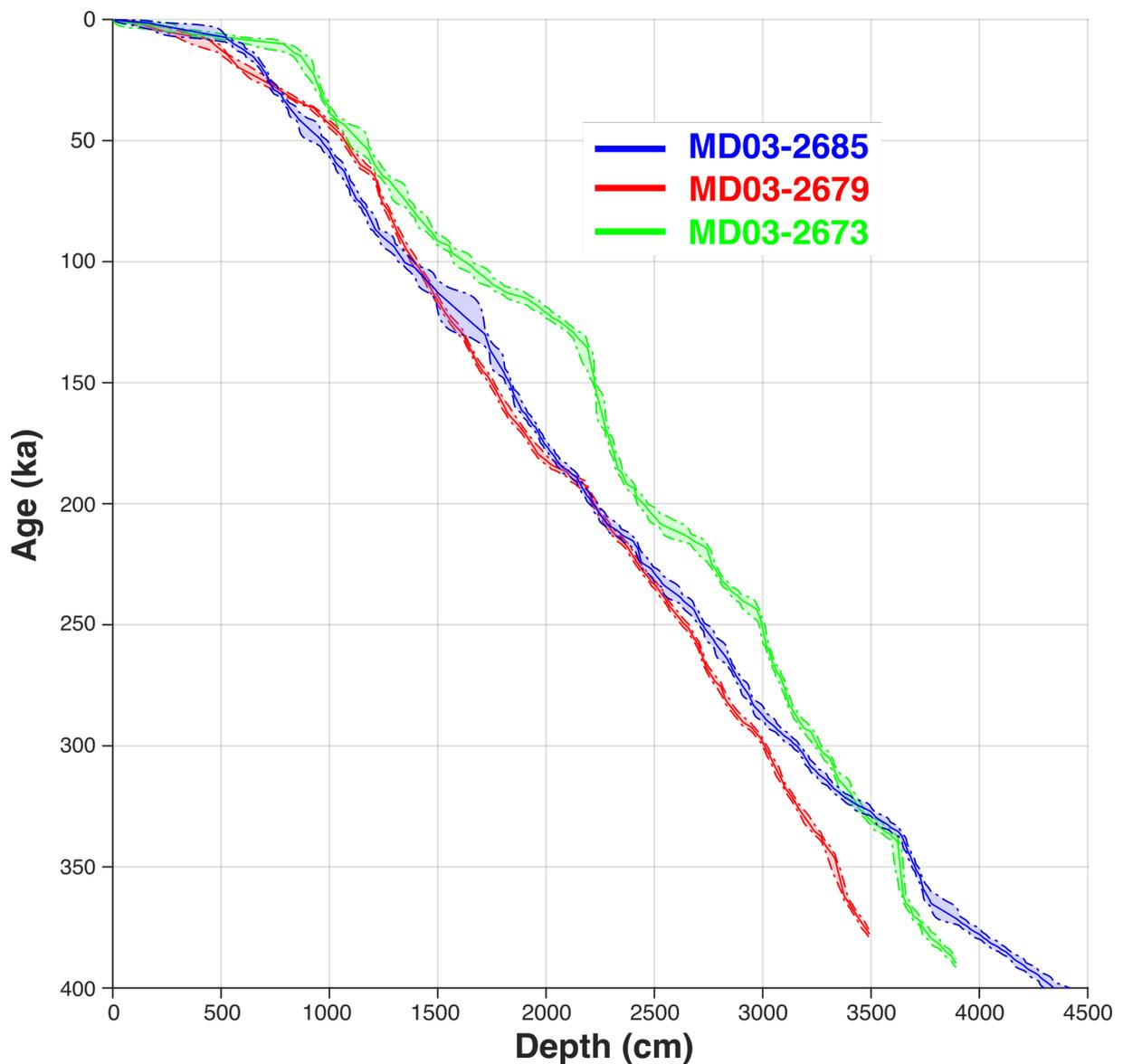


Figure III-4 : Modèles Bayésiens âge-profondeur des trois carottes étudiées durant cette thèse. L'enveloppe correspond à l'intervalle de confiance (95 %). Courbe bleue = MD03-2685-84Q ; Courbe rouge = MD03-2679-80Q ; Courbe verte = MD03-2673-74Q.

Les trois modèles d'âge (**Figure III-4**) ont été réalisés avec 10^5 itérations, incluant un *bootstrap* (servant à disperser les incertitudes entre profondeur et âge) de 10 et un *xfactor* (incertitudes sur le taux d'accumulation sédimentaire) de 0.3 (Lougheed and Obrochta, 2019). Nous pouvons donc travailler désormais sur des archives sédimentaires ayant des modèles d'âges alignés sur la chronologie des carottes de glace AICC2012 *via* la chronologies de l'ODP-983 proposée par Barker et al. (2015). A noter que ces chronologies pourraient être transférées vers une autre chronologie de référence, LR04 ou absolue (spéléothèmes).

Afin d'évaluer la robustesse des modèles d'âge des trois carottes, j'ai comparé les dates auxquelles les RPI des trois carottes enregistrent des excursions géomagnétiques (baisse rapide de l'intensité du champ magnétique enregistrée par les RPI), à celles bien référencées (ex : Channell et al., 2020 et références dans l'article). Les excursions géomagnétiques sont des évènements courts pendant lesquels une diminution notable de l'intensité du champ magnétique est observée, associée à un changement significatif (au-delà de la variation séculaire) de la direction. Les excursions doivent être reconnues globalement. Ici, nous les remarquons par la baisse de RPI. L'évènement du Blake est observé à ~114.8 ka (**Figure III-5a**) en cohérence avec d'autres études, estimant à ~115 ka cet évènement dans les sédiments marins (Channell et al., 2020). Une autre excursion magnétique, l'*Iceland Basin*, visible dans les trois carottes, semble durer de ~190 à 187 ka, ce qui est cohérent avec la date estimée de l'évènement ainsi que sa durée (3 ka autour de 188 ka ; Channell et al., 2020). Les *Pringle Falls*, deux excursions magnétiques assez peu documentées, sont également enregistrées dans les trois carottes (**Figure III-6a**). Ces deux évènements sont identifiés vers 215 et 238 ka dans les sédiments marins (Channell et al., 2020). Cependant, ils sont visibles respectivement vers ~218 et ~240 ka dans les carottes étudiées. Ce léger décalage peut être dû au modèle d'âge utilisé entre les différentes chronologies utilisées par Channell et al. (2020) et celle de l'ODP-983 (Barker et al., 2015). Enfin, la dernière excursion magnétique observée (*Portuguese Orphan*, Channell et al., 2020) est enregistrée dans les trois carottes à ~288.5 ka (**Figure III-6a**) et généralement vers 286 ka dans les sédiments marins (Channell et al., 2020). Ainsi, les dates excursions géomagnétiques semblent être en accord avec celles décrites dans la littérature, suggérant que les modèles d'âge des trois carottes étudiées sont cohérents.

La construction des modèles d'âge a également permis de mettre en évidence d'autres marqueurs chronologiques régionaux selon les traceurs. Par exemple, les trois carottes enregistrent une chute des valeurs du rapport géochimique $\ln(\text{Ca}/\text{Fe})$ vers ~63, ~134 et ~337 ka, indiquant un changement du rapport du contenu biogène/terrigène (**Figure III-5d** et **Figure**

III-6d). Deux évènements de fortes diminutions des valeurs de susceptibilité magnétique sont visibles à ~ 337 et ~ 365 ka (**Figure III-6b**) sur l'ensemble des enregistrements des carottes étudiées et de l'ODP-983. Ces chutes des propriétés magnétiques pourront constituer de nouveaux marqueurs chronologiques du MIS 10 et de la T-IV dans les archives de la zone étudiée.

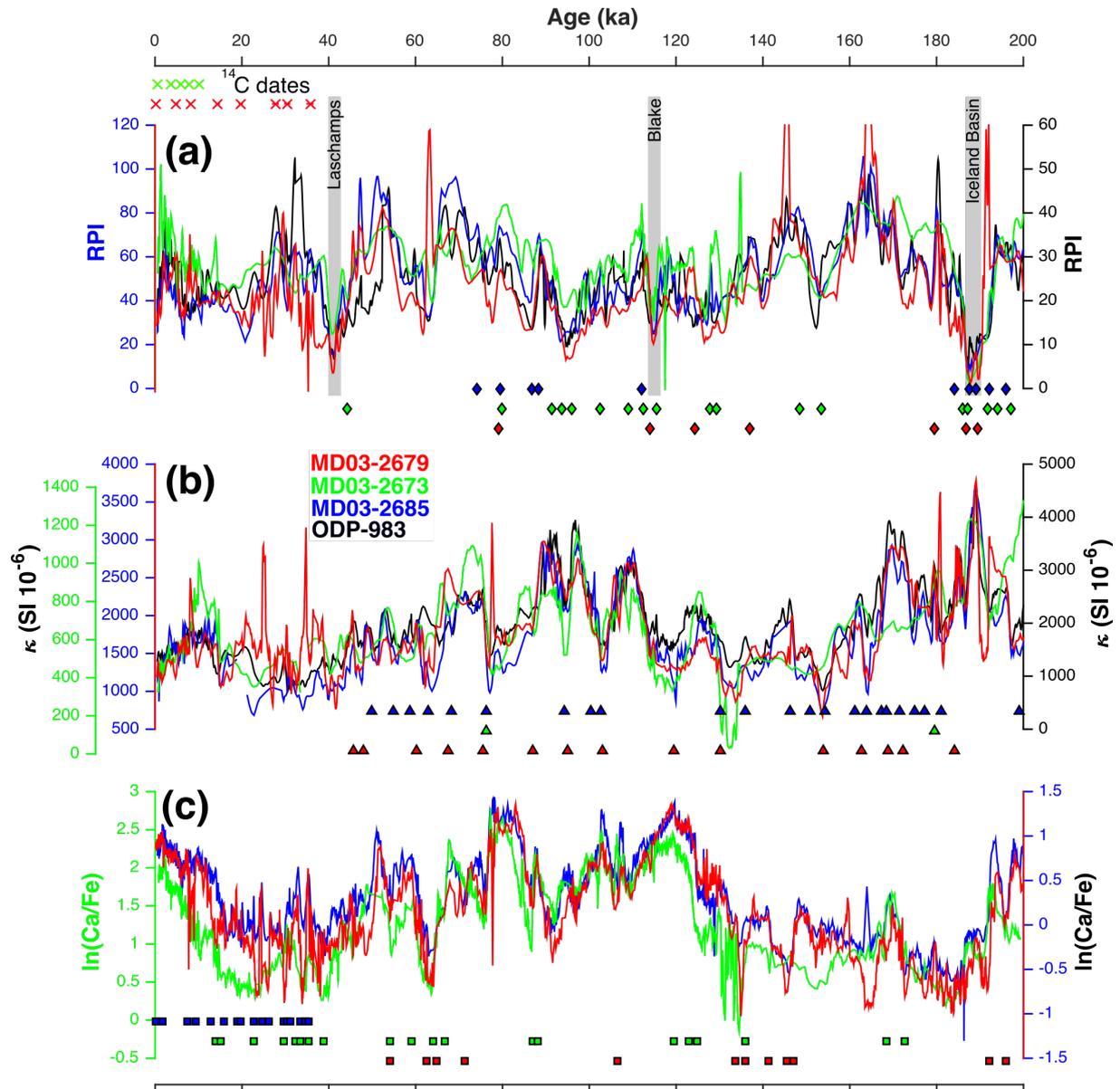


Figure III-5 : Comparaisons des différents enregistrements utilisés pour les corrélations entre les carottes étudiées durant ma thèse et le site ODP-983 pour la période 0-200 ka. (a) Paléo-intensité relative du champ magnétique terrestre ; (b) susceptibilité magnétique ; (c) $\ln(\text{Ca}/\text{Fe})$. Courbes rouges = MD03-2679 ; courbes vertes = MD03-2673 ; courbes bleues = MD03-2685 ; courbes noires = ODP-983 de Channell et al. (2013) avec le modèle d'âge de Barker et al. (2015) aligné sur AICC2012 (Bazin et al., 2013; Veres et al., 2013). Les différents points sous chaque courbe indiquent les tie-points et datations utilisés, représentés par des couleurs différentes selon le même code couleur que les courbes. Les croix (haut) font référence aux datations au radiocarbone ; les diamants aux points d'ancrages réalisés à l'aide des variations de RPI ; les triangles sont associés aux variations de susceptibilité magnétique κ_{LF} ; les carrés sont associés aux points d'ancrages réalisés avec les

variations du rapport géochimique $\ln(\text{Ca}/\text{Fe})$. Les bandes grises (a) représente les excursions magnétiques enregistrées par les 4 carottes.

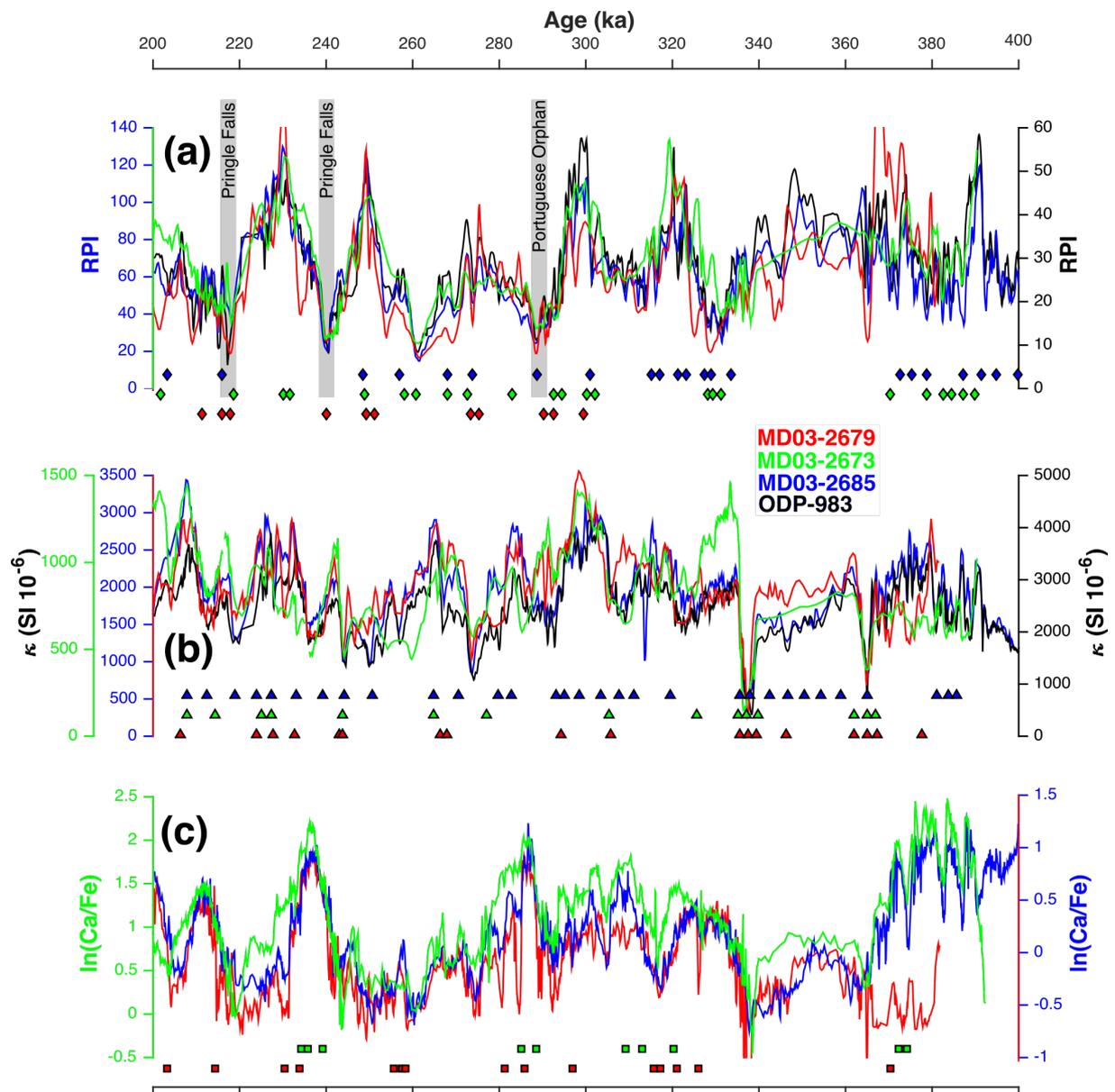


Figure III-6 : Même légende que la Figure III-5 pour la période 200 – 400 ka.

II.2.3. Interprétation des taux de sédimentation

Les enregistrements des trois carottes étudiées et ceux de l'ODP-983 sont maintenant alignés sur une seule et même chronologie (Figure III-5 et Figure III-6), basée sur la chronologie des carottes de glace AICC2012 (Bazin et al., 2013; Veres et al., 2013). Cette étape, indispensable pour interpréter des changements paléocéanographiques, permet également d'obtenir des informations supplémentaires à l'aide des variations des taux de sédimentation

(Figure III-7). En effet, nous avons vu dans le **Chapitre I** que l'ISOW apporte plus de sédiments d'origine basaltique lors d'une intensification du courant (Kissel et al., 1999, 2009, 2013; Ballini et al., 2006; Grützner and Higgins, 2010), qui se traduit par une hausse des taux de sédimentation. Barker et al. (2015) observent également des taux de sédimentation de l'ODP-983 supérieurs lors des GI des événements climatiques rapides, probablement associés à une vitesse supérieure de l'ISOW (par exemple durant le MIS 3 : Kissel et al., 1999; Ballini et al., 2006; Wary et al., 2016).

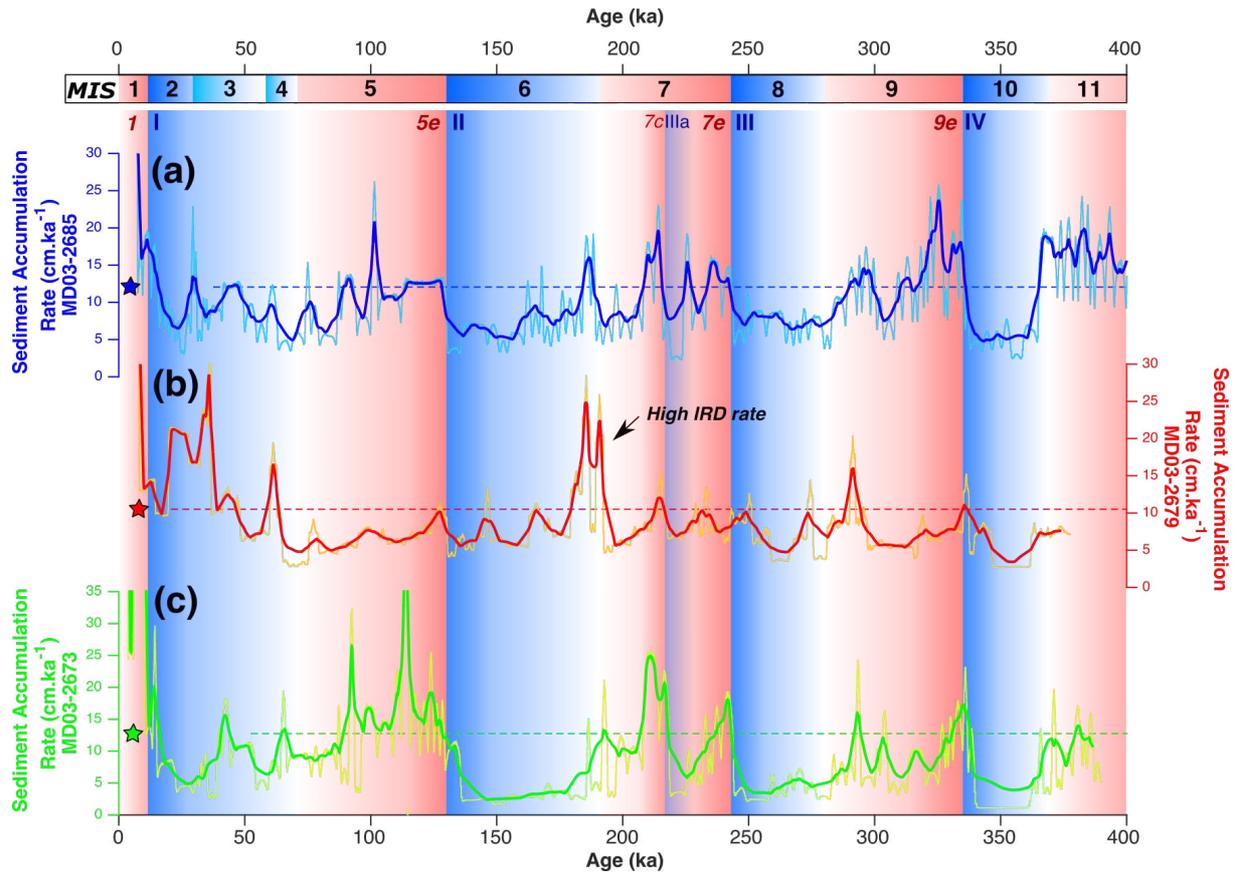


Figure III-7 : Taux d'accumulation de sédiment (cm.k^{-1}) calculés par le GUI Matlab « Undatable » (Lougheed and Obrochta, 2019). (a) Carotte MD03-2685, (b) carotte MD03-2679 et (c) carotte MD03-2673. Les deux courbes par carottes représentent les données brutes (courbes fines) et lissées sur 50 cm (courbes en gras). Les lignes en pointillés et les étoiles représentent le taux d'accumulation de sédiment moyen sur la période couverte par la partie de la carotte Calypso non-pistonnée.

Les taux moyens d'accumulation sédimentaire (*Sediment Accumulation Rate*, SAR) des trois carottes sur les périodes couvertes par les Calypso (sans déformation des taux de sédimentation due à la technique de carottage ; voir **Chapitre II.1**) sont tous supérieurs à 10 cm.k^{-1} et présentent de grandes variabilités. La carotte MD03-2679 a des valeurs de SAR (Figure III-7b) oscillant principalement entre 5 et 13 cm.k^{-1} avec quelques hausses très fortes. Les SAR des carottes MD03-2673 et MD03-2685 (Figure III-7a et c) montrent une grande

variabilité à l'échelle glaciaire-interglaciaire. Dans ces deux archives, les valeurs de SAR sont toujours supérieures en périodes interglaciaires qu'en périodes glaciaires. L'amplitude des changements est plus prononcée dans la carotte MD03-2673, plus profonde et plus éloignée de la source que la MD03-2685, avec des valeurs de 1 à 5 cm.ka⁻¹ en périodes glaciaires et supérieures à 12 cm.ka⁻¹ en périodes interglaciaires (**Figure III-7c**). Les SAR de la carotte MD03-2685 oscillent entre 5 et 10 cm.ka⁻¹ en périodes glaciaires et sont supérieures à 10 cm.ka⁻¹ en périodes interglaciaires (**Figure III-7a**).

Les augmentations abruptes des SAR, comme à la transition MIS 7 à 6 ou vers 25 ka sur la carotte MD03-2679 (**Figure III-7b**), peuvent ne pas être assimilées à des hausses d'intensité de courant. Les débâcles d'icebergs importantes ou les dépôts turbiditiques peuvent par exemple apporter une grande quantité de matériel sédimentaire, augmentant fortement les taux de sédimentation. Il est donc nécessaire d'utiliser d'autres approches afin d'avoir une vue d'ensemble du contenu sédimentaire, et de définir si ces changements de SAR sont liés ou non à des fluctuations de l'intensité de courant.

L'étude de ces trois carottes permettra donc de reconstruire l'intensité de l'ISOW à haute résolution (inférieur à ~100 ans en moyenne), aussi bien en périodes de refroidissement durant les glaciations que durant les périodes interglaciaires ou de réchauffement, au cours des derniers 400 ka.



Chapitre IV

Correction de l'influence des IRD



Ce chapitre fait référence à une partie des résultats des mesures XRF et granulométriques obtenus sur les carottes MD03-2673 et MD03-2679. Ces résultats sont présentés avec l'article paru dans la revue *Paleoceanography and Paleoclimatology* en 2023 (Stevenard et al., 2023). Dans cet article, les données de Zr/Rb et de \overline{SS} publiés par Wu et al. (2018, 2020) sur une carotte (ANT30/P1-2) située à Prydz Bay sur la marge Antarctique (entre 66 et 79°E), ont également été intégrées. Un résumé de cette étude est réalisé en français ci-après.

Le **Chapitre I** a permis de mettre en évidence l'importance des changements de la circulation océanique dans le système climatique. De fait, de nombreuses études se sont portées sur la variabilité de l'océan profond au cours des périodes du passé, en utilisant divers traceurs liés directement ou indirectement à la vitesse d'écoulement d'une masse d'eau. Parmi ces traceurs, le \overline{SS} est l'un des plus utilisés. Les possibles biais environnementaux de ce traceur, qui sont décrits dans la littérature et résumés dans le **Chapitre II.2**, sont notamment liés à l'influence des IRD dans les sédiments hémipélagiques des environnements polaires et subpolaires. Cette influence est encore débattue et les méthodes actuelles de correction de l'influence des IRD peuvent ne pas être suffisamment efficaces pour reconstruire de façon fiable les variations de dynamique des courants profonds.

Dans cet article, les résultats du rapport $\ln(Zr/Rb)$, obtenus à l'aide des mesures XRF, et les données granulométriques sont brièvement décrits. Ces résultats montrent, premièrement, que les sédiments du Gardar drift semblent être triés par le courant. Deuxièmement, les enregistrements de \overline{SS} sont en désaccord avec l'enregistrement des rapports géochimiques $\ln(Zr/Rb)$, pourtant également indicateurs des variations de granulométrie sans, *a priori*, être impactés par les IRD (Wu et al., 2020). Troisièmement, les données de \overline{SS} des trois carottes montrent une forte corrélation avec le pourcentage de sable (i.e. grains de taille supérieure à 63 μm), et principalement du sable très fin (63 – 125 μm). Ce dernier résultat induit deux hypothèses : 1) le courant est capable de transporter et trier aussi bien des silts que des grains de sable très fin, ou 2) les icebergs apportant du matériel sédimentaire de toutes tailles impactent la fraction silteuse non-cohésive et le \overline{SS} . Les évolutions temporelles des enregistrements de \overline{SS} et de teneurs en sable des carottes du Gardar drift semblent également confirmer le lien entre les deux traceurs. De plus, les distributions granulométriques montrent que la plupart des grains ont une taille très fine (percentiles 80 moyens inférieurs à 25 μm) et que les teneurs en sable

observées semblent être occasionnellement relativement fortes. La seconde hypothèse est alors retenue, à savoir qu'il y a clairement une influence des IRD sur les enregistrements de \overline{SS} .

La méthode de correction de l'influence des IRD développée par (Jonkers et al., 2015) est l'une des plus utilisée (voir **Chapitre II.2**). Cependant, elle ne permet pas d'obtenir des informations sur les conditions de tri du sédiment par le courant lors de son dépôt. Les variations de granulométrie enregistrées (initialement associées à l'intensité de courant) peuvent alors être liées à d'autres mécanismes, comme des changements de processus de transport (ex : turbidité), et, malgré tout, être interprétées comme des variations d'intensité de courant. C'est pourquoi, nous avons développé une nouvelle méthode de correction de l'influence des IRD sur le \overline{SS} , permettant d'avoir des informations sur le tri sédimentaire lié aux courants de fond. Cette méthode part du principe que, durant les dépôts d'IRD, les courants profonds sont toujours actifs, trient et transportent des sédiments. Les IRD sont alors considérés comme du « matériel ajouté » au cortège sédimentaire.

Afin d'isoler la fraction transportée et triée par le courant, nous utilisons une méthode d'analyse en *End-Member* (*End-Member Analysis* ou EMA), qui produit un très grand nombre d'*End-Members* (EM). Ce choix permet une meilleure représentation des distributions granulométriques initiales lorsqu'on additionne chaque EM produit par EMA. Les EMA sont utilisées avec le modèle de distribution de probabilité Weibull afin d'obtenir des EM de forme Gaussienne et bien définis en termes de tailles granulométriques. Ainsi, les données granulométriques sont « décomposées » en différents EM, qui varient d'un échantillon à l'autre en fonction de leurs abondances (i.e. le pourcentage que représente l'EM dans la distribution granulométrique initiale). Nous avons ensuite cherché à isoler les EM associés aux IRD, en observant lesquels étaient présents dans tous les échantillons (triés par le courant), et lesquels ne l'étaient pas. Nous avons alors pu identifier, grouper et supprimer ces EM associés aux IRD afin de recalculer (en additionnant les EM restants) une distribution granulométrique sans influence de ces grains grossiers. Ces nouvelles distributions peuvent alors être utilisées pour recalculer de nouvelles variables \overline{SS}_{IRD_free} et $SS\%_{IRD_free}$ et avoir des informations sur le tri par le courant (relation linéaire entre le $SS\%$ et le \overline{SS} , voir **Chapitre II.2**), après correction de l'influence des IRD.

Appliquée aux trois carottes étudiées dans cet article, cette nouvelle méthode montre une hausse des intervalles où la corrélation glissante entre le $SS\%_{IRD_free}$ et le \overline{SS}_{IRD_free} est supérieure à 0.5 (voir **Chapitre II.2**) ainsi que des corrélations du \overline{SS}_{IRD_free} avec les variations

des rapports $\ln(\text{Zr/Rb})$ et avec le $\text{SS}\%_{\text{IRD_free}}$. Ces résultats montrent alors que cette nouvelle méthode corrige de manière efficace l'influence des IRD.

Enfin, nous avons comparé les nouveaux traceurs $\overline{\text{SS}}_{\text{IRD_free}}$ à ceux obtenus en appliquant la méthode de [Jonkers et al. \(2015\)](#). Les deux méthodes produisent un enregistrement similaire sur la carotte MD03-2679, dont le sédiment est très bien trié par le courant (corrélations $\overline{\text{SS}}_{\text{IRD_free}}$ et $\text{SS}\%_{\text{IRD_free}}$ avec un coefficient de corrélation de 0.93). Pour les deux autres carottes, dont les sédiments sont moins bien triés par le courant, le rapport $\ln(\text{EM2/EM1})$ se rapproche des variations de $\text{SS}\%_{\text{IRD_free}}$, indiquant que ce rapport n'est pas strictement un traceur de l'intensité de courant corrigé des IRD, mais plutôt un rapport de taille des grains silt/argile.

En résumé, nous avons développé une nouvelle méthode permettant de corriger l'influence des IRD sur les distributions granulométriques de deux carottes étudiées durant ma thèse, afin de produire des nouveaux traceurs sans biais liés à d'autres processus sédimentaires. Toutefois, les faibles corrélations entre les variations des nouveaux traceurs $\overline{\text{SS}}_{\text{IRD_free}}$ et celles des profils de $\ln(\text{Zr/Rb})$, nous permettent d'émettre l'hypothèse que ces traceurs ne sont pas affectés de la même manière par les variations d'intensité de l'ISOW. Une comparaison des différents traceurs utilisés durant cette thèse, exposée dans le chapitre suivant (**Chapitre V**), permettra de mieux comprendre ceux-ci, et d'évaluer leur robustesse respective en termes de reconstitutions de la dynamique de l'ISOW.

Afin de faciliter l'utilisation de cette méthode, j'ai développé un script Matlab accompagné d'un guide utilisateur disponible sur https://gitlab.in2p3.fr/nathan.stevenard/ird_corr_package. Le « *supplementary material* » de l'article correspond à l'**Annexe S2**.

Citation de l'article :

Stevenard, N., Govin, A., Kissel, C., & Van Toer, A. (2023). Correction of the IRD influence for paleo-current flow speed reconstructions in hemipelagic sediments. *Paleoceanography and Paleoclimatology*, 38, e2022PA004500. <https://doi.org/10.1029/2022PA004500>

Paleoceanography and Paleoclimatology*

RESEARCH ARTICLE

10.1029/2022PA004500

Key Points:

- Evidence for unsorted Ice-Rafted Detritus (IRD) influence on \overline{SS} records of hemipelagic sediments in subpolar environments
- New method proposed to provide grain-size distributions free of unsorted IRD influence
- Allows to define a paleo-current strength proxy free of unsorted IRD contribution

Supporting Information:

Supporting Information may be found in the online version of this article.

Correspondence to:

N. Stevenard,
nathan.stevenard@lscce.ipsl.fr

Citation:

Stevenard, N., Govin, A., Kissel, C., & Van Toer, A. (2023). Correction of the IRD influence for paleo-current flow speed reconstructions in hemipelagic sediments. *Paleoceanography and Paleoclimatology*, 38, e2022PA004500. <https://doi.org/10.1029/2022PA004500>

Received 24 JUN 2022
 Accepted 30 JAN 2023

Author Contributions:

Conceptualization: N. Stevenard, A. Govin, C. Kissel
Formal analysis: N. Stevenard, A. Govin, A. Van Toer
Funding acquisition: A. Govin
Investigation: N. Stevenard
Methodology: N. Stevenard, A. Govin, C. Kissel, A. Van Toer
Project Administration: A. Govin
Software: N. Stevenard
Supervision: A. Govin, C. Kissel
Writing – original draft: N. Stevenard
Writing – review & editing: N. Stevenard, A. Govin, C. Kissel, A. Van Toer

© 2023. The Authors.

This is an open access article under the terms of the [Creative Commons Attribution-NonCommercial-NoDerivs License](https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/), which permits use and distribution in any medium, provided the original work is properly cited, the use is non-commercial and no modifications or adaptations are made.

Correction of the IRD Influence for Paleo-Current Flow Speed Reconstructions in Hemipelagic Sediments

N. Stevenard¹ , A. Govin¹ , C. Kissel¹ , and A. Van Toer¹

¹Laboratoire des Sciences du Climat et de l'Environnement, LSCE/IPSL, CEA-CNRS-UVSQ, Université Paris-Saclay, Gif-sur-Yvette, France

Abstract Reconstructions of past changes in deep-sea current intensities are needed to understand ocean-climate interactions in the past. The mean size of the sortable silt fraction (10–63 μm , \overline{SS}) is one of the most used proxies in this domain. However, in polar and subpolar environments under relatively low flow speed conditions, the presence of Ice-Rafted Detritus (IRD) may alter the \overline{SS} record and thus bias the interpretation of paleo-current strength changes. In this paper, we examine the influence of IRD on the \overline{SS} record of three sedimentary cores from the subpolar North Atlantic and the Antarctic margin. The influence of unsorted IRD on \overline{SS} records is clearly established. To remove this IRD influence on grain-size distributions (GSDs), we propose a new method based on End-Member Analysis approach, and for which a MATLAB script is made available. This method characterizes the GSD of the unsorted IRD input, allowing it to be isolated and discarded, and the current sensitive \overline{SS} variability to be robustly identified. The method therefore allows the recalculation of a modified sediment GSD free of unsorted IRD influence and the construction of modified \overline{SS} and sortable silt percentage (the % of the 10–63 μm in the total <63 μm fraction) records. The application of the method to the three studied cores shows that (a) the unsorted IRD component is correctly removed from the grain-size signal and (b) the new \overline{SS} record is consistent with the XRF-based $\ln(\text{Zr/Rb})$ grain-size proxy.

1. Introduction

Changes in the deep oceanic circulation, a major component of the global thermohaline circulation, may have an important impact on the Earth's climate. A proxy of the strength of bottom currents, initially proposed by McCave et al. (1995) and largely used to reconstruct past changes in the deep ocean circulation, is the mean size of sortable silt (\overline{SS}), which covers the 10–63 μm range of the non-cohesive silt fraction. Its use as a proxy for bottom-current strength relies on the fact that hydrodynamic processes of sorting in the viscous sublayer tend to act on particles greater than 10 μm (McCave & Hall, 2006). In sedimentary records from polar or subpolar environments, the sediment is in many cases a mixture of material supplied and sorted by bottom currents and of IRD (L. Wu et al., 2020). Because IRD generally cover the entire grain-size spectrum (J. Andrews, 2000; J. T. Andrews & Principato, 2002), they may influence \overline{SS} values. McCave and Andrews (2019) proposed to use the volume (%) of the >250 μm fraction obtained from laser granulometer as an IRD proxy. In the Drake Passage, which is characterized by high bottom-current flow speed, studies suggested an extension of the sortable range up to 125 μm (Lamy et al., 2015; S. Wu et al., 2021). In that case, IRD are thus also represented by medium to coarse sand fractions (e.g., >250 μm). Other studies consider the whole sand content (63 μm –2 mm; Hass, 2002; Hoffmann et al., 2019) as a tracer of IRD. These different size ranges of current-sorted and unsorted particles depend on environments and hydrodynamic conditions. If the limit between current-sorted and vertically advected particles may therefore be shifted toward grain-size >63 μm in environments with high flow speed conditions (S. Wu et al., 2021), this boundary may be shifted toward finer grain-size (<63 μm) in lower hydrodynamical conditions or areas with higher flux of material supplied. In that case, IRD may bias \overline{SS} values (Hass, 2002; Jonkers et al., 2015). Despite these variable limits of grain-size range to trace IRD, the influence of IRD on \overline{SS} values is poorly constrained. On the one hand, McCave and Andrews (2019) suggest that fine (i.e., silt-clay) IRD do not behave differently from any other particles and are current-sorted. On the other hand, other studies (Hass, 2002; Jonkers et al., 2015) consider that the contribution of unsorted IRD on \overline{SS} values should be removed to obtain a true record of past flow speed. For that, various approaches have been proposed.

The degree of correlation between \overline{SS} and the percentage of sortable silt (i.e., the percent of the 10–63 μm in the <63 μm fraction, $SS\%$) is defined as the index of sorting. High values ($r > 0.5$) would support \overline{SS} as paleo-current strength proxy, while low values could result from a significant contribution of IRD, without allowing the possibility of correcting for this IRD influence (McCave & Andrews, 2019; McCave & Hall, 2006; McCave et al., 1995).

An alternative to reconstruct true past current strength variability is the use of $\overline{\Delta S S}$ which is the result of the subtraction of the regression between $\overline{S S}$ (phi scale) and sand (%) from the initial $\overline{S S}$ (Hass, 2002). However, the lack of accuracy in most of the regression calculations makes this method poorly precise (Hoffmann et al., 2019; Li & Piper, 2015). Jonkers et al. (2015) have proposed another method to remove IRD influence using inverse modeling or End-Member-Analyses (EMA). The EMA consists in a statistical decomposition of the grain-size datasets resulting in the determination of “End-Members” (EM) and of their respective contributions to all grain-size spectra (Dietze et al., 2012; Paterson & Heslop, 2015; Seidel & Hlawitschka, 2015; Weltje, 1997; Zhang et al., 2020). In the Jonkers et al. (2015) study, the IRD correction consists of a ratio between the two finest EM excluding the coarser EM attributed to IRD inputs. The drawback of this method is that this EM ratio may simply reflect changes in sedimentary processes (e.g., changes in sources, turbidites) not related to current strength, in case the sediment is not well current-sorted (McCave & Andrews, 2019). The discrimination of the IRD components and the method to efficiently remove their potential contribution to grain size spectra are therefore not yet fully attained.

Recent studies suggest that the geochemical ratio Zirconium (Zr) to Rubidium (Rb) can be considered as a grain-size proxy recording flow speed variability in contouritic environments (Dypvik & Harris, 2001; Mirzaloo et al., 2019; Toucanne et al., 2021; L. Wu et al., 2020). Zirconium originates from heavy mineral species, particularly zircon, which is present in various magmatic and metamorphic rocks. It is widely distributed in natural sediments and, resistant to dissolution, it is in particular present in relatively coarse silty-sized fractions (L. Wu et al., 2020). In contrast, rubidium is mainly found in Potassium (K)-rich minerals. These minerals (e.g., K-feldspar, micas) are sensitive to chemical alteration and, in some environments, Rb variations may be influenced by continental weathering. Nevertheless, the Rb content is considered to illustrate the fine particle content (Dypvik & Harris, 2001). The Zr/Rb ratio may therefore be influenced by coarse silt delivered by iceberg, whilst the sandy-sized IRD fraction does not contribute to this ratio, as long as it is not composed of Zr-rich or Rb-rich lithic grains (L. Wu et al., 2020).

We propose here a new approach to quantify and correct the IRD influence on $\overline{S S}$. We check the $\overline{S S}$ records against the Zr/Rb ratio used as a reference for grain-size changes free of sandy IRD. After describing our method, we compare the results to those from the method of Jonkers et al. (2015), most currently-used to correct IRD inputs. Our procedure is illustrated for sediments under low flow speed conditions, with two sedimentary cores retrieved from different depths at different latitudes in the North Atlantic along the Reykjanes Ridge, and one core from the Antarctic margin (Figure 1) previously studied by L. Wu et al. (2020).

2. Regional, Oceanographical and Core Settings

To reach our goal, we investigate sedimentary cores under a persistent influence of deep sea currents, with both geochemical and grain-size data available, the latter covering the clay, silt and sand size fractions (from ~ 0 to $> 1,000 \mu\text{m}$).

The two sedimentary cores from the subpolar North Atlantic (MD03-2679 and MD03-2673, Table 1) were collected during the MD132-P.I.C.A.S.S.O. cruise onboard the R.V. *Marion Dufresne* (Laj, 2003). These two cores recovered sediments from the Bjorn Drift and southern Gardar Drift, respectively, two sedimentary drifts located on the eastern flank of the Reykjanes Ridge (Figure 1). Sediment deposition in this area is under the influence of Iceland-Scotland Overflow Water (ISOW), one of the major component of the lower limb of the Atlantic Meridional Overturning Circulation (AMOC). This water mass is formed in the Nordic seas and flows southward passing over the Greenland-Scotland sill. Depending on its efficiency, ISOW remobilizes the sedimentary fraction originating from the surrounding basaltic regions and accumulated on the sill. This sediment, rich in magnetic grains, Titanium (Ti) and Iron (Fe)-rich particles, is then transported by ISOW to the open Atlantic ocean (Ballini et al., 2006; Grützner & Higgins, 2010; Kissel et al., 2009). The magnetic concentration and grain size measured in core-tops and Holocene sequences distributed along a latitudinal transect in this area decrease with the distance to the sill reflecting that it is the unique Northern detrital source, at least for this fraction (Kissel et al., 2009, 2013).

Both cores are characterized by light gray or olive gray silty lithofacies consistently with the description of sediments deposited and/or reworked by the persistent action of the ISOW bottom current (Bianchi & McCave, 2000; Mulder et al., 2013). Sedimentary cores in this area record a characteristic mixture of diatom (Shimada et al., 2008; Xuan et al., 2016) and IRD (Barker et al., 2015) layer during the Termination IV (Marine isotopic stage (MIS) 10-9 boundary), also present in these two cores. The presence of isolated horizons with sand to gravel-sized clasts suggests that both cores are moderately affected by iceberg rafting during the period of interest

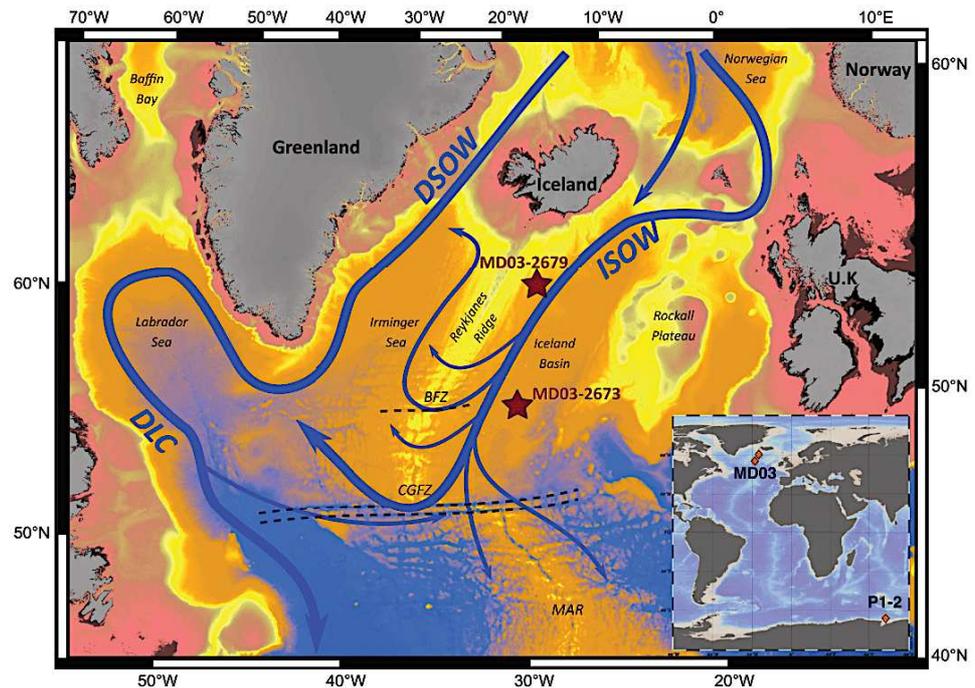


Figure 1. Bathymetric map of the North Atlantic region. Blue arrows are bottom-current flow pathways. Brown stars are the location of the two studied cores presented in this study. DSOW = Denmark Strait Overflow Water; ISOW = Iceland-Scotland Overflow Water; BFZ = Bright-Fracture Zone; CGFZ = Charlie-Gibbs Fracture Zone; MAR = Mid-Atlantic Ridge; UK = United Kingdom. The map in the lower right corner is a bathymetric map showing the locations of the three studied sites (red diamonds).

that extends between Termination IV and the end of MIS7. Sedimentation rates of previously studied cores along the Reykjanes ridge are varying between 5 and 20 cm ka⁻¹ (Barker et al., 2015; Grützner & Higgins, 2010).

The third sedimentary core ANT30/P1-2 (L. Wu et al., 2018, 2020; labeled P1-2 by the authors) was retrieved from the lower continental slope of Prydz Bay, an embayment along the Antarctic margin between 66°E and 79°E (Table 1). It is composed of structureless clayey silt and silty clay, with a minor proportion of sand. The sedimentation rate is low and the sequence covers the last 520 ka over its length of 624 cm.

3. Analytical Methods

3.1. Grain-Size Analyses and Sortable Silt

Samples used for grain-size analyses in core P1-2 were treated with H₂O₂ (10%), HCl (1.0 N) and NaOH (2.0 N) in a bath at 85°C to remove organic carbon, carbonate and biogenic silica, respectively (L. Wu et al., 2020). The grain-size analyses were performed using a laser particle sizer *Beckman Coulter LS230* (L. Wu et al., 2020).

The grain-size distribution (GSD) of the lithogenic fraction of cores MD03-2679 and MD03-2673 was obtained using a laser diffraction particle-size analyzer *Malvern MasterSizer 2000* (101 size classes between 0.02 and 2,000 μm) at the GEOPS laboratory (University of Paris-Saclay, France) and *Malvern MasterSizer 3000* (101 size

Table 1
Core Locations

Site	Longitude (°E)	Latitude (°N)	Water depth (m)	Core length (m)	Data source
MD03-2679	-24.53	61.05	1,812	35.37	This study
MD03-2673	-27.81	56.37	2,786	39.05	This study
ANT30/P1-2	72.94	-65.01	2,860	6.24	L. Wu et al. (2020)

classes between 0.01 and 3,500 μm) at the LPG-BIAF laboratory (University of Angers, France), respectively. The biogenic carbonate, organic matter and silica (diatoms) were removed, prior to grain-size analyses for 265 samples from core MD03-2679 and 318 samples from core MD03-2673, distributed along MIS 7 and 9. All samples (2 cm^3) were decalcified at room temperature during 2 hr using acetic acid (20%) and rinsed three times with deionized water in the centrifuge at 3,000 rpm for 10 min. Subsequently, the samples were treated with ~ 20 ml of hydrogen peroxide (33%) in a bath at 85°C during 2 hr to remove the organic matter, followed again by three rinsing. Finally, the opal was removed using 2M of sodium carbonate (50 ml) during 5 hr in a bath at 85°C, followed by three rinsing. Prior to grain-size measurements, 2 ml of a solution of sodium hexametaphosphate (Calgon, 2 g/L) was added to the sample, then placed in an ultrasonic tank during 2 min. The laser diffraction measurements were run in a deionized water tank with red light, Fraunhofer approximation and no ultrasound during the measurement in order not to warm up the solution and change its optical properties. Two parameters were calculated following previous studies: \overline{SS} , the geometric mean grain-size of the sortable fraction of silt (McCave et al., 1995) and SS%, the percent of non-cohesive silt (10–63 μm) divided by total percent of the fraction smaller than 63 μm (McCave & Hall, 2006). Both parameters were calculated according to McCave and Andrews (2019) by adding interpolated columns at 10 and 63 μm in grain-size datasets. A downcore linear correlation coefficient r_{run} was calculated between SS% and \overline{SS} for all grain-size data using a sliding window of 9 points (McCave & Andrews, 2019). This “ r_{run} ” allows to detect intervals where the sediment is well current-sorted ($r > 0.5$). This test provides a first order indication of current sorting, but it is necessary to carefully examine rejected intervals in order to differentiate those with a clear trend of poorly sorted sediments from those influenced by a single outlier.

3.2. Zr/Rb Ratio as a Grain-Size Proxy

The elemental composition, including Zr and Rb contents, of the two North Atlantic cores discussed here were obtained using an *Avaatech* X-Ray Fluorescence (XRF) core scanner, which provides rapid, non-destructive and high-resolution records (Croudace & Rothwell, 2015; Croudace et al., 2019; Richter et al., 2006; Weltje & Tjallingii, 2008). The elemental composition of cores MD03-2679 and MD03-2673, reported here for the first time, were specifically analyzed using the 4th generation *Avaatech* core scanner of the Laboratoire des Sciences du Climat et de l'Environnement (LSCE). After a careful smoothing, the sediment surface was covered with an Ultralene® foil to avoid the contamination of the sensor. XRF data were collected every 1 cm with downcore and cross-core slits of 1 and 1.2 cm, respectively, throughout the entire length of the cores. The counting time was 10 s at 10 kV (no filter, under helium flow) for light elements and 30 kV (Pd thick filter, under air flow) for heavier elements, with an X-ray intensity of 140 and 90 μA , respectively. Three replicas were measured every 10 cm to estimate the measurement precision which is 3.4% and 5.1% for Zr, and 6.2% and 7.8% for Rb, in core MD03-2679 and MD03-2673, respectively. A certified standard SARM4 (“monitor scan”) was measured at 10 kV between each section measurement in order to further ensure the reproducibility of the data and verify the presence of reliable technical conditions of measurement, such as the absence of helium leak which impacts light element measurements.

XRF core-scanning data are affected by specimen (e.g., variable water content, GSDs and presence of burrows) and matrix effects which impact the absorption, enhancement and scattering effects caused by the presence of other elements in a specimen (Weltje & Tjallingii, 2008). These effects on XRF semi-quantitative core-scanner data may be reduced by the use of a Multivariate Log-ratio Calibration (MLC, Weltje et al., 2015). To calibrate the XRF core-scanner data, we measured the elemental composition of discrete sediment samples using powder Energy Dispersive XRF. A total of 96 and 85 discrete samples for cores MD03-2679 and MD03-2673, respectively, was thus analyzed using the PANalytical Epsilon 3^{XLE} ED-XRF spectrometer available at LSCE. Discrete samples were selected from the XRF scanning profiles in order to cover the entire range of variations of 10 geochemical elements (see Supporting Information S1). All samples were measured with a counting time of 100 s at 5 kV (no filter, under helium flow), 12 kV (thick Al 50 μm filter, under air), 20 kV (thick Al 200 μm filter, under air) and 50 kV (Ag filter, under air) with X-ray intensities of 700, 320, 140, and 140 μA , respectively. More than 50% of samples were analyzed three times, to estimate the measurement precision (2.8% and 1.5% for Zr and 3.2% and 1.9% for Rb in cores MD03-2679 and MD03-2673, respectively). These discrete measurements were used to calibrate the core-scanner intensities of 10 geochemical elements (see Figures S1–S4 in Supporting Information S1 for more information) using the GUI Matlab® Xelerate (Weltje et al., 2015). As suggested by previous studies (Aitchison, 1990; Weltje et al., 2015; Weltje & Tjallingii, 2008), geochemical ratios are presented in log-ratios. The $\ln(\text{Zr/Rb})$ of calibrated concentrations of raw core-scanner data and that of discrete samples shows significantly high correlations with $r = 0.86$ and $r = 0.78$ for cores MD03-2679 and MD03-2673, respectively (Figure 2), suggesting that the calibration is robust in both cores.

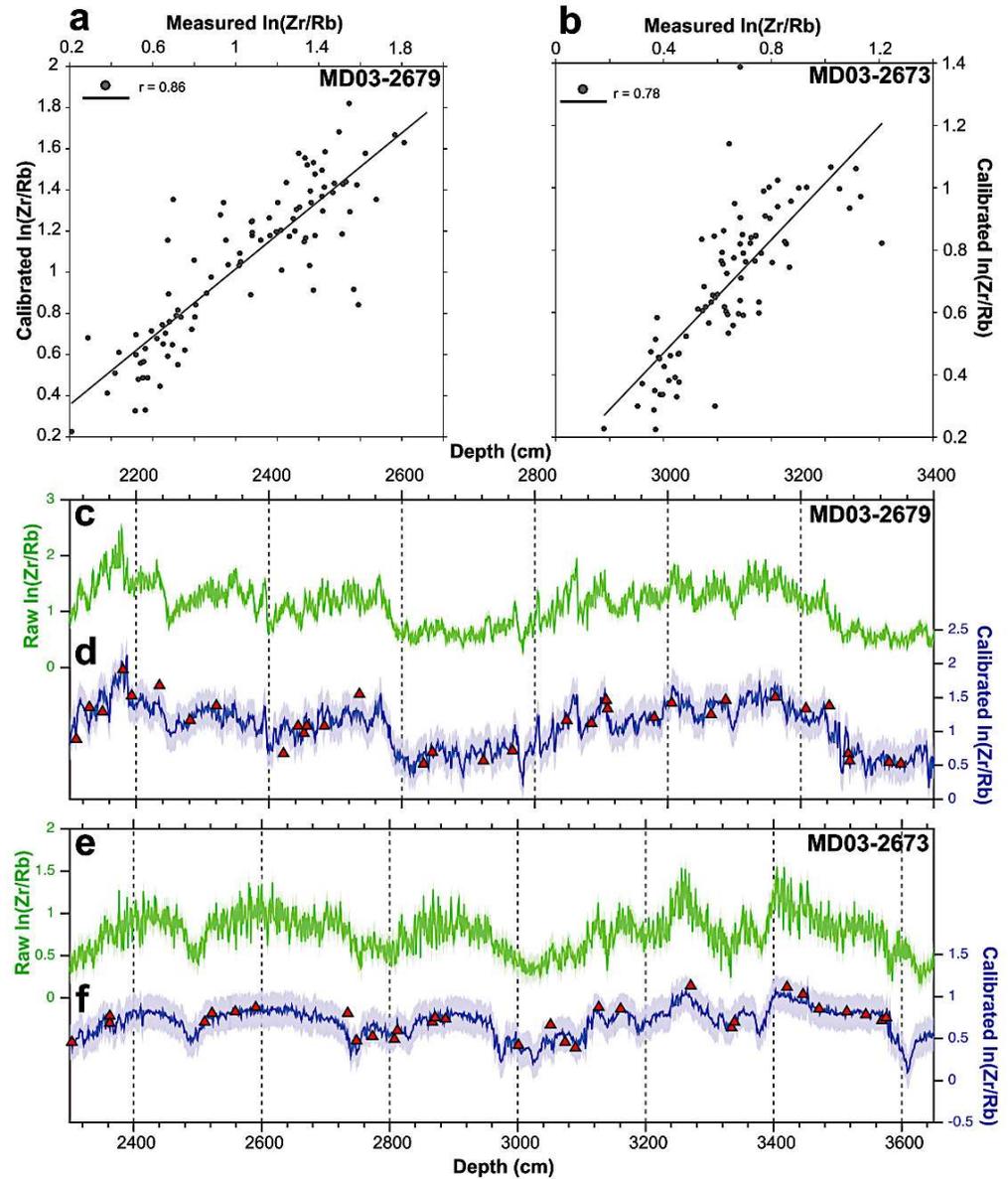


Figure 2. X-Ray Fluorescence Multivariate Log-ratio Calibration results for cores MD03-2679 and MD03-2673. (a) Linear correlation of $\ln(\text{Zr}/\text{Rb})$ from measured (discrete samples) and calibrated (scanner) data of core MD03-2679 and (b) MD03-2673. Downcore profiles of raw core-scanner (green, c and e) and calibrated (blue, d, f) $\ln(\text{Zr}/\text{Rb})$ of cores MD03-2679 and MD03-2673, respectively, with their respective 95% confidence intervals. Red triangles in (d) and (f) are $\ln(\text{Zr}/\text{Rb})$ values obtained by ED-XRF on discrete samples.

4. Assessing the Relationships Between $\ln(\text{Zr}/\text{Rb})$, \overline{SS} and IRD

S. Wu et al. (2021) suggested that the very fine sand fraction (63–125 μm) may be current-sorted in the high hydrodynamical environment of the Drake Passage (current velocity between 40–60 cm s^{-1} ; Donohue et al., 2016). This observation is reflected in grain-size modes around 63 μm in the Drake Passage (S. Wu et al., 2021). In contrast, the three cores from Gardar Drift and Prydz Bay exhibit finer GSDs (with main modes between 3 and 20 μm , Figure S5 in Supporting Information S1) than in the Drake Passage, in agreement with a lower bottom flow speed (e.g., current ISOW velocity between 3 and 20 cm s^{-1} ; Thornalley et al., 2013; McCave et al., 2017). In addition,

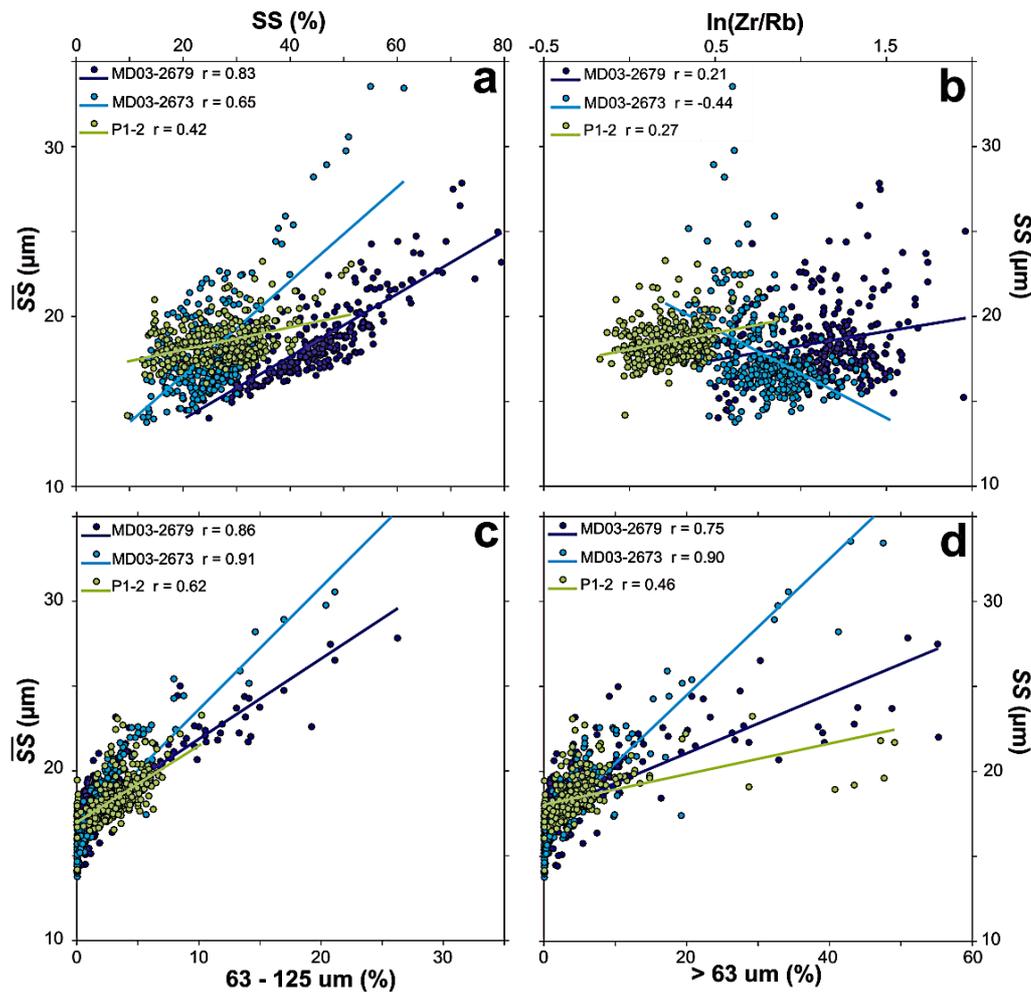


Figure 3. Linear correlations and correlation coefficients calculated between \overline{SS} and (a) SS%, (b) $\ln(Zr/Rb)$ (c) very fine sand content (%) and (d) sand content (%) for the three studied cores.

most peaks of the entire sand fraction (i.e., $>63 \mu\text{m}$, including very fine sand grains) observed in Gardar Drift cores also contain coarse sand grains (as indicated by peaks in sand fractions >125 , >250 , and $>500 \mu\text{m}$, Figure S5 in Supporting Information S1). This result suggests that the very fine sand fraction is not current-sorted at our study sites and the whole sand content can be considered as IRD deposition.

In core P1-2, $\ln(Zr/Rb)$ correlates to SS% ($r = 0.9$, L. Wu et al., 2020). It also differs from the sand variations ($>63 \mu\text{m}$) (Figures 4g and 4i), with a correlation coefficient of 0.002 (L. Wu et al., 2020). This suggests that the $\ln(Zr/Rb)$ ratio can be considered as a silt/clay proxy free of sandy IRD influence (L. Wu et al., 2020). The \overline{SS} and $\ln(Zr/Rb)$ are poorly correlated in this core ($r = 0.002$, L. Wu et al., 2020). Moreover, the correlation coefficients between \overline{SS} and the very fine sand (63–125 μm) and sand ($>63 \mu\text{m}$) contents are 0.62 and 0.46 (Figures 3c and 3d), respectively, suggesting a moderate influence of IRD on \overline{SS} values. Finally, the index sorting of 0.42 (Figure 3a) and the fact that 46% of the \overline{SS} record is rejected by the r_{run} (gray areas in Figure 4h) indicate that the sediment in this core is generally not well current-sorted with persistent influences of high sand and IRD contents.

Core MD03-2679 is characterized by large variations in sand content (from 0 to $>50\%$), most likely related to IRD input given the hemipelagic sedimentary context of the core (Figure 4c). The intervals between 2,100 and 2,200 cm and around 3,300 cm show clear peaks of high sand content, and intervals at 2,300–2,500 cm and 2,800–3,000 cm exhibit recurring sand peaks (Figure 4c). No obvious relationship is observed between changes in $\ln(Zr/Rb)$ (Figure 4a) and in sand content (Figure 4c), which suggests that $\ln(Zr/Rb)$ may be used as a silt/clay

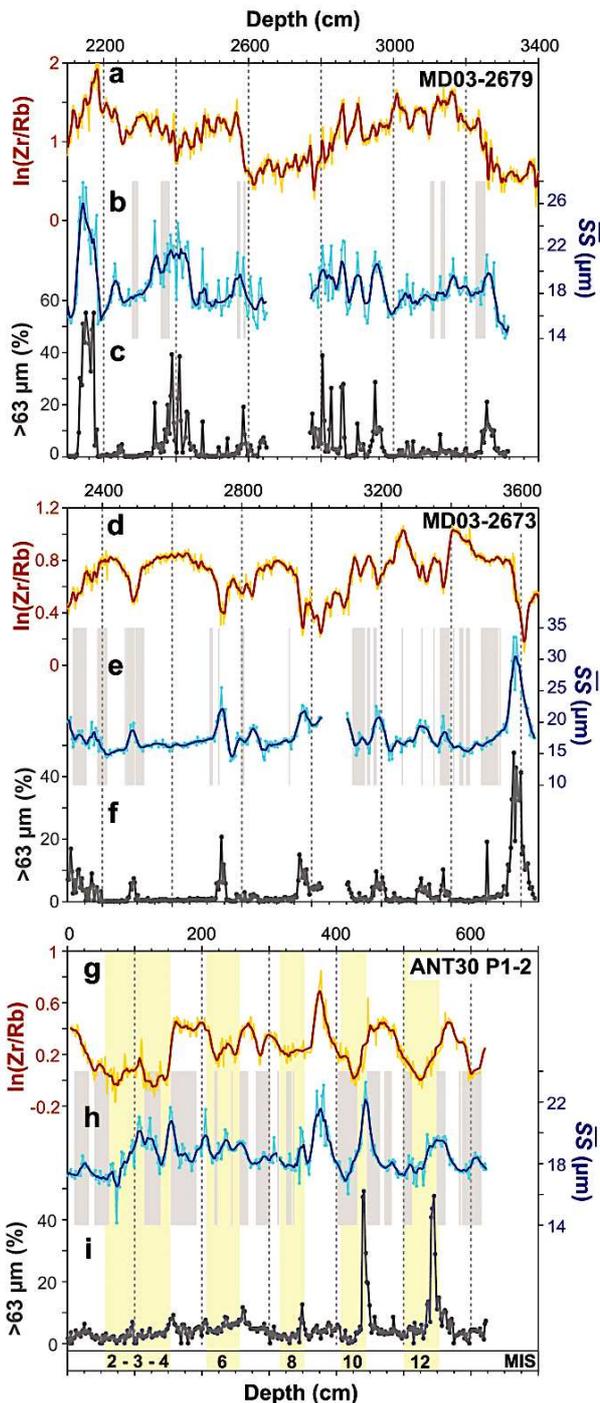


Figure 4. Downcore variations in (a, d, g) $\ln(\text{Zr}/\text{Rb})$, (b, e, h) \overline{SS} and (c, f, i) sand content (%) in cores MD03-2679 (a–c), MD03-2673 (d–f) and P1-2 (g–i). Gray areas are periods where the sediment is not current-sorted ($r_{\text{run}} < 0.5$). Yellow areas represent glacial periods covered by core P1-2 after L. Wu et al. (2018, 2020).

proxy free of sandy IRD influence. In contrast, the $\ln(\text{Zr}/\text{Rb})$ record is not correlated with the \overline{SS} record, which is, in turn, significantly correlated with the sand ($>63 \mu\text{m}$; $r = 0.75$) and very fine sand ($63\text{--}125 \mu\text{m}$; $r = 0.86$) contents (Figures 3c and 3d). Therefore, \overline{SS} seems to be influenced by silt-size IRD derived particles. Regardless of this IRD influence on GSDs, the coefficient of correlation of 0.83 between \overline{SS} and SS% (Figure 3a) suggests that the sediment is generally well current-sorted in this core. More specifically, only a few intervals (gray areas in Figure 4b) are rejected by the r_{run} test, and thus contain non-current-sorted sediment. Therefore, core MD03-2679 is composed of both current-transported and ice-rafted sediments.

The highest concentration in sand (up to 40%) in core MD03-2673 is around 3,600 cm corresponding to Termination IV (Figure 4f). This is a characteristic of cores from the Reykjanes Ridge (Barker et al., 2015; Mokeddem & McManus, 2017), which also corresponds to a diatom-rich layer (Shimada et al., 2008; Xuan et al., 2016). Because of the diatom ooze layer, XRF core-scanning may be biased by a strong specimen effect (inhomogeneity of surface and high water content). In this horizon, grain-size analyses may also be biased, due to the low quantity of fine-grained material after chemical treatments (e.g., removal of biogenic opal). The chemical treatment with Na_2CO_3 may not have entirely leached this type of diatom ooze and diatom shells might be included in the grain-size analyses. Due to all these uncertainties of the data quality of this horizon, it will not be considered for further interpretations.

The intervals at 3,400 to 3,300, $\sim 3,200$, 2,950, 2,750, and below 2,400 cm are punctuated by moderate sand content (5%–20%) (Figure 4f). The $\ln(\text{Zr}/\text{Rb})$ values are generally low during these sand intervals (Figures 4d–4f), while they are high during intervals with very low or no sand content. Thus, the $\ln(\text{Zr}/\text{Rb})$ record is not influenced by sand content all along the record. In contrast, the \overline{SS} record varies consistently with sand (Figures 4e and 4f) ($r = 0.90$; Figure 3d), very fine sand ($r = 0.91$; Figure 3c), and it seems to be anti-correlated with $\ln(\text{Zr}/\text{Rb})$ variations ($r = -0.44$; Figures 3b, 4d, and 4e). All these observations show that the \overline{SS} record is strongly influenced by silt-sized IRD in this core. Nevertheless, the \overline{SS} versus SS% scatter plot reveals a coefficient of correlation of 0.65 (Figure 3a), characteristic of current-sorted sediments ($r > 0.5$). The whole \overline{SS} record is punctuated by many intervals rejected by the r_{run} test (gray areas, Figure 4e), especially in the 3,100–3,550 interval. These rejected intervals suggest that \overline{SS} may not be used as a current-strength proxy for about 28% of the total record. Therefore, core MD03-2673 is also composed of current-sorted sediments (but in a lesser extent than core MD03-2679) and is frequently affected by sand-rich IRD deposition.

In summary, the $\ln(\text{Zr}/\text{Rb})$ ratio is considered and is used as a grain-size proxy free of sandy IRD influence in all three cores. Sediments are well current-sorted, moderately current-sorted and poorly current-sorted in cores MD03-2679, MD03-2673, and P1-2, respectively. Finally, the \overline{SS} records are strongly influenced by silt-sized IRD in core MD03-2673 and moderately in cores MD03-2679 and P1-2. In light of these observations, an IRD correction is needed to reliably reconstruct past changes in bottom-current intensity.

5. Unmixing GSD to Correct the Influence of IRD

5.1. Defining a New Method to Correct the Influence of IRD

This method assumes that the GSD of hemipelagic sediments always contains a fine fraction of sediment sorted by bottom currents, and occasionally

coarse-grained fractions related to IRD. With this hypothesis in mind, isolating the GSD associated with the current-transported fraction and recalculating it in sum to 100% produces a modified GSD free of IRD influence.

Our method is focused on the removal of the IRD influence from the entire GSD to construct a modified GSD matrix using the parametric EMA of the GUI Matlab AnalySize (Paterson & Heslop, 2015). Generally, EMA aims to fix the minimum number of EM related to mixing dynamics that represents a sufficient percentage of the variance (e.g., Dietze et al., 2012; Paterson & Heslop, 2015; Weltje, 1997). Here, we have decided to use parametric EMA to deconvolve the GSD with the highest number of EM. This high number of EM allows a better representation of the initial GSD than the use of only two or three EM, especially for samples with plurimodal distributions due to IRD content. The AnalySize GUI Matlab supports four types of parametric distributions (Paterson & Heslop, 2015). The Skewed Generalized Gaussian (SGG) and Lognormal parametric distributions do not control the shape of distributions (Paterson & Heslop, 2015). The General Weibull distribution adds an additional location parameter to the Weibull distribution (which have parameters controlling the shape and the scale of the distribution) and produces EM with a larger left-hand tail than Weibull distributions (Paterson & Heslop, 2015). As our new method needs Gaussian shape and well-constrained EM in term of grain-size range, we decided to run EMA with Weibull distributions. The distributions represented by the sum of all EM distributions deduced from the Weibull EMA approach covers more than 99% of the original GSD for the large majority of datasets used in this study.

Then, we group some of the defined EM in order to isolate the current-sorted fraction (hereafter labeled EM_{CS}) from the coarse "IRD" fraction (hereafter labeled EM_{IRD}) (Figure 5). The difficulty is to decide which EM represents particles transported and sorted by bottom currents and which EM represents grains derived from ice or iceberg rafting. For all cores, the EM_{CS} are always identified in GSD of samples with no IRD influence (e.g., Figures 5a and 5b). We noticed that the percentile 80 (P80) of the average GSD of each core could be a grain-size limit between the two EM groups (Table 2, Figures S5a, S5c, and S5e in Supporting Information S1). EM with a median grain-size higher than the P80 value of the core are placed in the EM_{IRD} group, while those with a median grain size below the P80 value belong to the EM_{CS} group. This P80 limit is reliable for the studied cores but it might not be always the case, so we encourage users to first closely examine EM composing the unimodal distributions of current-sorted samples.

In the following, we shall describe, step by step the new approach we propose to correct GSD from the influence of IRD. Note that we produced a MATLAB script (available at https://gitlab.in2p3.fr/nathan.stevenard/ird_corr_package) to facilitate the application of this method.

After running the EMA and defining the n number of EM related to EM_{CS} (see above), the first step of our method is to calculate, for each sample, the GSD of each EM in a structure X using their abundances (EMa) and their densities (EMd) following the equation:

$$X_{j,k,i} = \frac{EMd_{k,i} * EMa_{j,i}}{100}$$

where i is the i th EM, j is the j th specimen (sample) and k is the k th grain-size bin. This equation gives a X structure with $\{1, 2, \dots, i - 1, i\}$ matrixes composed of $\{1, 2, \dots, j - 1, j\}$ rows (specimens) and $\{1, 2, \dots, k - 1, k\}$ columns (grain-size bins).

The next step is a simple addition of n matrixes of X into a single matrix to obtain a modified GSD Y free of IRD influence for each specimen. This modified GSD will be composed by $\{X_1 + X_2 + \dots + X_{n-1} + X_n\}$ matrixes from the X structure:

$$Y_{j,k} = \sum_{i=1}^n X_{j,k,i}$$

Now that we have removed the percentages of GSD containing EM_{IRD} , we recalculate the grain-size volume percentages of the matrix Y so that they sum to 100% in the modified GSD (*ModifiedGSD*):

$$ModifiedGSD_{j,k} = \frac{Y_{j,k} * 100}{\sum_k Y_{j,k}}$$

At this step, the GSD correction of IRD contributions is done and we constructed a modified GSD free of IRD influences from which we can now calculate any grain-size parameter (e.g., sorting, skewness, kurtosis) as well as the IRD-corrected sortable silt parameters SS_{IRD_free} and $SS\%_{IRD_free}$ following the method described in Section 3.1.

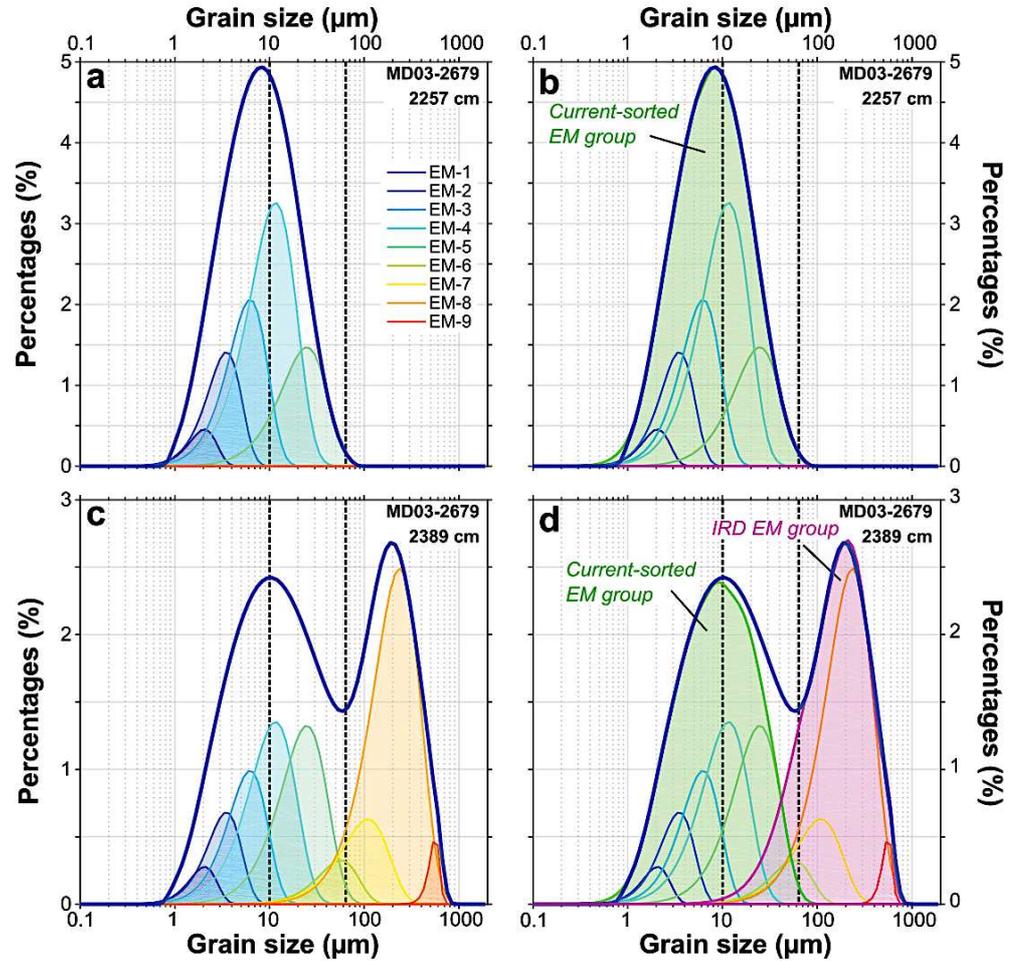


Figure 5. Grain-size distribution of two representative samples from core MD03-2679 with their End-Members (EM) distributions (a, c) and their EM_{CS} and EM_{IRD} groups (b, d). (a, b) Sediment with no Ice-Rafted Detritus (IRD) influence; (c, d) Sediment with a strong IRD contribution. Black dashed lines marked the interval 10–63 μm.

5.2. Applications of the New Method to the Studied Sedimentary Cores

This section compares the new grain-size parameters (\overline{SS}_{IRD_free} , $SS\%_{IRD_free}$, sorting index, r_{run}) with $\ln(Zr/Rb)$ and the original \overline{SS} described in Section 4.

The three cores now exhibit \overline{SS}_{IRD_free} variations which are more consistent with $\ln(Zr/Rb)$ records than the original \overline{SS} profiles (Figure 6). Sorting indexes and correlation coefficients between $\ln(Zr/Rb)$ and \overline{SS}_{IRD_free}

Table 2
Percentile 80 of the Studied Cores and Medians of Their Associated EM

Core name	P80 (μm)	Median (μm)									
		EM1	EM2	EM3	EM4	EM5	EM6	EM7	EM8	EM9	EM10
MD03-2679	21.19	1.68	2.99	5.32	9.46	21.19	47.43 ^a	84.34 ^a	188.81 ^a	532.15 ^a	–
MD03-2673	11.20	0.81	1.44	2.89	5.72	10.97	11.03	28.38 ^a	82.48 ^a	166.40 ^a	–
ANT30/P1-2	14.26	2.01	5.11	8.15	12.99	27.39 ^a	92.09 ^a	121.80 ^a	282.10 ^a	–	–

^aHighlights EM considered as IRD for each core.

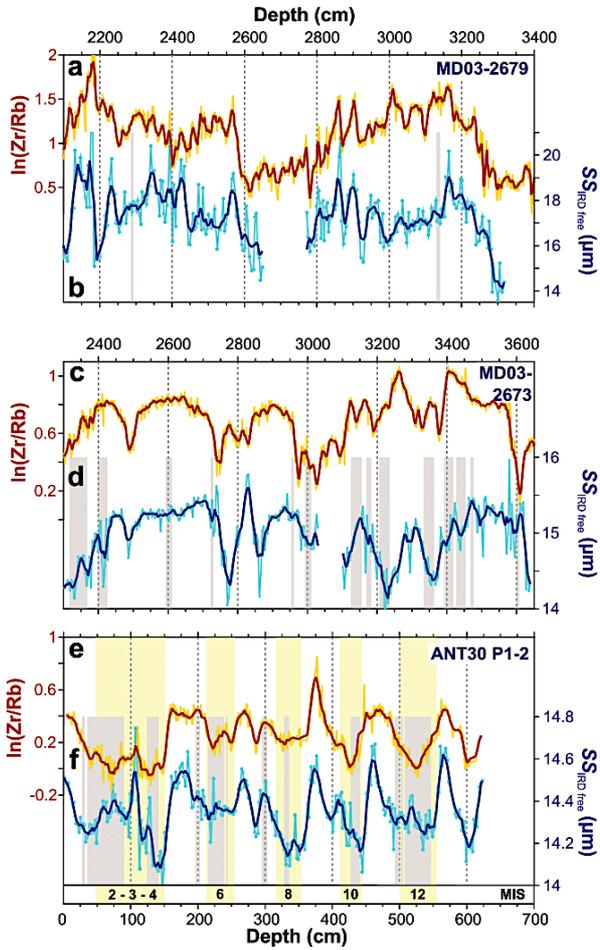


Figure 6. Downcore variations in (a, c, e) $\ln(\text{Zr/Rb})$ and (b, d, f) $\overline{SS}_{\text{IRD-free}}$ for cores (a, b) MD03-2679, (c, d) MD03-2673 and (e, f) P1-2. Gray areas are periods where the sediment is not current-sorted ($r_{\text{run}} < 0.5$). Yellow areas represent cold periods covered by core P1-2 after L. Wu et al. (2018, 2020).

3,300–3,400, 3,200, 2,950, 2,750, and below 2,400 cm, where sand values were originally high, show no obvious peaks of $\overline{SS}_{\text{IRD-free}}$ values. The long-term trend is generally consistent between $\overline{SS}_{\text{IRD-free}}$ and $\ln(\text{Zr/Rb})$ records (Figures 6c and 6d). The coefficient of correlation between both tracers increases from -0.44 to 0.18 after the IRD correction (Figure 7d). The index sorting increases from 0.65 to 0.79 (Figure 7c) and few intervals are rejected by the new r_{run} (gray areas in Figure 6d). Note that these rejections are often due to only one or two outliers. For example, the three rejected intervals between 3,400 and 3,500 cm ($n = 24$) show that 71% of data (17 \overline{SS} values) are rejected by the test. If two points considered as outliers are removed, the percentage of rejected data drops to 17% (4 \overline{SS} values).

In summary, by applying our new method, we increase the correlations between $\overline{SS}_{\text{IRD-free}}$, $SS\%_{\text{IRD-free}}$ and $\ln(\text{Zr/Rb})$ and decrease the number of intervals rejected by the r_{run} . In the three cores, no obvious peaks of $\overline{SS}_{\text{IRD-free}}$ occur any more in intervals where the sand content is high. In our approach, IRD with a grain-size bigger than the EM_{CS} grain-size range are considered as unsorted, whereas IRD finer than the EM_{IRD} grain-size range are considered as current-sorted. The contribution of the EM_{IRD} is therefore removed in IRD-free GSDs, also in the grain-size interval where it overlaps the EM_{CS} group. According to McCave and Andrews (2019), particles within this overlapping grain-size range, whatever their origin, should also be sorted by bottom currents. However, this range of overlap corresponds to the tails of GSDs of the two EM groups (Figure 5d). It is short and covers a limited

also improve with respect to the original correlations (Figure 7). Moreover, intervals rejected by the r_{run} are fewer after correction than before (Figure 6).

In greater detail, the grain-size data of core P1-2 were decomposed into eight EM with the Weibull parametric EMA. With a P80 value of $14.26 \mu\text{m}$ (Table 2), four EM were kept in the EM_{CS} group, and four in the IRD EM_{IRD} group. The sorting index increases from 0.42 to 0.64 (Figure 7c) and the correlation coefficient between $\ln(\text{Zr/Rb})$ and $\overline{SS}_{\text{IRD-free}}$ also increases from 0.27 to 0.58 (Figure 7d). The few intervals rejected by the new r_{run} (gray areas in Figure 6f) suggest oceanographic changes (e.g., changes of the depth or latitude of the deep current) rather than changes in bottom current strength. L. Wu et al. (2020) correlated the $\ln(\text{Zr/Rb})$ values with each grain-size bin and showed that the ratio is negatively correlated with the $<7 \mu\text{m}$ fraction and positively correlated with the $8\text{--}63 \mu\text{m}$ fraction (Figure 8c in L. Wu et al., 2020). These correlations suggest that the $\ln(\text{Zr/Rb})$ ratio can be used as a ratio of non-cohesive versus cohesive sediment fractions. We do not exclude a possible influence of chemical weathering effect on this ratio. However, such a ratio resembles the calculation mode of $SS\%$, rather than of \overline{SS} . $\overline{SS}_{\text{IRD-free}}$ and $SS\%_{\text{IRD-free}}$ are different in this core during glacial period ($r_{\text{run}} < 0.5$) and this “low” correlation between $\overline{SS}_{\text{IRD-free}}$ and $\ln(\text{Zr/Rb})$ is understandable for the Antarctic margin for these intervals.

The GSD in core MD03-2679 has been decomposed into nine EM with Weibull parametric EMA. The P80 value of the average GSD is $21.19 \mu\text{m}$ (Table 2). This suggests to keep five EM and four EM in the EM_{CS} and EM_{IRD} groups, respectively (Table 2). The long-term trend between $\ln(\text{Zr/Rb})$ and $\overline{SS}_{\text{IRD-free}}$ records is generally the same. The sorting index increases from 0.83 to 0.93 (Figure 7a) and the correlation coefficient between $\ln(\text{Zr/Rb})$ and $\overline{SS}_{\text{IRD-free}}$ also increases from 0.21 to 0.49 (Figure 7b). Only two intervals are rejected by the r_{run} (gray areas in Figure 6b) after the correction of IRD contribution. Also, $\overline{SS}_{\text{IRD-free}}$ does not increase anymore or increases less abruptly in intervals with high sand content (Figure 4c). Thus, these observations strongly suggest that the modified GSD used to calculate $\overline{SS}_{\text{IRD-free}}$ is indeed free of IRD influence.

The GSD of the last core MD03-2673 have been decomposed into nine EM with Weibull parametric EMA (Table 2). The very low P80 value of $11.2 \mu\text{m}$ indicates that the first six EM were retained for the EM_{CS} group and the remaining three for the EM_{IRD} group (Table 2). Intervals around 3,600,

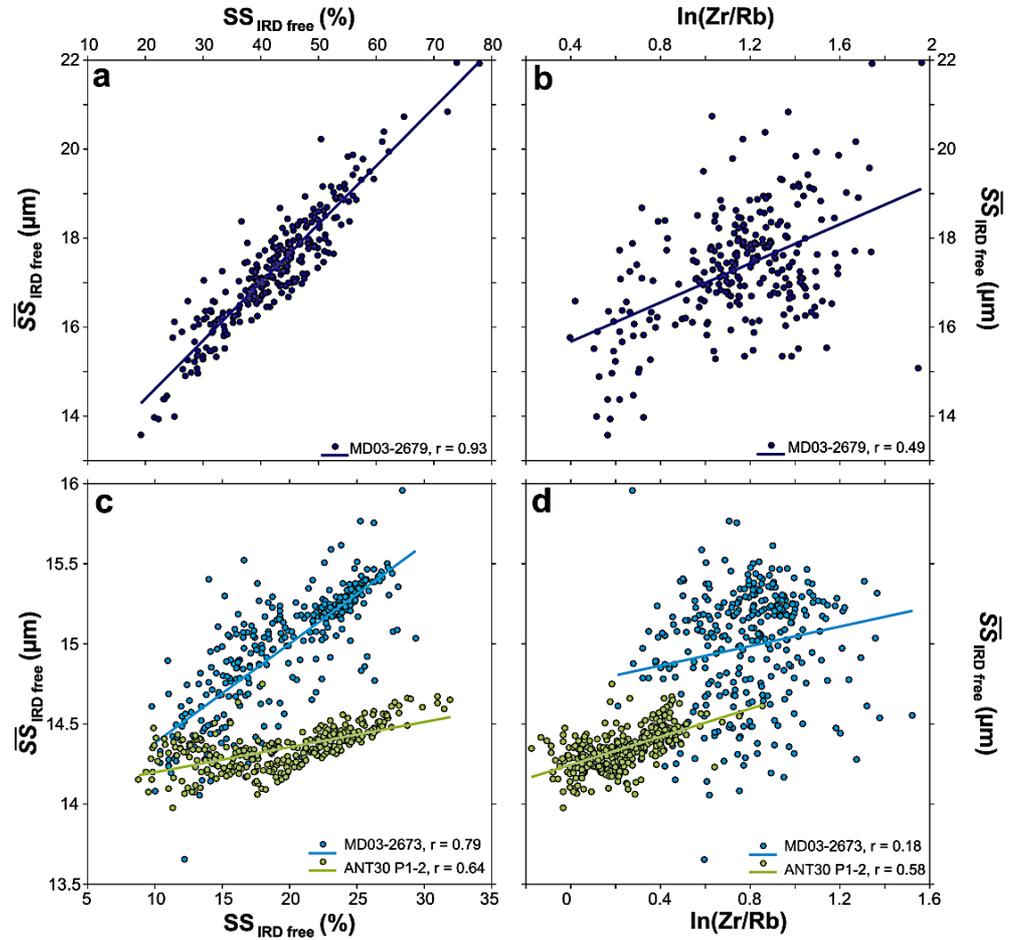


Figure 7. $\overline{SS}_{IRD-free}$ versus $SS_{IRD-free}$ (%) linear correlation for cores (a) MD03-2679, (c) MD03-2673 and P1-2, and $\overline{SS}_{IRD-free}$ versus $\ln(Zr/Rb)$ for cores (b) MD03-2679, (d) MD03-2673 and P1-2.

area, compared to the two main components, EM_{CS} and EM_{IRD} . If the EM_{CS} group is biased by the removal of the EM_{IRD} in this area, it is toward lower EM_{CS} grain-size values. This effect seems to be limited in our case studies, but one has to keep in mind this methodological limit of the decomposition in EM. More importantly, the upper limit of the sortable fraction and the lower limit of pure vertically advected IRD, which strongly depend on the hydrodynamical energy of the deposition environment, are defined by the decomposition in EM itself. Our method, therefore, efficiently corrects GSD for IRD contributions. In the case study of the three studied cores from the North Atlantic and Prydz Bay, it provides a new paleo-current strength proxy free of IRD influence.

6. Comparison With the Method of Jonkers et al. (2015)

In order to better evaluate our new method, we now compare the results with those obtained with the non-parametric EMA method developed by Jonkers et al. (2015) and used in many studies (e.g., Hoffmann et al., 2019; McCave & Andrews, 2019; L. Wu et al., 2018). As a reminder, the tracer used for bottom-current intensity free of IRD influence in the non-parametric EMA is a log-ratio of the two finest EM (considering the coarser EM as IRD). We applied this method on the three studied cores and compare the EM log-ratio with our $SS_{IRD-free}$ and $\overline{SS}_{IRD-free}$ (Figure 8).

Core MD03-2679 has three EM produced by non-parametric EMA (Figure 8a). The first EM (EM1) is unimodal and mainly associated with the cohesive fraction, with a mode at 5 μm and a short fraction of the GSD in

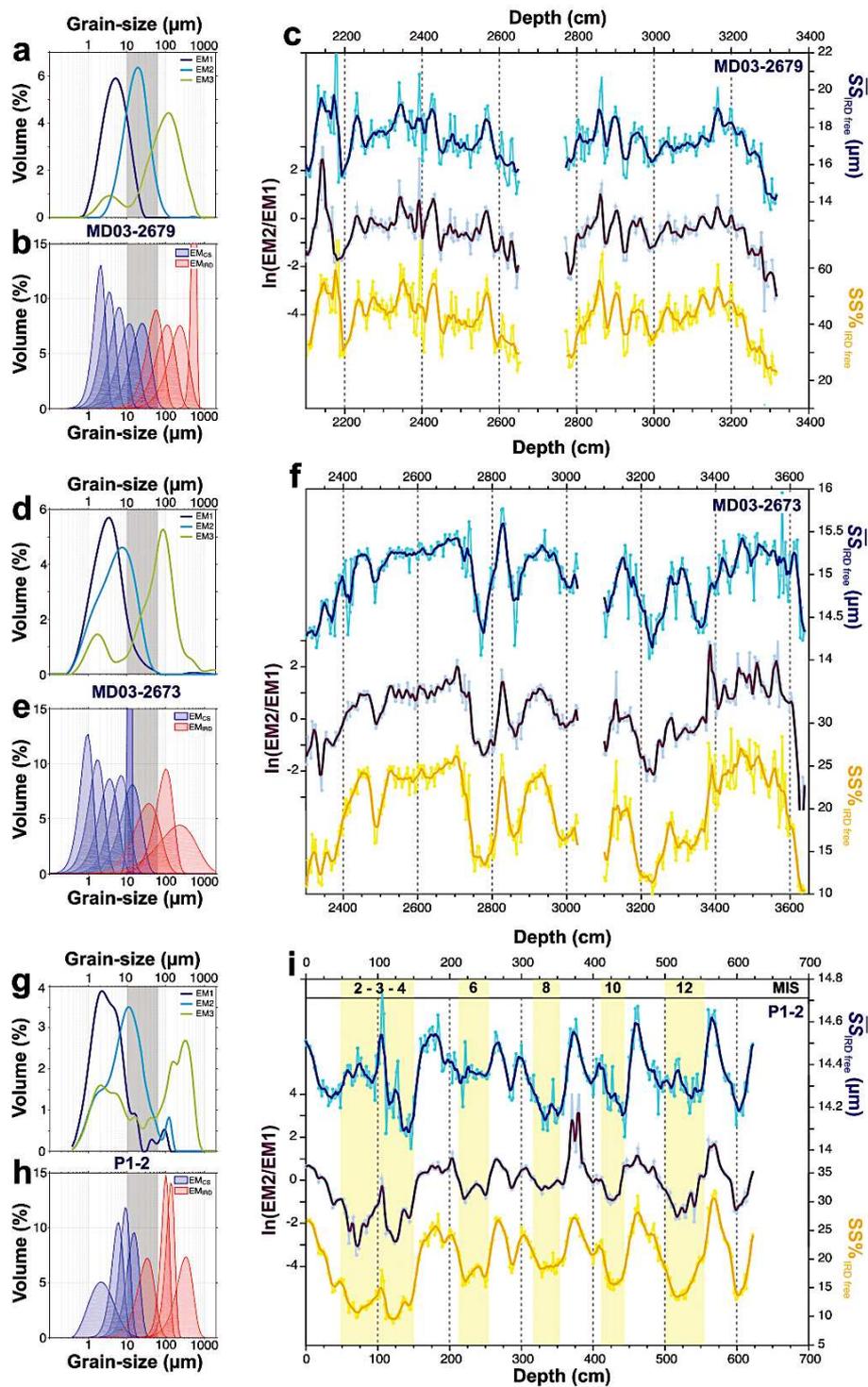


Figure 8.

the non-cohesive fraction up to 23 μm (Figure 8a). The second unimodal EM (EM2) mainly represents the non-cohesive silt fraction, extending from 2 to 100 μm with a mode at 20 μm (Figure 8a). The last bimodal EM (EM3) is associated with IRD. It covers grain-sizes ranging from 1 to 800 μm , and has two modes, a major one at around 100 μm and a secondary one at 4 μm (Figure 8a). With our method, the two groups of EM, EM_{CS} and EM_{IRD} , range from 0.3 to 100 μm and 4–900 μm , respectively (Figure 8b). The three tracers generally show the same variations (Figure 8c). Minor discrepancies (mainly in terms of amplitude) are observed around 3,150 cm, where $\ln(EM2/EM1)$ and $SS\%_{IRD_free}$ increase while \overline{SS}_{IRD_free} decreases, and above 2,250 cm. The latter is also the sole interval where $\ln(EM2/EM1)$ differs from both \overline{SS}_{IRD_free} and $SS\%_{IRD_free}$. It is characterized by a very high sand content (>50%) and therefore a high content of EM3 (whose downcore changes follow those of sand content, not shown). Due to a fine mode at 4 μm in EM3 (Figure 8a), the high EM3 abundance above 2,250 cm makes the abundance of EM1 and EM2 very low, and thus the $\ln(EM2/EM1)$ ratio inaccurate. Nevertheless, $\ln(EM2/EM1)$ is generally consistent with $SS\%_{IRD_free}$ and \overline{SS}_{IRD_free} . Since EM1 and EM2 are associated with the cohesive (<10 μm) and the non-cohesive (10–63 μm) fractions, respectively (Figure 8a), their ratio is close to the definition of $SS\%$. And because the sediment of this core is very well current-sorted (i.e., \overline{SS}_{IRD_free} and $SS\%_{IRD_free}$ vary closely together along the core), downcore changes in $\ln(EM2/EM1)$ also follow \overline{SS}_{IRD_free} variations. In summary, as the sediment is very well current-sorted in this core, the EM log-ratio exhibits the same variations as the $SS\%_{IRD_free}$ and \overline{SS}_{IRD_free} records and all three can be used as a current-strength proxy in this core.

The non-parametric EMA of core MD03-2673 also decomposes the GSD into three EM (Figure 8d). EM1 is unimodal, ranging from 0.3 to 70 μm with a mode between 3 and 4 μm . EM2 is also unimodal, extending also from 0.3 to 70 μm , but with a mode at 8 μm . EM3, attributed to IRD, ranges from 0.3 to more than 2,000 μm . This EM is bimodal with a principal mode at 85 μm and a secondary one at 2 μm (Figure 8d). The EM_{CS} and EM_{IRD} groups produced by our new method range from 0.1 to 63 μm and from 1 to more than 2,000 μm , respectively (Figure 8e). The $\ln(EM2/EM1)$ profile shows downcore variations similar to those of $SS\%_{IRD_free}$ (Figure 8f). They are also similar to \overline{SS}_{IRD_free} variations except for the interval 3,400–3,250 cm and above 2,400 cm (Figure 8f). The sediment of this core is less well current-sorted than in core MD03-2679, thereby inducing differences between the $SS\%_{IRD_free}$ and \overline{SS}_{IRD_free} records. Even if EM1 and EM2 cover the same grain-size ranges (from 0.3 to 70 μm), their mode and distribution shapes differ (Figure 8d). Although it is less evident than for core MD03-2679, EM1 and EM2 of core MD03-2673 could also be associated with the cohesive and non-cohesive fractions, respectively, explaining why that $\ln(EM2/EM1)$ variations better follow $SS\%_{IRD_free}$ than \overline{SS}_{IRD_free} changes (Figure 8f). Therefore, the EM2/EM1 log-ratio may only be used as current-strength proxy in this core when the sediment is well current-sorted.

The non-parametric EMA of the last core P1-2 reveals three EM (Figure 8g). EM1 has a multimodal distribution, ranging from 0.4 to 105 μm , with a principal mode at 2 μm and three others at 18, 45, and 90 μm (Figure 8g). EM2 is represented by a bimodal distribution between 0.4 and 200 μm , with a principal mode at 11 μm and a secondary one at ~ 100 μm . EM3, considered as IRD, has a grain-size range from 0.4 to 1,000 μm , with a principal mode at 300 μm and a large mode covering the fine to very fine silt and clay fractions (Figure 8g). The EM_{CS} and EM_{IRD} groups obtained by parametric Weibull EMA, which are composed of four EM ranging from 0.4 to 40 μm and 3–1,000 μm , respectively (Figure 8h), have more distinct grains-size ranges. The parametric EMA constrains the EM shape unlike non-parametric EMA. The effect of this difference is very clear in this core with large overlaps between the non-parametric EM grain-size spectra (Figure 8g). The $\ln(EM2/EM1)$ profile shows variations similar to $SS\%_{IRD_free}$ changes all along the core, and sometimes to \overline{SS}_{IRD_free} changes, mainly during interglacial periods when the sediment is current-sorted (blank areas in Figure 8i), except for MIS 11. This result suggests again that $\ln(EM2/EM1)$ represents a ratio of the non-cohesive to cohesive fractions rather than a strict current-strength proxy. Consequently, also in this core, the EM log-ratio can only be used as a current-strength proxy at times when the sediment is current-sorted.

Figure 8. Comparison of our grain-size distribution correction method of IRD influence to the one by Jonkers et al. (2015) for the three studied cores. (a, d, g) Non-parametric End-Member Analysis (EMA), (b, e, h) Weibull parametric EMA and (c, f, i) \overline{SS}_{IRD_free} , $\ln(EM2/EM1)$ and $SS\%_{IRD_free}$ profiles. (a–c) Core MD03-2679, (d–f) core MD03-2673 and (g–i) core P1-2. Gray areas on EMA panels represent the 10–63 μm fraction. Yellow areas on panel (i) are glacial periods after L. Wu et al. (2020). Note: the fifth End-Members (EM) (in blue) in panel (e) corresponds to overestimation of the number of EM of the EMA and is negligible due to its shape and its very low abundance (below 1%) along the core.

These three case-studies establish the limitations and conditions of use of the $\ln(\text{EM2}/\text{EM1})$ ratio proposed by Jonkers et al. (2015) as a current-strength proxy free of IRD influences. In summary, the $\ln(\text{EM2}/\text{EM1})$ ratio reflects a ratio of non-cohesive to cohesive fractions, similarly to $\text{SS}\%_{\text{IRD-free}}$ changes. Thus, the EM log-ratio can only be used as a current-strength proxy when the sediment is well current-sorted (i.e., in case of a high correlation between $\text{SS}\%_{\text{IRD-free}}$ and $\overline{\text{SS}}_{\text{IRD-free}}$). This information about sediment sorting requires the calculation of both $\text{SS}\%$ and $\overline{\text{SS}}$ records on IRD-free GSD, and our method is the only one that gives this possibility.

7. Conclusions

In this paper, in the light of a new method, we examined the GSD of three hemipelagic sedimentary cores from the subpolar North Atlantic and the Antarctic margin, in order to provide the following conclusions:

1. The $\overline{\text{SS}}$ of very fine hemipelagic sediments can be strongly influenced by silt-sized IRD.
2. The EM log-ratio issued from the commonly used non-parametric EMA method can be used as a current-strength proxy only if the sediment (free of IRD) is well current-sorted. However, this information about current sorting (i.e., degree of correlation between $\text{SS}\%_{\text{IRD-free}}$ and $\overline{\text{SS}}_{\text{IRD-free}}$) is not accessible with this method.
3. The method proposed here, which is based on parametric EMA, allows deconvolution of current-sorted from IRD EM, thus creation of a modified GSD free of unsorted IRD influence, and calculation of grain-size parameters (e.g., mean, median, kurtosis, skewness) and $\text{SS}\%$ and $\overline{\text{SS}}$ records free of unsorted IRD influence.
4. The upper grain-size limit of the sortable fraction (identical to the lower limit of vertically advected IRD) varies according to hydrodynamical strength conditions of deposition environments.
5. This new method is the only one documenting the degree of sediment sorting independent of the IRD content, and thus establishing whether the different tracers are strict proxies for bottom-current strength or not.

In many cases, the $\overline{\text{SS}}$ proxy can be used without any grain-size correction. However, in specific environments, our method allows to define grain-size corrections, that either lowers the upper limit of the sortable silt range or may increases it, (thus extending the $\overline{\text{SS}}$ grain-size range), depending on hydrological strength conditions.

Data Availability Statement

The Matlab code of the method described in this study is available at https://gitlab.in2p3.fr/nathan.stevenard/ird_corr_package (Stevenard, 2023). Geochemical ratio $\ln(\text{Zr}/\text{Rb})$ grain-size proxy and grain-size data of cores MD03-2679 and MD03-2673 used in this are available in the PANGAEA database Stevenard et al. (2023a, 2023b, 2023c, 2023d). Geochemical ratio $\ln(\text{Zr}/\text{Rb})$ grain-size proxy and data of core ANT30-P1-2 used in this study are available in L. Wu et al. (2020) via L. Wu (2020).

References

- Aitchison, J. (1990). Relative variation diagrams for describing patterns of compositional variability. *Mathematical Geology*, 22(4), 487–511. <https://doi.org/10.1007/BF00890330>
- Andrews, J. (2000). Icebergs and iceberg rafted detritus (IRD) in the North Atlantic: Facts and assumptions. *Oceanography*, 13(3), 100–108. <https://doi.org/10.5670/oceanog.2000.19>
- Andrews, J. T., & Principato, S. M. (2002). Grain-size characteristics and provenance of ice-proximal glacial marine sediments. *Science Progress*, 203(1), 305–324. <https://doi.org/10.1144/GSL.SP.2002.203.01.16>
- Ballini, M., Kissel, C., Colin, C., & Richter, T. (2006). Deep-water mass source and dynamic associated with rapid climatic variations during the last glacial stage in the North Atlantic: A multiproxy investigation of the detrital fraction of deep-sea sediments. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 7(2), 16. <https://doi.org/10.1029/2005GC001070>
- Barker, S., Chen, J., Gong, X., Jonkers, L., Knorr, G., & Thornalley, D. (2015). Icebergs not the trigger for North Atlantic cold events. *Nature*, 520(7547), 333–336. <https://doi.org/10.1038/nature14330>
- Bianchi, G. G., & McCave, I. N. (2000). Hydrography and sedimentation under the deep western boundary current on Björn and Gardar Drifts, Iceland Basin. *Marine Geology*, 165(1–4), 137–169. [https://doi.org/10.1016/S0025-3227\(99\)00139-5](https://doi.org/10.1016/S0025-3227(99)00139-5)
- Croudace, I. W., Löwemark, L., Tjallingii, R., & Zolitschka, B. (2019). High resolution XRF core scanners: A key tool for the environmental and palaeoclimate sciences. *Quaternary International*, 514, 1–4. <https://doi.org/10.1016/j.quaint.2019.05.038>
- Croudace, I. W., & Rothwell, R. G. (Eds.) (2015). *Micro-XRF studies of sediment cores: Applications of a non-destructive tool for the environmental sciences, developments in paleoenvironmental research*. Springer.
- Dietze, E., Hartmann, K., Diekmann, B., Jmker, J., Lehmkuhl, F., Opitz, S., et al. (2012). An end-member algorithm for deciphering modern detrital processes from lake sediments of Lake Donggi Cona, NE Tibetan Plateau, China. *Sedimentary Geology*, 243–244, 169–180. <https://doi.org/10.1016/j.sedgeo.2011.09.014>

Acknowledgments

We are grateful to the chief scientist (C. Laj) and the crew of the R.V. *Marion Dufresne* for collecting cores during the P.I.C.A.S.S.O cruise. We thank G. Maillet, M. Mojtahid (LPG-BIAF) and C. Skonieczny (GEOPS) for technical support for grain-size analyses and C. Wandres (LSCE) for technical support for XRF core-scanning. We are grateful to Prof. N. McCave for fruitful exchanges. N.S. acknowledges a PhD grant from the Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives (CEA). A.G. acknowledges support from ANR (Grant ANR-18-BELM-0001-06). This work was supported by the CEA, the Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS) and by the French National program LEFE (Les Enveloppes Fluides et l'Environnement), under the project DECORATING (Dynamique des principaux courants profonds de l'Atlantique lors des périodes chaudes du passé: étude des interglaciaires des derniers 450 000 ans). We would like to thank the associate editor and three anonymous reviewers for their valuable comments, which helped us to improve the quality of our manuscript.

- Donohue, K. A., Tracey, K. L., Watts, D. R., Chidichimo, M. P., & Chereskin, T. K. (2016). Mean Antarctic circumpolar current transport measured in Drake passage. *Geophysical Research Letters*, *43*(22), 11–760. <https://doi.org/10.1002/2016GL070319>
- Dypvik, H., & Harris, N. B. (2001). Geochemical facies analysis of fine-grained siliciclastics using Th/U, Zr/Rb and Zr q Rb/rSr ratios. *181*(1–4), 131–146. [https://doi.org/10.1016/S0009-2541\(01\)00278-9](https://doi.org/10.1016/S0009-2541(01)00278-9)
- Grütznier, J., & Higgins, S. M. (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), 17. <https://doi.org/10.1029/2009PA001873>
- Hass, H. C. (2002). A method to reduce the influence of ice-rafted debris on a grain size record from northern Fram Strait, Arctic Ocean. *Polar Research*, *21*(2), 299–306. <https://doi.org/10.3402/polar.v21i2.6491>
- Hoffmann, S. S., Dalsing, R. E., & Murphy, S. C. (2019). Sortable silt records of intermediate-depth circulation and sedimentation in the southwest Labrador sea since the last glacial maximum. *Quaternary Science Reviews*, *206*, 99–110. <https://doi.org/10.1016/j.quascirev.2018.12.028>
- Jonkers, L., Barker, S., Hall, I. R., & Prins, M. A. (2015). Correcting for the influence of ice-rafted detritus on grain size-based paleocurrent speed estimates. *Paleoceanography*, *30*(10), 1347–1357. <https://doi.org/10.1002/2015PA002830>
- Kissel, C., Laj, C., Mulder, T., Wandres, C., & Cremer, M. (2009). The magnetic fraction: A tracer of deep water circulation in the North Atlantic. *Earth and Planetary Science Letters*, *288*(3–4), 444–454. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2009.10.005>
- Kissel, C., Van Toer, A., Laj, C., Cortijo, E., & Michel, E. (2013). Variations in the strength of the North Atlantic bottom water during Holocene. *Earth and Planetary Science Letters*, *369–370*, 248–259. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2013.03.042>
- Laj, C. (2003). *MD 132/P.I.C.A.S.S.O.-IMAGES11 cruise*. Marion Dufresne R/V. <https://doi.org/10.17600/3200050>
- Lamy, F., Arz, H. W., Kilian, R., Lange, C. B., Lembke-Jene, L., Wengler, M., et al. (2015). Glacial reduction and millennial-scale variations in Drake Passage throughflow. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, *112*(44), 13496–13501. <https://doi.org/10.1073/pnas.1509203112>
- Li, G., & Piper, D. J. W. (2015). The influence of meltwater on the Labrador Current in Heinrich event 1 and the Younger Dryas. *Quaternary Science Reviews*, *107*, 129–137. <https://doi.org/10.1016/j.quascirev.2014.10.021>
- McCave, I. N., & Andrews, J. T. (2019). Distinguishing current effects in sediments delivered to the ocean by ice. I. Principles, methods and examples. *Quaternary Science Reviews*, *212*, 92–107. <https://doi.org/10.1016/j.quascirev.2019.03.031>
- McCave, I. N., & Hall, I. R. (2006). Size sorting in marine muds: Processes, pitfalls, and prospects for paleoflow-speed proxies. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, *7*(10), 37. <https://doi.org/10.1029/2006GC001284>
- McCave, I. N., Manighetti, B., & Robinson, S. G. (1995). Sortable silt and fine sediment size/composition slicing: Parameters for palaeocurrent speed and palaeoceanography. *Paleoceanography and Paleoclimatology*, *10*(3), 593–610. <https://doi.org/10.1029/94PA03039>
- McCave, I. N., Thornalley, D. J. R., & Hall, I. R. (2017). Relation of sortable silt grain-size to deep-sea current speeds: Calibration of the 'Mud Current Meter'. *Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*, *127*, 1–12. <https://doi.org/10.1016/j.dsr.2017.07.003>
- Mirzaloog, M., Nürnberg, D., Kienast, M., & Lubbe, H. J. L. (2019). Synchronous changes in sediment transport and provenance at the Iceland-Faroe Ridge linked to millennial climate variability from 55 to 6 ka BP. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, *20*(8), 4184–4201. <https://doi.org/10.1029/2019GC008298>
- Mokkedem, Z., & McManus, J. F. (2017). Insights into North Atlantic deep water formation during the peak interglacial interval of Marine Isotope Stage 9 (MIS 9). *Climate Dynamics*, *49*(9–10), 3193–3208. <https://doi.org/10.1007/s00382-016-3505-9>
- Mulder, T., Hassan, R., Ducassou, E., Zaragosi, S., Gonthier, E., Hanquiez, V., et al. (2013). Contourites in the Gulf of Cadiz: A cautionary note on potentially ambiguous indicators of bottom current velocity. *Geo-Marine Letters*, *33*(5), 357–367. <https://doi.org/10.1007/s00367-013-0332-4>
- Paterson, G. A., & Heslop, D. (2015). New methods for unmixing sediment grain size data. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, *16*(12), 4494–4506. <https://doi.org/10.1002/2015GC006070>
- Richter, T. O., van der Gaast, S., Koster, B., Vaars, A., Gieles, R., de Stigter, H. C., et al. (2006). The Avaatech XRF core scanner: Technical description and applications to NE Atlantic sediments. *Geological Society, London, Special Publications*, *267*(1), 39–50. <https://doi.org/10.1144/GSL.SP.2006.267.01.03>
- Seidel, M., & Hlawitschka, M. (2015). An R-Based function for modeling of end member compositions. *Mathematical Geosciences*, *47*(8), 995–1007. <https://doi.org/10.1007/s11004-015-9609-7>
- Shimada, C., Sato, T., Toyoshima, S., Yamasaki, M., & Tanimura, Y. (2008). Paleocological significance of laminated diatomaceous oozes during the middle-to-late Pleistocene, North Atlantic Ocean (IODP site U1304). *Marine Micropaleontology*, *69*(2), 139–150. <https://doi.org/10.1016/j.marmicro.2008.07.004>
- Stevenard, N. (2023). IRD correction Matlab script [Software]. Zenodo. <https://doi.org/10.5281/zenodo.7636179>
- Stevenard, N., Govin, A., Kissel, C., & Van Toer, A. (2023a). Geochemical ratio ln(Zr/Rb) from core MD03-2673 [Dataset]. PANGAEA. <http://doi.org/10.1594/PANGAEA.950965>
- Stevenard, N., Govin, A., Kissel, C., & Van Toer, A. (2023b). Geochemical ratio ln(Zr/Rb) from core MD03-2679 [Dataset]. PANGAEA. <http://doi.org/10.1594/PANGAEA.950967>
- Stevenard, N., Govin, A., Kissel, C., & Van Toer, A. (2023c). Sortable silt data from core MD03-2673 [Dataset]. PANGAEA. <https://doi.org/10.1594/PANGAEA.950962>
- Stevenard, N., Govin, A., Kissel, C., & Van Toer, A. (2023d). Sortable silt data from core MD03-2679 [Dataset]. PANGAEA. <https://doi.org/10.1594/PANGAEA.950966>
- Thornalley, D. J. R., Blaschek, M., Davies, F. J., Praetorius, S., Oppo, D. W., McManus, J. F., et al. (2013). Long-term variations in Iceland–Scotland overflow strength during the Holocene. *Climate of the Past*, *9*(5), 2073–2084. <https://doi.org/10.5194/cp-9-2073-2013>
- Toucanne, S., Soulet, G., Riveiros, N. V., Boswell, S. M., Dennielou, B., Waelbroeck, C., et al. (2021). The North Atlantic Glacial Eastern Boundary Current as a key driver for ice-sheet—AMOC interactions and climate instability. *Paleoceanography and Paleoclimatology*, *36*(3), e2020PA004068. <https://doi.org/10.1029/2020PA004068>
- Weltje, G. J. (1997). End-member modeling of compositional data: Numerical-statistical algorithms for solving the explicit mixing problem. *Mathematical Geology*, *29*(4), 503–549. <https://doi.org/10.1007/BF02775085>
- Weltje, G. J., Bloemsa, M. R., Tjallingii, R., Heslop, D., Röhl, U., & Croudace, I. W. (2015). Prediction of geochemical composition from XRF core scanner data: A new multivariate approach including automatic selection of calibration samples and quantification of uncertainties. In I. W. Croudace & R. G. Rothwell (Eds.), *Micro-XRF studies of sediment cores* (pp. 507–534). Springer Netherlands. https://doi.org/10.1007/978-94-017-9849-5_21
- Weltje, G. J., & Tjallingii, R. (2008). Calibration of XRF core scanners for quantitative geochemical logging of sediment cores: Theory and application. *Earth and Planetary Science Letters*, *274*(3–4), 423–438. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2008.07.054>
- Wu, L. (2020). Dr. In G-cubed (1.1) [Dataset]. Zenodo. <https://doi.org/10.5281/zenodo.4075009>

- Wu, L., Wang, R., Xiao, W., Krijgsman, W., Li, Q., Ge, S., & Ma, T. (2018). Late quaternary deep stratification-climate coupling in the Southern Ocean: Implications for changes in abyssal carbon storage. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, *19*(2), 379–395. <https://doi.org/10.1002/2017GC007250>
- Wu, L., Wilson, D. J., Wang, R., Yin, X., Chen, Z., Xiao, W., & Huang, M. (2020). Evaluating Zr/Rb ratio from XRF scanning as an indicator of grain-size variations of glaciomarine sediments in the Southern Ocean. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, *21*(11), e2020GC009350. <https://doi.org/10.1029/2020GC009350>
- Wu, S., Lembke-Jene, L., Lamy, F., Arz, H. W., Nowaczyk, N., Xiao, W., et al. (2021). Orbital- and millennial-scale Antarctic circumpolar current variability in Drake passage over the past 140,000 years. *Nature Communications*, *12*(1), 3948. <https://doi.org/10.1038/s41467-021-24264-9>
- Xuan, C., Channell, J. E. T., & 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. <https://doi.org/10.1016/j.quascirev.2016.04.010>
- Zhang, X., Wang, H., Xu, S., & Yang, Z. (2020). A basic end-member model algorithm for grain-size data of marine sediments. *Estuarine, Coastal and Shelf Science*, *236*, 106656. <https://doi.org/10.1016/j.ecss.2020.106656>

References From the Supporting Information

- Poutiers, J., & Gonthier, E. (1978). Sur la susceptibilité magnétique des sédiments, indicateurs de la dispersion du matériel volcanoclastique à partir de l'Islande et des Faeroes. *Bulletin de l'Institut de Géologie du Bassin d'Aquitaine*, *23*, 214–226.

Chapitre V

Variabilité glaciaire-interglaciaire de l'intensité de l'ISOW au cours des derniers 400 ka



Dans ce chapitre, nous comparons les différents traceurs utilisés. Ces comparaisons ont avant tout permis de mettre en évidence la robustesse de ces traceurs, indiquant qu'ils enregistrent bien l'intensité passée de l'ISOW. Les *proxies* utilisés, qui enregistrent les changements de concentration en particules basaltiques (provenant du seuil Islando-Ecossais), montrent une signature de cette source tout au long des derniers 400 ka. De plus, la cohérence entre ces traceurs et ceux de granulométrie, indique que la convection en mer nordiques est toujours active durant la totalité de la période étudiée. Enfin, dans ce chapitre, nous avons mis en évidence deux régimes d'intensité de l'ISOW : l'un fort en interglaciaires (*s.l.*), l'autre faible en glaciaires. Nous avons également proposé des mécanismes concernant les transitions entre les régimes forts et faibles, impliquant un seuil de $\delta^{18}\text{O}$ et des ralentissements associés à une variabilité millénaire de l'intensité de l'ISOW.

Ce chapitre est rédigé en anglais sous la forme d'un article scientifique, qui sera soumis très prochainement. Le « *Supplemental Material* » correspond à l'**Annexe S3**.

Deep North Atlantic circulation intensity: glacial - interglacial variability over the last 400,000 years

N. Stevenard^{1†}, C. Kissel¹, A. Govin¹ & C. Wandres¹

¹Laboratoire des Sciences du Climat et de l'Environnement, LSCE/IPSL, CEA-CNRS-UVSQ,
Université Paris-Saclay, Gif-sur-Yvette, France.

[†]Corresponding author: Nathan Stevenard (nathan.stevenard@lsce.ipsl.fr)

V.0. Abstract

The ocean circulation plays a key role in the climate system, by exchanging heat and greenhouse gases with the atmosphere. Most of the studies of the deep ocean variability are focused on recent timescales, but little is known for periods older than the last glacial period. Based on multi-proxy analyses on three marine cores South of Iceland, we reconstruct over the last 400,000 years, the past intensity of the Iceland-Scotland Overflow Water (ISOW), one of the two deep currents which form the North Atlantic Deep Water. Our results show a permanent influence of ISOW, suggesting that convection in the Nordic Seas is still active during the last four glacial cycles, without complete collapse of the overturning, in particular during glacial periods. At glacial-interglacial timescales, two regimes are defined, one with a strong ISOW intensity in interglacial periods, together with well-ventilated waters in North Atlantic, and one with a weak ISOW intensity during glacial periods associated to poorly ventilated waters in the Atlantic basin. The transitions between the strong and the weak regimes appear to be associated with Heinrich-like events, which slow the ISOW flow speed. During these events, an extent of northern ice-sheets and possibly a closure of Canadian Arctic Archipelago straits may occur during periods where the benthic $\delta^{18}\text{O}$ crosses a threshold value of $\sim 4\%$. This closure increases the Arctic flow into the Nordic Seas, inducing a regional cooling in the Nordic Seas. A sequence of feedbacks is operated in the Nordic Seas, reducing the density of subsurface waters, which will form the deep waters, by freshening them. This leads to a decrease of the density gradient between the Northern and Southern part of the sill, and sets the ISOW in its weak state until the next deglaciation, when the climate background favors a switch back to the strong ISOW regime.

V.1. Introduction

The ocean circulation plays a crucial role in the climate system by exchanging heat and moisture with the atmosphere and storing (or releasing) greenhouse gases in (from) its deeper parts. In this context, since a few decades, many studies focused on reconstructing the past variability of the Atlantic Meridional Overturning Circulation (AMOC) in order to better understand climate-ocean interactions (e.g. [Broecker & Denton, 1990](#); [McManus et al., 1999](#); [Rahmstorf, 2002](#); [Thornalley et al., 2013](#); [Henry et al., 2016](#)). In the subpolar North Atlantic, the circulation is currently dominated at present by the northeastward flow of the North Atlantic Current which, arriving in the Nordic seas, becomes denser, sinks and flows back into the North Atlantic as overflow waters (see [Danialt et al., 2016](#), and references therein). Any modification in the location or the intensity of the formation of the deep waters has, of course, a strong impact on the northern hemisphere climate. It is therefore critical to well understand the mechanisms leading to such changes under various natural forcing.

During the last glacial period, the strength of the overflows, in particular the Iceland-Scotland Overflow Water (ISOW), has been shown to fluctuate on millennial timescales, in phase with the so-called Dansgaard-Oeschger (D/O) events ([Dansgaard et al., 1993](#)): the ISOW was intense during interstadials and weak but not completely canceled during stadials ([Rasmussen et al., 1996](#); [Moros et al., 1997](#); [Kissel et al., 1999](#); [Ballini et al., 2006](#); [Dokken et al., 2013](#); [Wary et al., 2017](#)). The sensitivity of ISOW both to orbital changes ([Kissel et al., 2009, 2013](#); [Thornalley et al., 2013](#)) and to regional melting events such as the 8.2 ka event ([Kissel et al., 2013](#)), was also demonstrated during the warm period of the Holocene, based on sedimentological proxies (grain-size and magnetic properties).

North Atlantic deep circulation changes for periods beyond the last glacial period are mainly documented by the geochemistry of the water masses using the carbon isotopic composition ($\delta^{13}\text{C}$) of epibenthic foraminifera as a water-mass ventilation proxy (e.g. [Hodell et al., 2008, 2023](#)). These reconstructions, near the mid-Atlantic ridge (3871 m depth) and the Iberian margin (2587 m depth) and covering the last million years, show a well-defined glacial-interglacial variability of deep North Atlantic water mass ventilation, with the dominant influence of North Atlantic Deep Water (NADW) during interglacials and the increased contribution of Southern Sourced Water (SSW) during glacial periods. In contrast, [Grützner & Higgins \(2010\)](#) used the Potassium (K) and Titanium (Ti) geochemical ratio to track the Ti-rich sediments transported by ISOW over the last 1.1 Ma. They demonstrated that ISOW transported

more (less) basaltic-rich sediment during interglacial (glacial) periods in phase with well (more poorly) ventilated deep water masses in the North Atlantic (Grützner and Higgins, 2010).

The strength variability of North Atlantic bottom currents was investigated more in details during the specific time intervals of Termination II (T-II) and Marine Isotopic Stages (MIS) 5e to 5c by Hodell et al. (2009) and Deaney et al. (2017). Using stable isotopes of benthic foraminifera and sortable silt mean grain-size (\overline{SS}) of a site located on the southern Gardar drift (3082 m water depth), Hodell et al. (2009) suggested a weak circulation and poorly ventilated waters during T-II and the first part of the last interglacial, with full interglacial conditions being reached around 124 ka only. Based on benthic foraminifera $\delta^{13}C$, grain-size and ϵ_{ND} , reconstructed at sites from Bermuda Rise and Gardar drift, Deaney et al. (2017) show that the increase in deep North Atlantic ventilation during T-II preceded the increase in bottom current intensity. On older timescales, Kleiven et al. (2011) produced \overline{SS} and benthic foraminifera $\delta^{13}C$ records from MIS 18 to 22 in site ODP-983. They show the constant presence of ISOW at 1983 m in North Atlantic, both in glacial and interglacial periods, with strong orbital influence and abrupt increases of ISOW intensity during deglaciations. Many studies, based on simple or complex models, suggest that, on glacial-interglacial timescales, the AMOC fluctuated in two “monostable” regimes (e.g. Stommel, 1961; Rasmussen et al., 1996; Zhang et al., 2014; Barker & Knorr, 2021), with a higher intensity during interglacial periods with respect to glacial periods.

As a result, there are very few studies documenting the past strength of North Atlantic overflow waters over glacial-interglacial timescales. Additional data would help understanding more in detail the mechanisms controlling orbital and suborbital changes in the intensity of overflow waters. In particular, the last four glacial-interglacial cycles (~400 ka) integrate the largest changes in insolation, atmospheric greenhouse gas concentrations, temperature and sea-level of the last million years (Tzedakis et al., 2009; Past Interglacials Working Group of PAGES, 2016). This makes them a favorable period to study mechanisms and feedbacks of the deep North Atlantic circulation and its interactions with other components of the climate system (e.g. ice-sheet, sea-ice, atmosphere).

Therefore, reconstructions of the ISOW intensity over the last 400 ka may lead to a better understanding of the stable or unstable nature of ocean circulation, mechanisms and climate thresholds involved on glacial-interglacial timescales. In this study, we use a multi-proxy approach on three sediment cores from the subpolar North Atlantic in order to i) document glacial-interglacial changes in ISOW intensity over the last 400 ka, ii) compare changes in

ISOW strength records with changes in the ventilation of North Atlantic deep-water masses and iii) propose mechanisms to explain changes in ISOW intensity on glacial-interglacial timescales.

V.2. Regional settings and sedimentary material

At present, the thermohaline circulation in the North Atlantic consists in the northeastward flow of warm and salty surface and intermediate (0 to ~1.5 km; [Daniault et al., 2016](#)) waters across the North Atlantic basin, from the Gulf of Mexico to the Nordic Seas. These waters cool and sink in the convection areas during winter brine formation and then return southwestward into the deep Atlantic basin, passing over the Greenland-Scotland basaltic sills ([Aagaard et al., 1985](#); [Aagaard and Carmack, 1989](#); [Mauritzen, 1996](#); [Eldevik et al., 2009](#)). Two return pathways are distinguished with two overflow water masses: the Denmark-Strait Overflow Water (DSOW) over the Greenland-Iceland sill and the Iceland-Scotland Overflow Water (ISOW) over the Iceland-Scotland sill ([Dickson and Brown, 1994](#); [Saunders, 1994](#); [Østerhus et al., 2008](#); [Daniault et al., 2016](#)). These two deep currents form the modern lower limb of the North Atlantic Deep Water (NADW), a major component of AMOC.

The three couples of Calypso and CASQ (CALypso-SQuare) sediment cores studied in this work are located in the core of the modern ISOW, along the eastern flank of Reykjanes Ridge between 1800 and 2800 m depth (**Figure V-1**). The two northernmost and shallowest cores were collected on the Björn and Gardar drift, which are both characterized by fine contouritic facies formed by the persistent influence of ISOW flow ([McCave et al., 1980](#); [Bianchi & McCave, 2000](#)). The southernmost and deepest core was also taken from the Gardar drift (**Figure V-1**). The three cores were collected during the P.I.C.A.S.S.O. (MD132/ IMAGES XI) cruise onboard the R.V. *Marion Dufresne* in 2003 ([Laj, 2003](#)). At each site, a long piston (Calypso) core was taken together with a CASQ core which better preserves the upper meters of sediment.

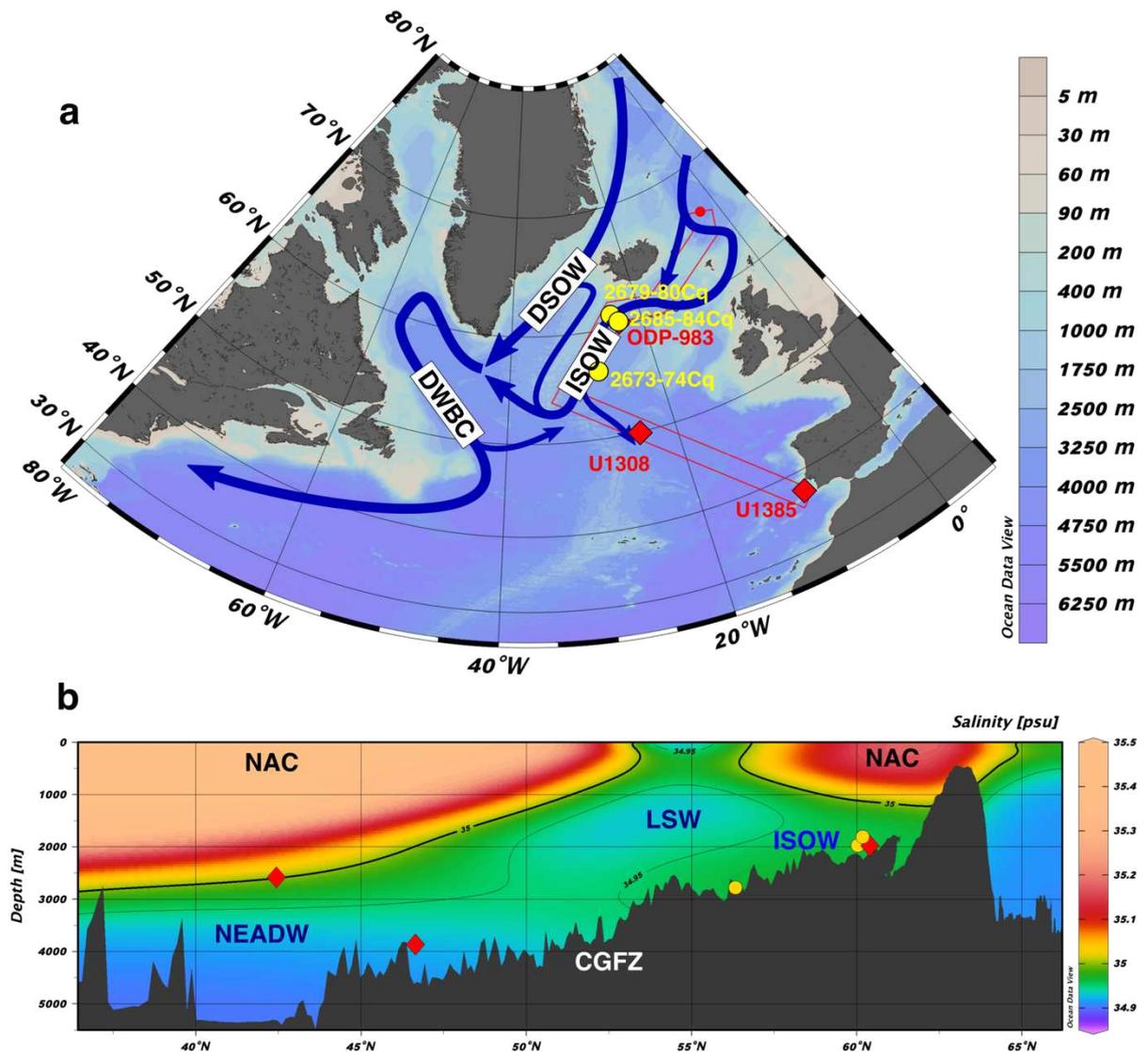


Figure V-1: Bathymetry and modern salinity section of the subpolar North Atlantic basin and location of the three couples of cores studied here. A) Bathymetric map with the main deep currents (blue arrows), the three couples of cores (yellow circles) and the three ODP and IODP drilling sites used in this study (red diamonds). B) Salinity section (in red on the map) from Nordic seas to Iberian margin with de latitude and depth of each core represented on the map. DSOW = Denmark Strait Overflow Water; ISOW = Iceland-Scotland Overflow Water; DWBC = Deep Western Boundary Current; LSW = Labrador Sea Water; NAC = North Atlantic Current; NEADW = North East Atlantic Deep Water; CGFZ = Charlie-Gibbs Fracture Zone.

Core MD03-2679 has been collected from the Björn drift (**Figure V-1**; 61°03.40'N; 24°32.42'W; 1812 m depth; 35.37 m long) and it is characterized by olive-green, bioturbated and sometimes laminated clayey-silts. A few sandy layers are also visible at ~28.7, ~34.4 and ~34.7 m. The CASQ core MD03-2680Cq taken at the same location is 10.96 m long and covers the upper 15.11 m of the Calypso core MD03-2679.

The second core, MD03-2685, is located on the Gardar drift (60°24.08'N; 23°38.39'W; 1977 m depth; 44.61 m length) (**Figure V-1**), at the same site as ODP-983 (**Figure V-1**). This

core is composed of homogeneous grayish to greenish clayey-silt to silty-clay. The sediment is sometimes bioturbated with isolated sand to gravel-sized clasts. It is coupled for its upper 7.89 m with the 11.17 m long CASQ core MD03-2684Cq.

Core MD03-2673 is located farther south on the Gardar drift (**Figure V-1**; 56°21.91'N; 27°48.86'W; 2786 m depth; 39.05 m long). It is made of grey to brown silty-clays, frequently bioturbated with isolated sand to gravel-sized clasts. Two diatom-rich layers are present at ~21.5 and ~36 m depth. Its upper 18 m are covered by the 11.85 m long CASQ core MD03-2674Cq.

To compare the new records obtained from these three sites to ice-sheet volume and deep ocean ventilation changes, we selected two IODP cores for which high-resolution benthic foraminifera $\delta^{18}\text{O}$ and $\delta^{13}\text{C}$ records are available. These isotopic data are from the IODP site U1308 (Hodell et al., 2008) located east of the mid-Atlantic ridge (**Figure V-1**; 49°52.40'N; 24°14.17'W; 3871 m depth) and the IODP site U1385 (Hodell et al., 2023) located on the Iberian margin (**Figure V-1**; 37°34.17'N; 10°07.34'W; 2587 m depth). Both sites are bathed by the modern NADW.

V.3. Methods

We used a multi-proxy approach on the three studied cores, including high resolution (every one to two cm) of measurements of X-Ray Fluorescence (XRF) and magnetic properties. In addition, we analyzed the grain-size, coercivity and magnetization ratios of cores MD03-2673 and MD03-2679 at lower resolution (every four to five cm), focused on MIS 7 and 9.

V.3.1. Magnetic properties

For the analysis of magnetic properties, we have sampled all studied cores using u-channels pushed in the center of the half core for each section (Weeks et al., 1993). All magnetic properties were analyzed following the laboratory procedure described in detail in the [Supplemental Material](#). The natural (NRM), anhysteretic (ARM) and isothermal (IRM) remanent magnetizations were measured on u-channels using 755R DC-SQUIDS cryogenic magnetometers from 2G Enterprise, placed within the μ -metal shielded room of the LSCE (Laboratoire des Sciences du Climat et de l'Environnement, Gif sur Yvette, France). The measurements were made every 2 cm with a pick-up coil resolution of 5.8 cm. The volume low

field magnetic susceptibility (κ_{lf}) was also measured on u-channels every 2 cm with the same spatial resolution as for the remanent magnetizations

Magnetic hysteresis analyses (see [Supplemental Material](#)) were conducted on MIS 7 and 9 only in cores MD03-2679 and MD03-2673. They were performed using an alternating gradient force magnetometer AGFM2900 on a few dried milligrams of dried sediment sampled every 4 to 5 cm in u-channels.

V.3.2. Grain-size analyses

For grain-size data analyses of cores MD03-2673 and MD03-2679, 2 cm³ samples were taken from u-channels every 4 to 5 cm on MIS 7 and 9 (same depths as for the hysteresis analyses). This represents a total of 318 samples for core MD03-2673 and 265 samples for core MD03-2679. Grain size data were obtained from the detrital part of the sediment after removal of all biogenic content ([Supplemental Material](#)) using the laser diffractometers Malvern Mastersizer 3000 and 2000 at LPG-BIAF (University of Angers, France) and GEOPS (University of Paris-Saclay, France). Grain-size distributions were corrected from IRD influence with the method developed by [Stevenard et al. \(2023\)](#) using End-Member Analyses (EMA) with the AnalySize GUI Matlab ([Paterson and Heslop, 2015](#)). The mean size of “sortable silt” (\overline{SS}) (mean size of the non-cohesive silt in the 10-63 μm range) was calculated following [McCave & Andrews \(2019\)](#) taking into account the IRD-corrected grain-size distributions to produce \overline{SS}_{IRD_free} , a proxy of deep current intensity ([Stevenard et al., 2023](#)). In addition, the geometric mean grain-size (\overline{X}_{IRD_free}) was calculated on the basis of the IRD corrected grain-size distributions, in order to also consider the grain-size variability of the finer grain-size fraction.

V.3.3. X-Ray Fluorescence measurements

The elemental composition of cores MD03-2673, MD03-2685 and MD03-2679 was analyzed using the 4th generation Avaatech core scanner available at the LSCE, on the “archive” half section of each core, with a 1 cm resolution and a downcore and cross-core slits of 1.0 and 1.2 cm, respectively ([Stevenard et al., 2023](#); details in [Supplemental Material](#)). To remove specimen effects (e.g. water content, matrix effect, burrows) which can impact the absorption of X-rays ([Weltje & Tjallingii, 2008](#)), we applied a Multivariate Log-ratio Calibration ([Weltje et al., 2015](#)). For this purpose, we analyzed 96, 85 and 90 discrete samples for cores MD03-2679, MD03-2673 and MD03-2685, respectively. These samples were selected (see details in

Supplemental Material), dried and ground with an agate mortar to obtain powder and then measured with the PANalytical Epsilon 3^{XLE} Energy Dispersive XRF spectrometer available at the LSCE. The Multivariate Log-Ratio Calibration of the three cores were realized using the GUI Matlab *Xelerate* (Weltje et al., 2015). As suggested by many studies, most of XRF data are expressed in log-ratios in this study (Aitchison, 1990; Weltje & Tjallingii, 2008; Weltje et al., 2015).

V.3.4. Age models

The chronologies of the three studied cores are produced in several steps. First, we used Accelerator Mass Spectrometry (AMS) radiocarbon dates obtained on the planktic foraminifera species *G. bulloides* and *N. pachyderma* from the CASQ cores MD03-2680Cq and MD03-2674Cq. The 4 dates previously reported by Kissel et al. (2009) are completed by unpublished dates obtained at the same time, as well as 5 new radiocarbon dates (**Table V-1**). These new radiocarbon dates were obtained on the planktic foraminifera *N. pachyderma* and *G. bulloides* collected on the > 150 μm fraction of the CASQ cores MD03-2680Cq and MD03-2674Cq. All published, unpublished and new radiocarbon dates were all converted into calendar age before present (BP) using the Marine20 calibration curve (Heaton et al., 2020), with a $\Delta R = 0$. The depths of the dated horizons were transferred to the Calypso depth (see [Supplementary Material](#)) by aligning the variations of the elemental ratio $\ln(\text{Ca}/\text{Ti})$ of the CASQ (from T. Richter, personal communication) and Calypso cores (this study) and the variations of κ_{If} for the deeper parts of the CASQ cores, for which no XRF data were available. The radiocarbon dates cover the last 36 ka in core MD03-2679 and the last 10 ka in core MD03-2673 (**Table V-1**). For the 0-36 ka interval, the age model of core MD03-2679 was therefore constructed by linear interpolation between calibrated radiocarbon dates. It is constrained for core MD03-2673 by both by radiocarbon dates for the last 10 ka, and below, by the alignment of $\ln(\text{Ca}/\text{Fe})$ and κ_{If} variations of this core to those of cores MD03-2679-80Cq. The 0 to 36 ka age model of cores MD03-2685-84Cq is only based on alignment with cores MD03-2679-80Cq using $\ln(\text{Ca}/\text{Fe})$ and κ_{If} variations. All alignments were made using the *AnalySeries* software (Paillard et al., 1996).

CHAPITRE V : Variabilité glaciaire-interglaciaire de l'intensité de l'ISOW au cours des derniers 400 ka

Table V-1: AMS radiocarbon dates of cores MD03-2679-80Q and MD03-2673-74Q.

Lab code	Core	Depth CASQ (cm)	Depth Calypso (cm)	Material	¹⁴ C age BP	Error	Age cal BP Marine20	2σ	σ
Poz-10855	MD03-2679-80Q	0	0	<i>G. bulloides</i>	760*	30	215	331	152
Poz-10775	MD03-2679-80Q	83	243	<i>G. bulloides</i>	4860†	35	4943	379	194
Poz-10857	MD03-2679-80Q	171	441	<i>G. bulloides</i>	7800*	40	8081	311	151
SacA-68752	MD03-2679-80Q	215	528	<i>G. bulloides</i>	12855	40	14477	604	335
Poz-10858	MD03-2679-80Q	247	580	<i>G. bulloides</i>	17100†	90	19737	628	318
SacA-68753	MD03-2679-80Q	373	746	<i>N. pachyderma</i> sinistral	24430	110	27717	608	262
SacA-68754	MD03-2679-80Q	439	825	<i>N. pachyderma</i> sinistral	29010	180	30460	1165	656
SacA-68755	MD03-2679-80Q	502	899	<i>N. pachyderma</i> sinistral	32070	260	35691	1059	557
SacA-68756	MD03-2679-80Q	530	929	<i>G. bulloides</i>	32870	280	36523	1288	625
Poz-10769	MD03-2673-74Q	0	3	<i>G. bulloides</i>	1120*	30	548	215	112
Poz-10770	MD03-2673-74Q	122	304	<i>G. bulloides</i>	3910†	40	3713	360	183
Poz-10849	MD03-2673-74Q	146	359	<i>G. bulloides</i>	5690†	60	5890	422	207
Poz-10771	MD03-2673-74Q	202	566	<i>G. bulloides</i>	7520†	40	7797	292	158
Poz-10773	MD03-2673-74Q	345	790	<i>G. bulloides</i>	9440*	50	10112	389	188

*Data from Kissel et al. (2009).

†Unpublished data.

The dates labeled Poz-# and SacA-# were obtained at the Poznan Radiocarbon Laboratory in Poland and at the national French accelerator ARTEMIS (UMS 2572, LMC14).

The prerequisites for a reliable sedimentary recording of the earth magnetic field changes (uniform magnetic mineralogy and grain-sizes; see **section V.4.1.**) are fulfilled in the three cores. The Laschamp excursion dated at 41.1 ± 0.35 ka (Lascu et al., 2016) is clearly identified by marked lows in the Relative PaleoIntensity (RPI) records, expressed by the NRM/ARM ratio. Therefore, we used it as a first tie-point for the three couples of cores for periods older than 36 ka. Beyond 41 ka, we used the chronology established by Barker et al. (2015) for the ODP site 983, close to the MD03-2685-84Cq site, as stratigraphic reference. This age model is based on the alignment of oceanic surface changes (IRD counts, *N. pachyderma*%, coarse fraction%) to the Greenland synthetic temperature curve (GL_T_syn; Barker et al., 2011) reported on AICC2012 ice core chronology (Bazin et al., 2013; Veres et al., 2013). We

transferred this age model to core MD03-2685 by aligning the variations of RPI and κ_{IR} to those of ODP-983 (Channell et al., 1997; Channell et al., 2013).

We produced a Bayesian age model using the “Undatable” GUI Matlab software (Lougheed and Obrochta, 2019) including a constant age uncertainty of 1000 years for tie-points older than 41 ka. The resulting age model of core MD03-2685 is thus based on the transfer of radiocarbon dates from cores MD03-2380Cq (0 – 36 ka) and the transfer of the Barker et al. (2015) chronology from ODP site 983 (>41 – 405 ka), with the Laschamp excursion as a first tie-point.

We finally used this newly produced MD03-2685 chronology as the reference for the two other cores. We transferred it to cores MD03-2679 and MD03-2673 by aligning their variations of RPI, κ_{IF} and $\ln(\text{Ca/Fe})$ with those of core MD03-2685. Based on the defined tie-points, we produced Bayesian age models with “Undatable” (Lougheed and Obrochta, 2019), including radiocarbon dates, Laschamp excursion and age-depth tie points with the same 1000-year age uncertainties.

The sedimentation rates vary between 5 and 25 cm.k^{-1} , with higher sediment accumulation during interglacial periods (Supplemental Material). They reach 15 to 20 cm.k^{-1} for warm periods and drop between 5 and 10 cm.k^{-1} during glacial periods. Therefore, the temporal resolution of high-resolution (1 cm) XRF records varies between 50-70 to 100-200 years. The lowest temporal resolution of grain-size and magnetic hysteresis analyses (every 4-5 cm) varies between 200-350 and 400-1000 years.

To increase the quality of the comparison of our new data to previously published benthic $\delta^{13}\text{C}$ data, we revised the 0 to 400 ka age models of IODP sites U1385 (Hodell et al., 2023) and U1308 (Hodell et al., 2008). As the planktic $\delta^{18}\text{O}$ record from site U1385 is highly anti-correlated to Iberian margin SST (Martrat et al., 2007), it is considered as a proxy of SST changes in North Atlantic. In this area, SST is synchronous with Greenland surface air-temperature changes recorded in ice cores (e.g. Davtian & Bard, 2023) and the correlation between the two is commonly used to define age models (Hodell et al., 2015; Hodell et al., 2023). Therefore, we aligned the variations of the planktic foraminifera (*G. bulloides*) $\delta^{18}\text{O}$ record of U1385 (Hodell et al., 2023) to GL_Tsyn on AICC2012 chronology (Barker et al., 2011). Once this age model was produced, we aligned the variations of benthic foraminifera (*C. wuellerstorfi* and *C. kullenbergi*) $\delta^{18}\text{O}$ from U1308 (Hodell et al., 2008) to those from U1385 with our revised age-model.

We have then produced coherent age-models for our three studied cores and for the two IODP sites in North Atlantic (see [Supplemental Material](#)), all based on AICC2012 ice core chronology ([Bazin et al., 2013](#); [Veres et al., 2013](#)).

V.4. Results

V.4.1. Magnetic mineralogy

S-ratio values ranging between 0.9 and 1 (with a mean of 0.95 for the three cores) indicate that the magnetic fraction is dominated by low coercivity minerals. The thermomagnetic curves (see [Supplemental Material](#)) confirm that this low coercivity mineral is magnetite, as already established on the Gardar Drift for the Holocene ([Kissel et al., 2009](#)) and the last glacial period ([Kissel et al., 1999](#)). The diagrams plotting ARM versus IRM (**Figure V-2a-c**) indicate significant changes in concentration, with smaller (but meaningful) ones in magnetite grain size. The Day diagrams ([Day et al., 1977](#)) also indicate magnetic grain-size changes (**Figure V-2d-e**) in the range of the pseudo single domain (PSD) magnetic grains.

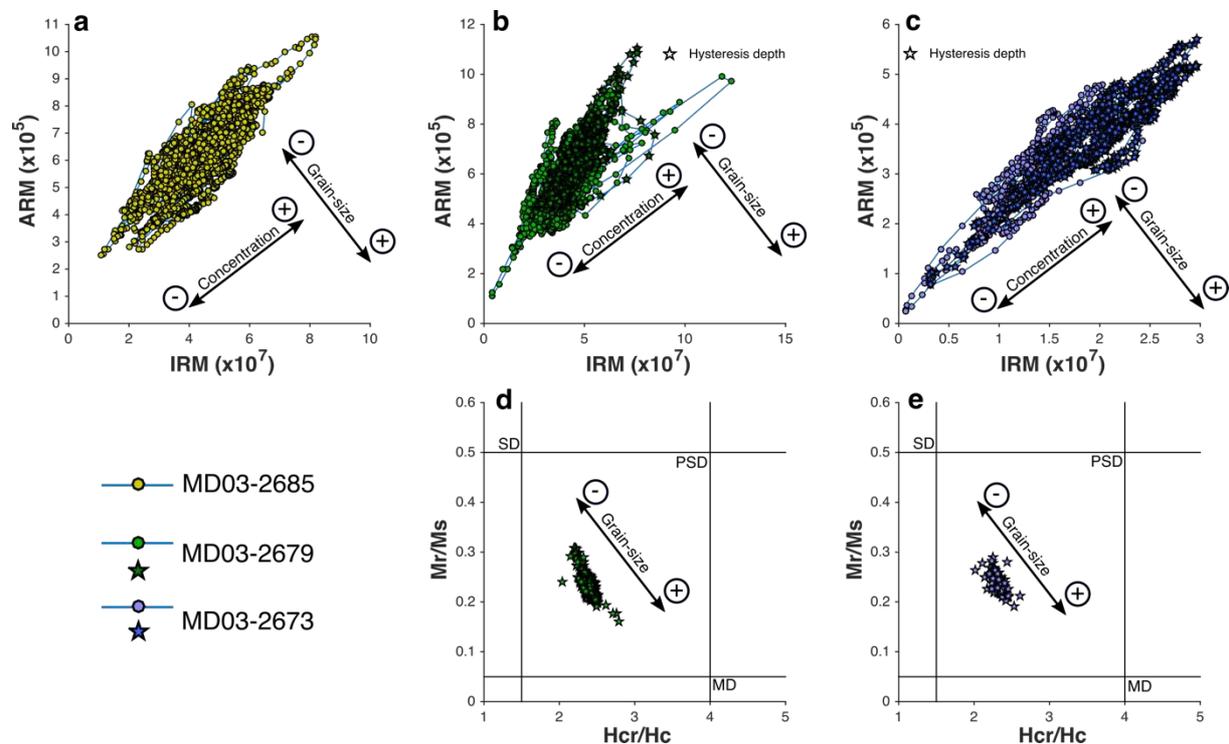


Figure V-2: ARM versus IRM plots and Day diagrams of the three studied cores. (a-c) ARM versus IRM plots showing magnetic concentration and grain-size dispersion of cores (a) MD03-2685-84Cq, (b) MD03-2679-80Cq and (c) MD03-2673-74Cq. (d-e) Day diagrams of cores (d) MD03-2679 and (e) MD03-2673, focused on MIS 7 and MIS 9.

Uniform magnetic mineralogy and magnetic grain-size are part of the prerequisites for the sediment to be a reliable recorder of the Earth's magnetic field. Indeed, the characteristic remanent magnetization (ChRM) calculated after stepwise demagnetization of NRM indicates that the mean inclination obtained in each core is the one expected at these latitudes on the basis of a Geocentric Axial Dipole (GAD) (MD03-2679 = $73.8^\circ \pm 8.6^\circ$, GAD = 74.5° ; MD03-2673 = $67.6^\circ \pm 7.0^\circ$, GAD = 71.6° ; MD03-2685 = $69.5^\circ \pm 8.3^\circ$, GAD = 74.1°). In addition, the three normalizations of NRM by κ_{lf} , ARM and IRM (not shown) yield similar results showing that all three ratios illustrate the variations in RPI, used to construct the age model (see **section V.3.4**).

V.4.2. Downcore variability of magnetic concentration and grain-size

In this study, the tracers used to track the magnetic concentration changes, related to particles from the Iceland-Scotland sill, are the κ_{lf} (corrected for the dilution by biogenic carbonates; see [Supplemental Material](#)) and the ARM (e.g. [Kissel et al., 1999, 2008, 2009, 2013](#); [Ballini et al., 2006](#)). The ARM/IRM ratio is used to illustrate the grain-size changes of these magnetic particles.

The magnetic concentrations and grain-sizes of the two northern cores MD03-2685-84Cq and MD03-2679-80Cq exhibit very similar range of values (**Figure V-3**). In contrast, the magnetic concentration and grain-size in core MD03-2673 show lower values than in the two northern cores (**Figure V-3**).

Nevertheless, the three magnetic proxies record the same variability between the three cores and vary in phase (**Figure V-3**). The glacial-interglacial variability is well defined by magnetic concentration and grain-size records in the three cores, with higher concentration and coarser grain-size of magnetic grains during interglacials (*s.l*) compared to glacial periods (**Figure V-3**). Both interglacial and glacial periods are marked by millennial scale variability of magnetic grain-size and concentration changes, as shown by the three tracers (**Figure V-3**). The magnetic grain-size of cores MD03-2673, is particularly affected by diatom ooze layers during the Terminations II and IV (**Figure V-3c**). This leads during these intervals to a strong increase in the ARM/IRM ratio illustrating a significant decrease in magnetic grain-size. This may be associated to very fine magnetic particles, which are trapped into diatom shells. These two events are obviously not reflecting hydrodynamical changes.

The transitions between glacial to interglacial periods are marked by a fast increase of magnetic concentration and grain-size, recorded by all magnetic proxies, at the end of

CHAPITRE V : Variabilité glaciaire-interglaciaire de l'intensité de l'ISOW au cours des derniers 400 ka

deglaciations (**Figure V-3**). The transitions between interglacial to glacial periods are marked by strong decreases in magnetic grain-size and concentration at 70, 190, 280 and 367 ka (**Figure V-3-c**).

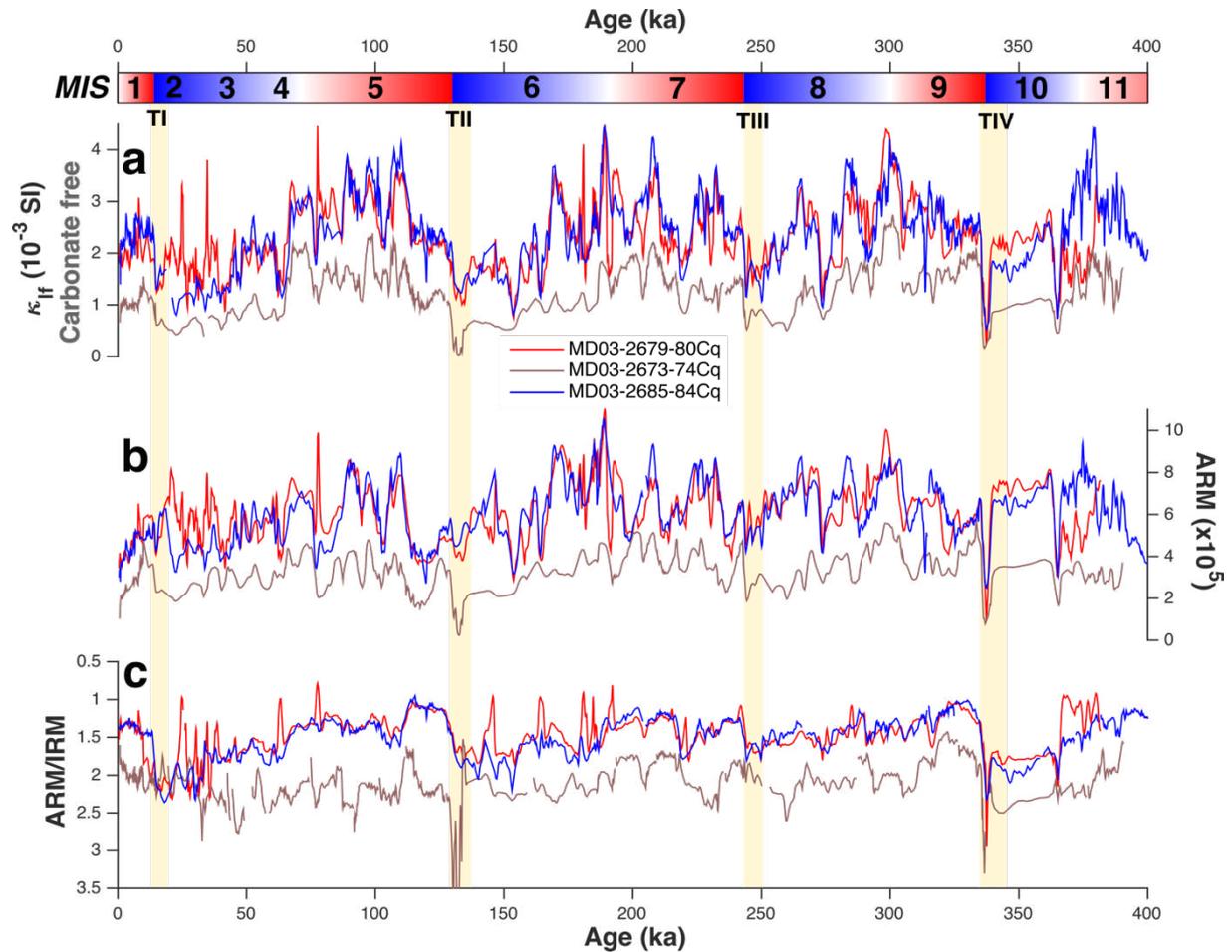


Figure V-3: Downcore magnetic proxy variability of the three cores over the last 400 ka. (a) The low field volume magnetic susceptibility corrected for biogenic carbonates, (b) the anhysteretic remanent magnetization and (c) the grain-size proxy ARM/IRM (coarser to lower values). Red = MD03-2679-80Cq; blue = MD03-2685-84Cq; brown = MD03-2673. The MIS boundaries are defined after [Lisiecki & Raymo \(2005\)](#) and the light yellow vertical bars indicate the terminations.

V.4.3. Downcore variability of geochemical tracers

The geochemical tracers used to track the concentration related to basaltic-derived grains from the Iceland-Scotland sill in this study are the Ti and iron (Fe) concentrations, which have been corrected for the dilution by biogenic carbonates (see [Supplemental Material](#)), as well as the $\ln(\text{Ti}/\text{K})$ ratio ([Ballini et al., 2006](#); [Grützner and Higgins, 2010](#)). The Zirconium (Zr) versus Rubidium (Rb) ratio is considered as a grain-size ratio ([Toyos et al., 2020](#); [Wu et al., 2020](#); [Toucanne et al., 2021](#); [Stevenard et al., 2023](#)).

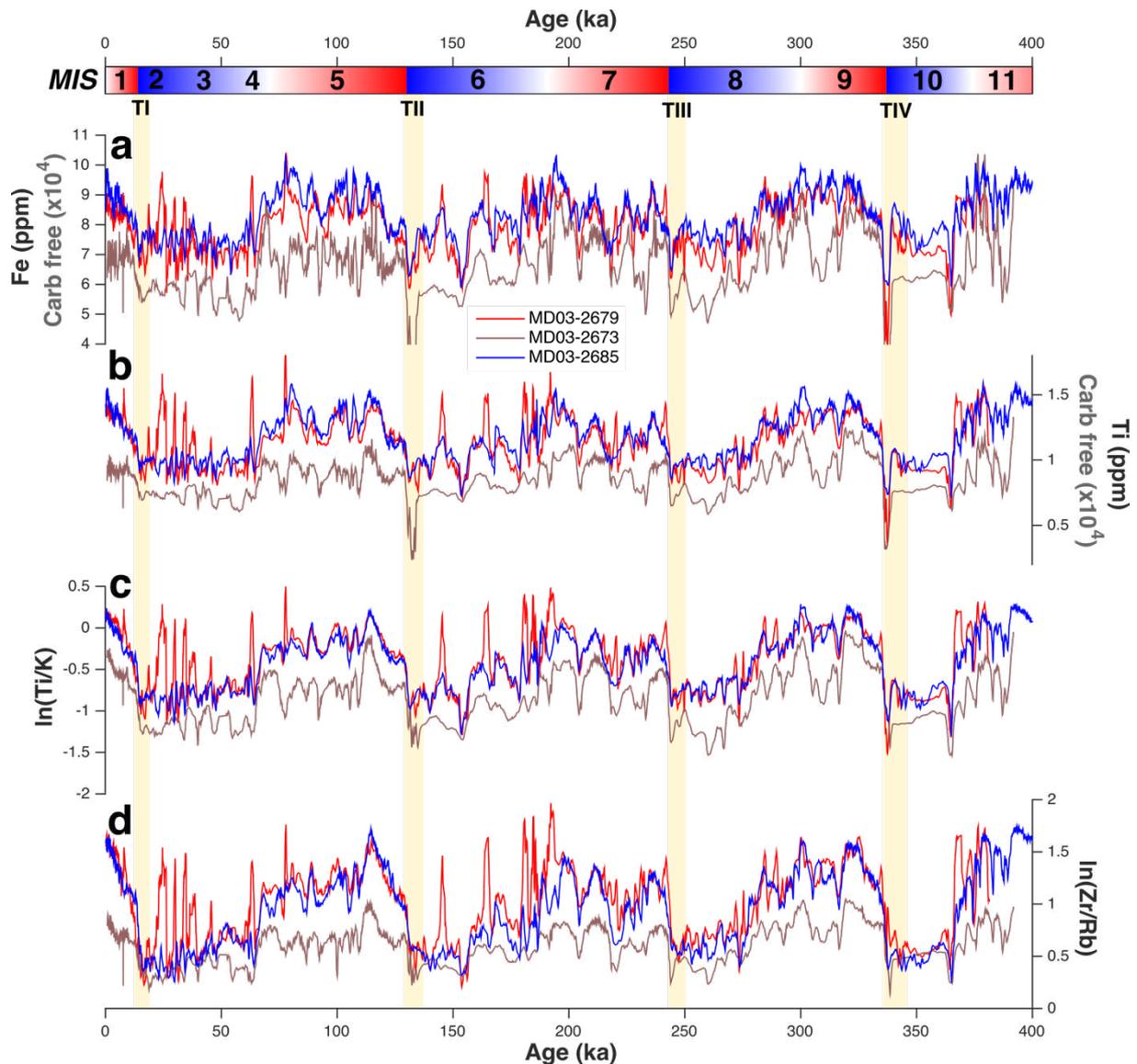


Figure V-4: Downcore XRF proxy variability in the three cores over the last 400 ka. (a) The Fe content (ppm) corrected for biogenic carbonates, (b) the Ti content (ppm) corrected for biogenic carbonates, (c) the source ratio $\ln(\text{Ti}/\text{K})$ and (d) the grain-size ratio $\ln(\text{Zr}/\text{Rb})$. Red = MD03-2679; blue = MD03-2685; brown = MD03-2673. The MIS boundaries are defined after Lisiecki & Raymo (2005) and the light yellow vertical bars indicate the terminations.

As already observed for magnetic tracers, all geochemical proxies of the northern cores MD03-2679 and MD03-2685 show the same range of basaltic-derived grain concentration and grain-size values over the last 400 ka (Figure V-4). Some peaks detected in the MD03-2679 records differ from those of MD03-2685 in terms of amplitude (Figure V-4). The elemental concentration related to basaltic-derived sediment of the southern core MD03-2673 exhibit lower values than the two other cores (Figure V-4a-c). The grain-size values of the core MD03-2673, as recorded by the $\ln(\text{Zr}/\text{Rb})$ ratio, are also lower than for the two other cores during

interglacial periods. But all the three cores exhibit the same range of $\ln(\text{Zr/Rb})$ ratio values during glacial periods (**Figure V-4d**).

All geochemical concentration and grain-size proxies vary in phase in the three cores (**Figure V-4**). This variability is defined by strong glacial-interglacial changes, with higher values during interglacials (*s.l.*) compared to glacial periods (**Figure V-4**). Both periods are marked by millennial scale events, in grain-size and basaltic-rich grain concentration (**Figure V-4**).

The transitions between glacial and interglacial are marked by a strong increase of both concentration and grain-size at the end of deglaciations (**Figure V-4**). In contrast, transitions between interglacial and glacial values occur at 69, 191, 280 and 367 ka and are less abrupt than during deglaciations (**Figure V-4**). These transitions are sometimes punctuated by millennial scale events as observed during the MIS 7 to MIS 6 boundary (**Figure V-4**).

V.4.4. Grain-size variability

The grain-size tracers free of IRD influence have been obtained on cores MD03-2679 and MD03-2673 and focused on MIS 7 and MIS 9 ([Stevenard et al., 2023](#)).

The grain-size records of core MD03-2673 show lower values than those of MD03-2679 (**Figure V-5**). The glacial-interglacial variability is also well defined in the two cores, with low grain-size values during MIS 10, 8 and 6, and higher values during interglacials (*s.l.*). The records show strong decreases at around 200, 225, 280 and 295 ka, almost reaching the full glacial grain-size values (**Figure V-5**). The transitions between glacial to interglacial occur at the end of deglaciations, with a sharp and strong increases of grain-size (**Figure V-5**).

More in details, the $\overline{SS}_{IRD\ free}$, $SS\%_{IRD\ free}$, and $\bar{X}_{IRD\ free}$ records of core MD03-2673 show variations that follow all MIS 7 substages, with coarser grain-sizes during warmer substages (**Figure V-5**). This variability is less obvious in grain-size records from the core MD03-2679. For MIS 9, all grain-size records from cores MD03-2673 and MD03-2679 exhibit higher values during the climate optimum than during interglacial (*s.l.*; **Figure V-5**).

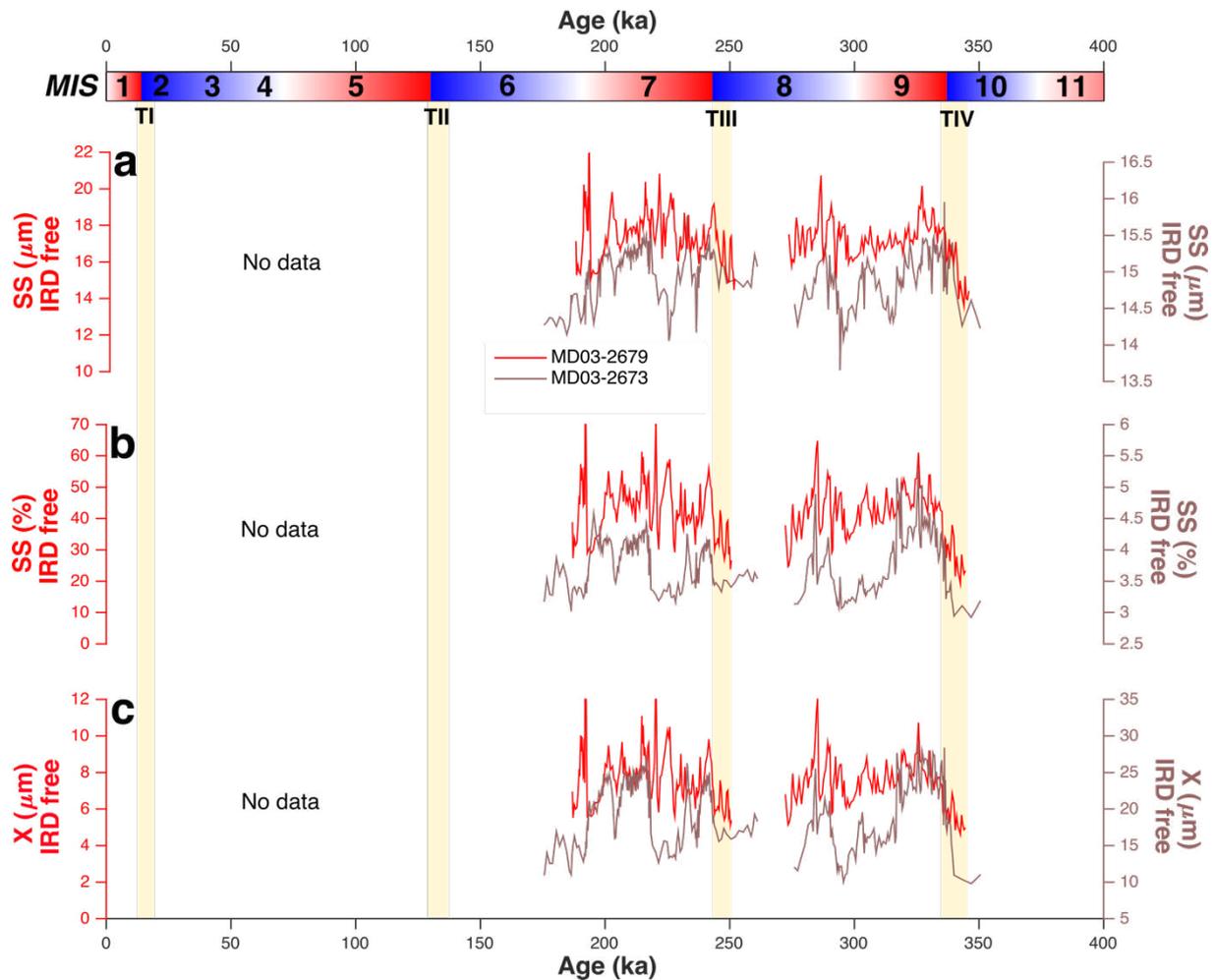


Figure V-5: Downcore grain-size proxy variability of the cores MD03-2679 and MD03-2673 during MIS 7 and 9. (a) The mean-size of sortable silt fraction (μm), (b) the percentage of sortable silt fraction and (c) the mean grain-size. The three tracers were calculated from the IRD-corrected grain-size distributions from Stevenard et al. (2023). Red = MD03-2679; brown = MD03-2673. The MIS boundaries are defined after Lisiecki & Raymo (2005) and the light yellow vertical bars indicate the terminations. Note that the y-scales on the right for core MD03-2679 and on the left for core MD03-2673.

V.5. Discussion

V.5.1. Robust tracers of the strength of the southward flowing ISOW

The similar water depth of the two cores MD03-2679 and MD03-2685, their similar distance from the basaltic Iceland-Scotland sill and the similar variations and ranges of values of the available tracers of the concentration related to basaltic-derived grains used in this study, suggest that both cores are influenced by similar regional sedimentary processes. The southernmost and deeper core MD03-2673 shows a loss in concentration related to basaltic-derived grains. This result supports the previous observations of [Kissel et al. \(1999, 2009, 2013\)](#) for more recent periods, that the detrital signal of ISOW decreases with the distance to the unique northern source.

All tracers of concentration (both magnetic and geochemical) and grain-size (magnetic, geochemical and physical) in the three studied cores consistently record a synchronous variability, at glacial-interglacial or millennial timescales, suggesting that the regional signal is preserved with the distance to the source. These observations indicate that all concentration and grain-size proxies illustrate changes in the speed of the same deep current, transporting southward basaltic-derived sediments. The tracers used in study are, therefore, robust proxies of the past variability of ISOW strength.

V.5.2. Persistent influence of ISOW over the last 400 ka

The magnetic (**Figure V-3-b**) and geochemical (**Figure V-4-c**) tracers recording changes in concentration of basaltic-derived sediments transported by ISOW show no periods where values fall to (or close) zero over the last 400 ka, even in glacial timescales. The grain-size proxies (**Figures V-3, V-4 & V-5**), which reflect the strength of deep currents flowing at the deposit location, vary in phase with the concentration proxies. This agreement between the variations recorded by the source-dependent and the grain-size proxies (**Figures V-3, V-4 & V-5**) and the persistent presence of basaltic-derived sediment suggest that ISOW was continuously active during the last 400 ka. This observation extends over the last four climate cycles, the previous results of [Kissel et al. \(1999\)](#) showing that the convection remained in the Nordic Seas during all cold D/O or Heinrich events of MIS 3.

This observation is opposed to the “AMOC off” hypothesis described in many studies (e.g. [Rahmstorf, 2002](#); [McManus et al., 2004](#); [Böhm et al., 2015](#)). This hypothesis is mainly

supported by the records of the protactinium (Pa) versus thorium (Th) ratio from Bermuda Rise sediment cores (McManus et al., 2004; Böhm et al., 2015; Henry et al., 2016), considered for years as a reference dataset of AMOC changes. However, recent studies demonstrated that AMOC collapse during HS1, as recorded by the Pa/Th ratio where the production ratio is attained (McManus et al., 2004), is not consistent with data from other North Atlantic sites (Bradtmeier et al., 2014; Ng et al., 2018; Süfke et al., 2019). Moreover, Pöppelmeier et al. (2023) demonstrated that the Pa/Th values during HS1 can be reproduced in climate model without any collapse of the AMOC. Therefore, the “AMOC off” mode from Bermuda Rise Pa/Th records may simply reflect local spatial changes of one deepest branch of the NADW during its HS1 slowdown.

During glacial periods, the NADW switches to its shallower and less southward extended glacial mode called Glacial North Atlantic Intermediate Water (GNAIW) (e.g. Duplessy et al., 1988; Lynch-Stieglitz et al., 2007; Lynch-Stieglitz, 2017). The hypothesis of GNAIW implies that Nordic Seas are inactive and that the convection area is located south of the Iceland-Scotland sill (Duplessy et al., 1988), suggesting that no overflow passes over the basaltic sill. However, the persistent presence of basaltic-derived sediment (as reflected by concentration records as the carbonate free magnetic susceptibility, ARM, Ti and Fe concentration) at our core locations south of the basaltic sill show that the convection in the Nordic Seas remained continuously active during the last 400 ka. Moreover, these concentration proxies (indicating a southward flow passing over the sill) and the grain-size tracers (which can be affected by both convection areas, South or North of the sill) vary in phase at glacial-interglacial timescales (Figures V-3, V-4 & V-5). These observations indicate that if deep-waters are formed during glacial periods in an active convection area South of Iceland, they vary in phase with the formation of ISOW North of the Icelandic sill. All these interpretations reinforce the fact that the convection in the Nordic Seas remained permanently active during the last 400 ka.

V.5.3. Glacial - Interglacial variability of ISOW intensity: two-state configuration

The past variability of the ISOW strength is now compared to changes in deep water ventilation changes reconstructed using benthic foraminifera $\delta^{13}\text{C}$ records, from IODP sites U1308 (Hodell et al., 2008) and U1385 (Hodell et al., 2023; Figure V-1). The glacial-interglacial variability of ISOW is a robust pattern shown by our detrital proxies (Figure V-6c-f). The long-term deep ventilation changes as recorded by benthic foraminifera $\delta^{13}\text{C}$ at the two IODP sites (Figure V-6b) also show this glacial-interglacial contrast. During interglacials (*s.l.*),

the intensity of ISOW is strong and the deep waters in the Atlantic basin are well-ventilated (**Figure V-6b-f**). During glacial periods, the intensity of ISOW is weak and associated with poorly ventilated deep waters (**Figure V-6b-f**). The only exception concerns the MIS 3 and 8, where the intensity of ISOW is weak while the deep waters are relatively well-ventilated (**Figure V-6b-f**). These long-term ISOW strength changes are also affected by a strong millennial scale variability, even in interglacial timescales (**Figure V-6c-f**). Most of this millennial scale variability is also recorded by benthic $\delta^{13}\text{C}$ of IODP site 1308, at lower latitudes (**Figure V-6b**). This suggests that both intensity and ventilation are varying together during most of the last 400 ka and suggest that overflows from the Nordic Seas (where convection is active during the last 400 ka) may influence the extent of northern sourced water into the deepest and south-eastern part of the Atlantic basin. Similar observations were made by [Kleiven et al. \(2011\)](#) for MIS 18 to 22.

On the basis of the previous observations, two deep ocean states can account for our new data. The first state corresponds to a strong ISOW intensity with a southward and deep extent of well-ventilated northern sourced water, while the other state is linked to a weak ISOW intensity and an increased contribution of southern sourced water in the deep North Atlantic. This two-regime configuration resembles to the two states of the non-linear system of AMOC described in many studies (e.g. [Stommel, 1961](#); [Rasmussen et al., 1996](#); [Ganopolski & Rahmstorf, 2001](#); [Zhang et al., 2014](#); [Barker & Knorr, 2021](#)). This “hysteresis” (as labelled by [Ganopolski & Rahmstorf, 2001](#)), separates two “monostable” states with a bistability window, in which the ocean circulation switches from one state to the other depending on climate background, especially the ice-sheet volume and CO_2 levels ([Zhang et al., 2014](#)). In this hysteresis model, the CO_2 concentrations play the role of a state-stabilizer for interglacial periods while the ice-sheet volume stabilizes the AMOC in its glacial state. Based on climate model experiments, [Zhang et al. \(2014\)](#) estimate that about ~ 18 m of sea-level equivalent separate the two monostable regimes in the bistability window. Unfortunately, the different sea-level reconstructions over the last 400 ka are uncertain in chronologies and amplitude of changes ([Grant et al., 2014](#); [Spratt and Lisiecki, 2016](#)). Instead, we used the benthic foraminifera $\delta^{18}\text{O}$ of sites U1308 and U1385 ([Hodell et al., 2008, 2023](#); **Figure V-6a**) to investigate the influence of ice-sheet volume or sea-level changes on ISOW strength variability.

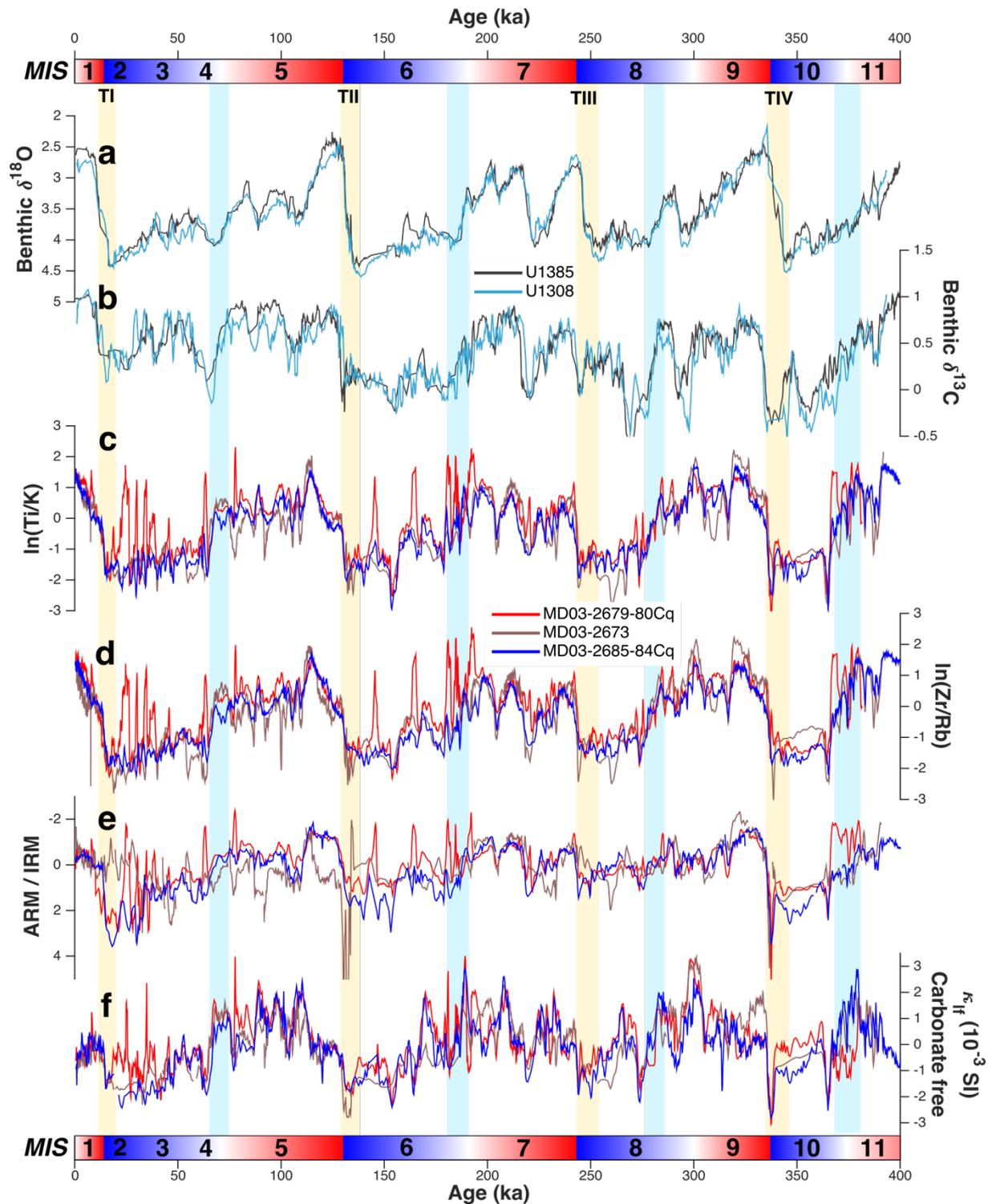


Figure V-6: Comparison of ISOW intensity tracers with the ice-sheet volume and deep water mass ventilation proxy from the IODP U1308 (Hodell et al., 2008) and U1385 (Hodell et al., 2023). (a) Benthic $\delta^{18}O$, (b) benthic $\delta^{13}C$, (c) the normalized source ratio $\ln(Ti/K)$, (d) the normalized grain-size ratio $\ln(Zr/Rb)$, (e) the normalized magnetic grain-size ratio ARM/IRM and (f) the normalized volume low field magnetic susceptibility free of biogenic carbonate influence. MIS boundaries are defined after Lisiecki & Raymo (2005). Light-yellow vertical bars and blue vertical bars indicate terminations and transitions between interglacial to glacial ISOW states, respectively.

We observe that over the last 400 ka, transitions between the weak ISOW and poorly ventilated deep North Atlantic regime and the strong ISOW and well-ventilated deep North Atlantic regime occur during periods of fast ice-sheet retreat, at the end of deglaciations (**Figure V-6**). The opposite transitions, characterized by a major ISOW slowdown and a smaller extent of northern sourced water, are also marked by a period of fast growth of ice-sheets (**Figure V-6**). These transitions from strong to weak ISOW regimes, occur when the benthic $\delta^{18}\text{O}$ values attain or cross a value of ~ 4 ‰ (**Figure V-6a**). This is not observed for deglaciations. This observation based on paleoclimatic datasets confirms the link between the weak deep ocean circulation regime and the ice-sheet volume, as suggested by [Zhang et al. \(2014\)](#) and [Barker & Knorr \(2021\)](#). Counter-intuitively, the hysteresis of AMOC, as proposed by [Zhang et al. \(2014\)](#) and [Barker & Knorr \(2021\)](#), shows that the larger ice-sheets, the more intense the AMOC. Our observations show the reverse situation (**Figure V-6**). However, when the ice-sheet geography attains a configuration close to that indicated by a benthic $\delta^{18}\text{O}$ value of 4 ‰, the ISOW stays in its weak regime until the next deglaciation. This suggests that ice-sheets may force the ISOW to stay in its weak regime during glacial periods. How can the ice-sheet volume (at a value of ~ 4 ‰) trigger the ISOW slowdown and set the ISOW in its weak regime?

V.5.4. Glacial - Interglacial variability of ISOW intensity: proposed mechanisms

To understand the mechanisms involved during the transitions from the strong to the weak ISOW regime, tracers of ISOW strength are compared to the IRD count from the ODP site 983 ([Barker et al., 2015](#)) considered as a proxy of North Atlantic meltwater flux. During each of these transitions, we observe a quasi-synchronous slowdown of ISOW at the start of each Heinrich-like event, marked by the arrival of IRD at the ODP site 983 (**Figure V-7**). All the strong-weak ISOW transitions are thus associated to Heinrich events, and the weakest ISOW intensity is attained at the highest rate of the last IRD event (**Figure V-7**). This coupling can also explain why the transition between MIS 7 and 6 is punctuated by millennial scale variability due to multi-IRD events (**Figure V-7**). Such an association between the deep ocean slowdown and meltwater fluxes in the North Atlantic can be related to a major cooling of the Northern hemisphere (e.g. [Kissel et al., 1999, 2008](#); [Henry et al., 2016](#)). This slowdown occurs when the benthic $\delta^{18}\text{O}$ values cross a threshold value of ~ 4 ‰. This benthic $\delta^{18}\text{O}$ threshold is then a prerequisite to bring the ISOW close to its tipping point and Heinrich-like events are needed to weaken the ISOW until its weak regime.

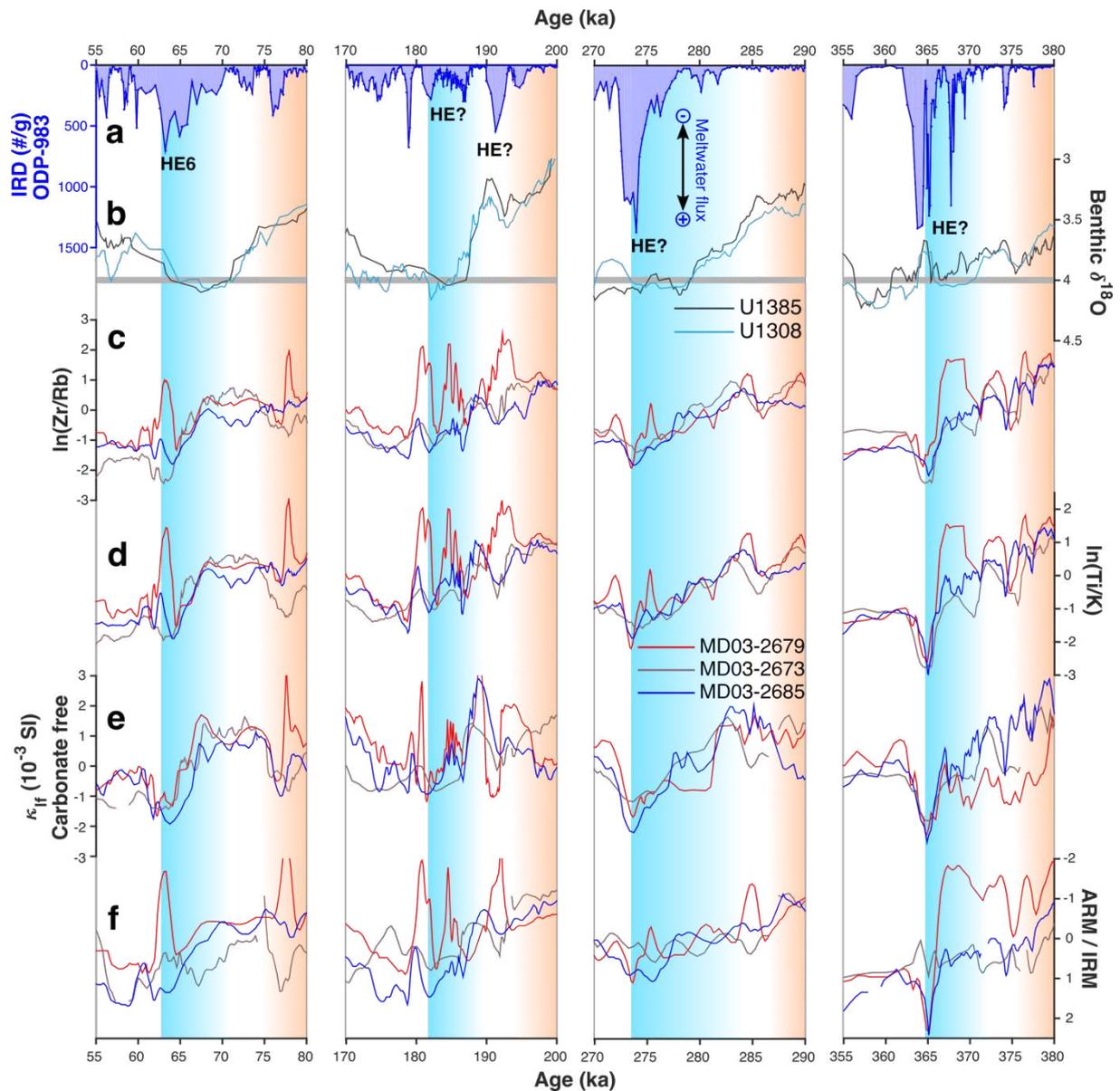


Figure V-7: Comparison of ISOW intensity and North Atlantic meltwater and ice-sheet volume during the transitions from strong to weak ISOW states over the last 400 ka. (a) IRD count record from ODP site 983 on the same chronology as for the studied cores (Barker et al., 2015), (b) $\delta^{18}\text{O}$ from IODP sites U1308 and U1385 (Hodell et al., 2008, 2023), (c) the normalized $\ln(\text{Zr}/\text{Rb})$ ratio, (d) the normalized $\ln(\text{Ti}/\text{K})$ ratio, (e) the normalized volume low field magnetic susceptibility free of biogenic carbonate influence and (f) the normalized magnetic grain-size ratio ARM/IRM.

The understanding of how ice-sheet volume or sea-level, indicated by a benthic $\delta^{18}\text{O}$ value of $\sim 4\%$, can affect the ISOW intensity is now needed. The experiments of Zhang et al. (2014) show that the transition between the strong and the weak ocean circulation regime occurs with a specific Laurentide and Innuitian ice-sheet configuration. These two ice-sheets, together with the Greenland one, formed a natural barrier blocking the Arctic water flow through the Canadian Arctic Archipelago (CAA) during the last glacial maximum (Jennings et al., 2011; Pieńkowski et al., 2012; Furze et al., 2017; Stevenard et al., 2021). The recent reconstitutions

of ice-sheet geography of Dalton et al. (2022) demonstrate that the closure of CAA during the last climate cycle probably occurred between 65 and 75 ka. This period corresponds to the major slowdown of ISOW, accompanied by the increase of poorly ventilated southern sourced water in the deep North Atlantic (Figure V-6; Hodell et al., 2008, 2023). This observation suggests that the closure of the Arctic flow through the CAA, linked to the expansion of the Innuitian ice-sheet may play a role in these major oceanic changes. Lofverstrom et al. (2022) have experimented the climatic responses of such a closure of CAA straits, with the background climate corresponding to 116 ka. Their results show that the increase of Arctic waters flowing *via* the Fram Strait significantly cools and freshens the Nordic Seas (Lofverstrom et al., 2022). This leads to a regional cooling in convection areas, with a southward extension of permanent sea ice in the Nordic Seas and the beginning of the growth of the Scandinavian ice sheet (Lofverstrom et al., 2022). However, such a scenario of a closure of CAA straits at 116 ka is not supported by the recent synthesis of ice-sheet reconstitutions of Dalton et al., (2022). At around 70 ka, with a more glacial climate background than at 116 ka, a closure of CAA, may further impact the regional climate in the Nordic Seas as demonstrated by Lofverstrom et al. (2022). Therefore, a few scenarios can be proposed to explain changes in the ISOW intensity regime during these transitions. The first one is related to the southward shift of the sea-ice cover associated to the increase of the cold Arctic waters and the regional cooling in Nordic Seas (Lofverstrom et al., 2022). This extent would shift the latitude of convection areas southward from the Nordic Seas to the vicinity of the Faeroe islands. The second one implies an extent of the Scandinavian ice-shelves in the Eastern Nordic Seas due to the regional cooling induce by the closure of CAA (Lofverstrom et al., 2022). In both scenarios, the Atlantic waters which form the deep waters in the Nordic Seas are isolated from the atmosphere by sea-ice, Scandinavian ice-shelves or due to the strong stratification with Arctic surface waters. This leads to limited heat exchanges and tends to warm the subsurface waters in convection areas. The increase of Arctic waters flow in the Nordic Seas may also contribute to lower the salinity of these Atlantic waters if they eventually mix. Then, subsurface waters would reach the convection areas with a lower density than during periods of strong ISOW intensity. This change tends to reduce the density gradient between upstream (e.g. Northwest Atlantic) and downstream (e.g. convection areas to the North of Icelandic sills) regions, changing the barocline slope of the subsurface North Atlantic hydrological system. Such a reduction in the density gradient would lead to a slowdown of the North Atlantic subsurface system. As the ocean circulation acts as an overturning, reducing the flow speed of the water masses which will form the deep waters also reduce the intensity of overflows. Then, the ISOW intensity sets

in its weak regime as long as these climatic conditions (Scandinavian ice-shelves, Arctic water flow or sea-ice extent) are maintained. However, the benthic $\delta^{18}\text{O}$ threshold is attained before the ISOW slowdown, for each transition (**Figure V-7**). Therefore, we suggest that the regional cooling in the Nordic Seas involved in the two proposed scenarios, is limited by the heat transfer of the warm North Atlantic waters in this region. During Heinrich-like events, the slowdown of ocean circulation induces a lower heat transfer and a cooling can occur in the Nordic Seas, involving all the feedbacks described above. As observed in our reconstitutions of ISOW intensity (**Figure V-6**), this weak ISOW regime is maintained until the next deglaciations, suggesting that changes during the warm Dansgaard-Oeschger events (Dansgaard et al., 1993) during glacial periods are not sufficient to force the ISOW to overcome its tipping point and reach its strong regime.

The link between ice-sheets volume and the transitions between the weak and strong ISOW regimes is not established (**Figure V-6**). The deglacial history of CAA straits during the last deglaciation suggests an opening beginning at around ~ 13 ka, and a full open CAA near 8.5 ka (Furze et al., 2017; Jennings et al., 2011, 2019; Pieńkowski et al., 2012; Stevenard et al., 2021). This period corresponds to an ISOW intensity already in its strong regime. Other mechanisms are then needed to explain these transitions. The complex pattern of climatic feedbacks associated to Terminations (Denton et al., 2010; Cheng et al., 2016), their interactions with the ocean circulation (Barker et al., 2019) and the link with CO_2 concentrations as a stabilizer of the strong ISOW regime (Zhang et al., 2014; Barker & Knorr, 2021) will be scrutinized in a forthcoming study.

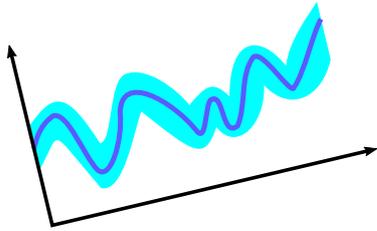
V.6. Conclusion

In this article, we reconstruct the past ISOW intensity over the last 400 ka using a multi-proxy analyses of the detrital fraction of three sedimentary marine cores. The results highlight the following points:

- The sedimentary cores along the eastern flank of Reykjanes Ridge record a coherent regional signal of a deep current strength.
- This deep current is associated to ISOW, formed in the Nordic Seas, passing over the basaltic sill and flowing southward.
- The convection in the Nordic Seas remained active all along the last 400 ka, and no “off mode” is observed, even during Heinrich events.

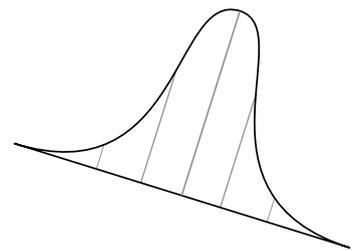
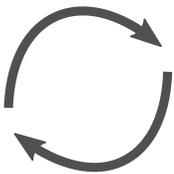
- On glacial-interglacial timescales, the ISOW exhibits two intensity regimes, one strong during interglacials (*sensu lato*) associated to well-ventilated deep North Atlantic waters, and one weak during glacial periods associated to poorly ventilated deep North Atlantic waters. These two states are also marked by millennial-scale variability of ISOW intensity.
- The ISOW strength recorded in this study suggests that the overflow plays a role in the southern extent of well-ventilated water in the deep Atlantic basin.
- The transitions between the strong and weak ISOW regimes start with millennial-scale events. The weak ISOW regime is set when benthic $\delta^{18}\text{O}$ crosses a threshold value of 4 ‰.
- It may be linked to the closure of Canadian Arctic Archipelago, which can affect the volume of Arctic water flowing into the Nordic seas *via* the Fram Strait and can induce a regional cooling in convection areas.
- A sequence of feedbacks in the Nordic Seas leads to a decrease in the density gradient between upstream and downstream regions of the subsurface hydrological system in the North Atlantic, which in turn sets the ISOW intensity in its weak regime.

In summary, the mechanisms we propose for the origin of changes from a strong to a weak ISOW intensity state is the millennial-scale climate variability, associated to meltwater fluxes in the North Atlantic, and a strong cooling in the Nordic Seas, which may set the weak ISOW intensity regime.



Chapitre VI

**Construction d'un stack
de la variabilité de l'intensité
de l'ISOW au cours des
derniers 400 ka**



Dans le chapitre précédent, nous avons montré que les traceurs utilisés durant cette thèse peuvent être interprétés comme représentant les variations d'intensité passée de l'ISOW. Ces traceurs montrent cependant de légères divergences entre eux et entre les trois carottes étudiées, principalement liées à des facteurs locaux et externes à la variabilité de l'intensité de l'ISOW (IRD, couches turbiditiques, couches de diatomées, ...). Cela rend difficile leur exploitation individuelle en tant que traceur de l'intensité de l'ISOW. J'ai donc décidé de produire un « *stack* » de ces enregistrements pour fournir une image claire et générale des variations de l'intensité de l'ISOW.

Dans ce chapitre, le choix de la méthode de construction du *stack* et des traceurs sélectionnés est détaillé.

VI.1. Méthode de *stack* utilisée

VI.1.1. Les méthodes de construction de *stack* utilisées en paléoclimatologie

La construction de *stacks* est couramment utilisée dans les études paléo-environnementales. Elle permet d'isoler un signal « fort » présent dans plusieurs enregistrements, en faisant abstraction des variations locales. La courbe de référence de $\delta^{18}\text{O}$ LR04 (Lisiecki and Raymo, 2005) est par exemple un *stack* représentant la moyenne arithmétique de 57 enregistrements. D'autres études, notamment pour la création de courbes de référence des RPI (Laj et al., 2000, 2004; Channell et al., 2009), ont également utilisé la moyenne arithmétique de plusieurs enregistrements. Laj et al. (2004) ont ainsi défini la courbe de RPI « GLOPIS-75 » après huit itérations, où le point de données le plus éloigné de la moyenne (à plus de 2σ) était rejeté, pour chaque âge donné et entre chaque itération. Cette méthode permet alors de rejeter les « *outliers* », pouvant biaiser la moyenne calculée. Kissel et al. (2008) ont également produit un *stack* représentant les variations de l'intensité de la NADW pour la période 20-65 ka, basé sur la moyenne arithmétique après normalisation (en mettant les enregistrements sur la même moyenne) de six enregistrements d'ARM. Ces traceurs ont été obtenues sur des séquences marines distribuées le long de grandes masses d'eau profondes depuis les mers nordiques jusqu'à la Bermuda Rise.

Il est éventuellement nécessaire, lors de la création de *stack*, de prendre en compte les distributions spatiales de chaque enregistrement utilisé. Thornalley et al. (2013) ont par exemple utilisé des « poids » différents afin de créer une courbe d'intensité de l'ISOW sur la

période Holocène. Ces poids ont été défini en fonction de la profondeur et du nombre d'enregistrements utilisés par « groupe » afin de pas introduire d'effet local uniquement car un « groupe » dispose d'un nombre plus élevé d'enregistrements (Thornalley et al., 2013).

Outre le calcul de moyenne arithmétique, il est possible d'utiliser des outils statistiques pour isoler un signal commun à plusieurs enregistrements. Par exemple, Spratt and Lisiecki (2016) ont utilisé des Analyses en Composantes Principales (*Principal Component Analyses*, PCA) sur des enregistrements de $\delta^{18}\text{O}$ afin d'isoler les variations associées aux changements de niveau marin. Cette méthode permet de déterminer le pourcentage de variations expliquées par le *stack*, qui est traduit sous forme de composante principale #1 (*Principal Component 1*, PC1).

VI.1.2. Stratégie choisie pour la construction du *stack* d'intensité passée de l'ISOW

Les enregistrements utilisés pour ce *stack* ne sont pas répartis équitablement sur le transect Nord-Sud. En effet, parmi les trois carottes étudiées, deux sont situées à des profondeurs similaires et relativement proches de la source, et une seule est plus profonde et en aval dans le système hydrologique (voir **Chapitre II.1**). Deux choix sont alors possibles : 1) exclure les enregistrements de l'une des carottes au Nord afin d'équilibrer le poids des enregistrements ou 2) appliquer un poids de 2 sur la carotte MD03-2673 et de 1 sur les deux autres. Il y a également un fort impact des variations locales sur les enregistrements de la carotte MD03-2679, probablement associées à des turbidites provenant de la pente islandaise ou des IRD de la calotte islandaise. Ces événements ne traduisant pas des variations de l'intensité de l'ISOW, la construction d'un *stack* en utilisant la moyenne arithmétique serait biaisée par ceux-ci. Éventuellement, faire plusieurs itérations en excluant les points les plus éloignés de la moyenne (Laj et al., 2004) permettrait de diminuer ces biais. Cependant, cela reviendrait à exclure une grande partie des données de la carotte MD03-2679 qui, malgré ces variations rapides, enregistre en grande partie les variations d'intensité de l'ISOW. J'ai donc choisi de réaliser ce *stack* en utilisant des PCA.

VI.2. Le choix des traceurs

VI.2.1. Critères de sélection des traceurs

Les traceurs présentés dans le chapitre précédent montrent une bonne corrélation entre eux à l'échelle glaciaire-interglaciaire (voir **Chapitre V**). Cependant, des divergences majeures peuvent exister. C'est par exemple le cas des enregistrements de κ_{lf} corrigés de l'influence des carbonates, qui montrent de grandes différences par rapport aux autres traceurs lors des interglaciaires *stricto sensu*. Il est donc nécessaire de bien définir quels traceurs seront utilisés et combinés. Pour cela, je me suis basé sur trois critères de sélection des enregistrements :

- Un enregistrement continu avec une résolution suffisamment élevée permettant de garder à la fois le signal orbital et millénaire.
- Une bonne corrélation entre les différents traceurs utilisés et entre les trois carottes.
- La possibilité de corriger par normalisation (en soustrayant la moyenne et divisant par l'écart-type) l'effet de transport vers le sud, à savoir les grains moins concentrés et plus fins, observés à la localisation de la carotte MD03-2673.

Sur la base de ces trois critères, il est déjà possible d'exclure les enregistrements de granulométrie corrigée de l'influence des IRD et de l'hystérésis magnétique, n'étant ni continus, ni à une résolution suffisante. Ainsi, il reste à comparer les enregistrements obtenus par analyses XRF et en magnétisme sur u-channel. Dans le chapitre précédent, la **Figure V.6** (modifiée dans la **Figure VI-1** ci-dessus) montre les enregistrements des quatre autres traceurs normalisés (en soustrayant la moyenne et divisant par l'écart-type) pour les trois carottes étudiées. Les deux rapports XRF $\ln(\text{Ti}/\text{K})$ et $\ln(\text{Zr}/\text{Rb})$ montrent une très bonne corrélation entre eux et la normalisation permet bien de s'affranchir des biais liés à la distance à la source de la carotte MD03-2673 (**Figure VI-1a-b**). Ces rapports sont obtenus tous les centimètres sur les trois carottes, avec une résolution temporelle suffisamment élevée allant de 50 à 200 ans (moins de 100 ans en moyenne). Les rapports ARM/IRM montrent des variations similaires entre les carottes et avec les deux rapports XRF (**Figure VI-1c**). Les données magnétiques sont obtenues tous les 2 cm, soit tous les 100 à 400 ans, avec une moyenne inférieure à 200 ans. Cependant, le signal magnétique est intégré sur 5.8 cm, soit sur 300 à 1200 ans, lié à la technique de mesure des u-channels (voir **Chapitre II.4**). En parallèle, les valeurs normalisées de la carotte MD03-2673 montrent des différences durant les MIS 6, 5 et 4 par rapport aux deux autres carottes. Ce traceur respecte les conditions de sélection, à l'exception des légères différences Nord-Sud

après normalisation. Les enregistrements de κ_{lf} corrigée de l'influence des carbonates montrent généralement les mêmes variations que les rapports XRF et ARM/IRM à l'échelle glaciaire-interglaciaire (**Figure VI-1d**). Cependant, les différences d'amplitudes de ces variations, ainsi que celles durant les interglaciaires *stricto sensu* pourraient biaiser les valeurs de *stack*. Il est alors nécessaire de réaliser différents tests afin de mieux définir cette différence et son impact sur le *stack*.

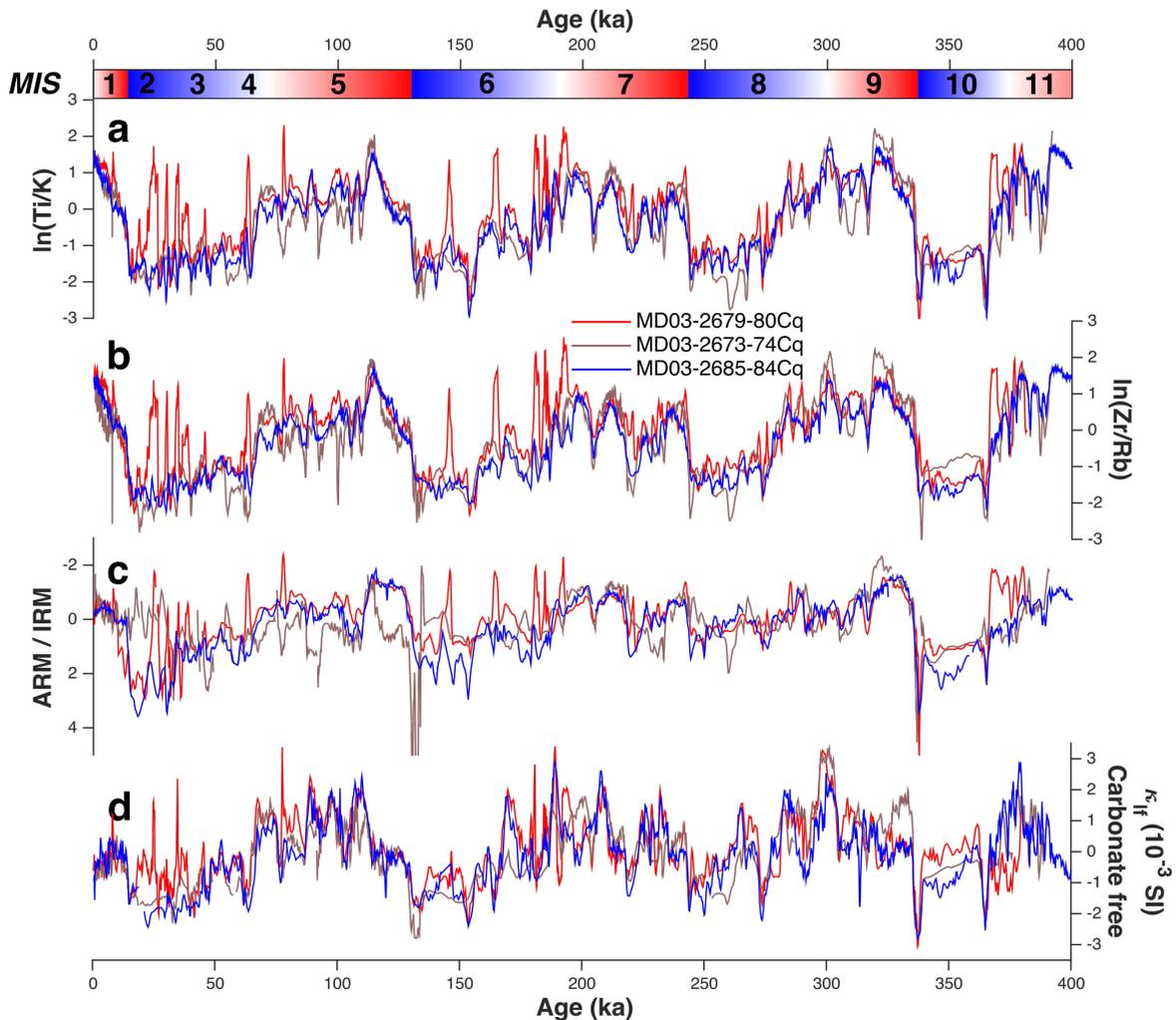


Figure VI-1 : Variations des différents traceurs continus et normalisés des trois carottes étudiées durant cette thèse. (a) $\ln(\text{Ti}/\text{K})$, (b) $\ln(\text{Zr}/\text{Rb})$, (c) ARM/IRM, (d) κ_{lf} corrigée de l'influence des carbonates. Bleu = MD03-2685-84Cq, rouge = MD03-2679-80Cq, marron = MD03-2673.

Afin de définir quels traceurs continus seront gardés pour la construction du *stack* final représentant l'intensité de l'ISOW, j'ai réalisé de nombreux tests pour comparer les quatre traceurs et leur influence lors des PCA. Ces tests ont également été effectués en ajoutant ou supprimant les enregistrements de la carotte MD03-2679, ponctuellement affectés par des variations locales ne reflétant pas l'intensité de l'ISOW (cf **section VI.1.2.**).

VI.2.2. Prétraitement des données

Avant d'initier le processus de construction des *stacks*, un prétraitement des données est nécessaire. Afin que celles-ci soient sur la même échelle temporelle, il a fallu ré-échantillonner l'ensemble des données continues en choisissant une échelle d'âge commune aux trois carottes. Cependant, les variations des taux de sédimentation étant hétérogènes selon les carottes utilisées, il est difficile de définir une telle échelle en prenant celle d'un enregistrement en particulier. J'ai donc décidé d'interpoler ces enregistrements tous les 200 ans de 1 à 381 ka (période commune couverte par les trois carottes) même si cela dégrade la résolution d'origine des données durant les périodes interglaciaires. Ce ré-échantillonnage est donc un compromis.

Afin d'éviter de prendre en compte le « bruit » de chaque enregistrement, pouvant être lié aux mesures et/ou à la calibration MLC des données XRF (Weltje et al., 2015; voir **Chapitre II.3**), j'ai appliqué un lissage sur 400 ans à l'aide d'une moyenne glissante. L'analyse de magnétisme continu intégrant un signal sur 5.8 cm (300 à 1200 ans), un lissage des données de magnétisme n'est pas nécessaire (voir **Chapitre II.4**). Enfin, afin de corriger les valeurs plus faibles de la carotte MD03-2673, les enregistrements ont été normalisés (ex : **Figure VI-2**). L'intervalle de confiance (95 %) associé à la calibration MLC a également été normalisé en suivant la même méthode.

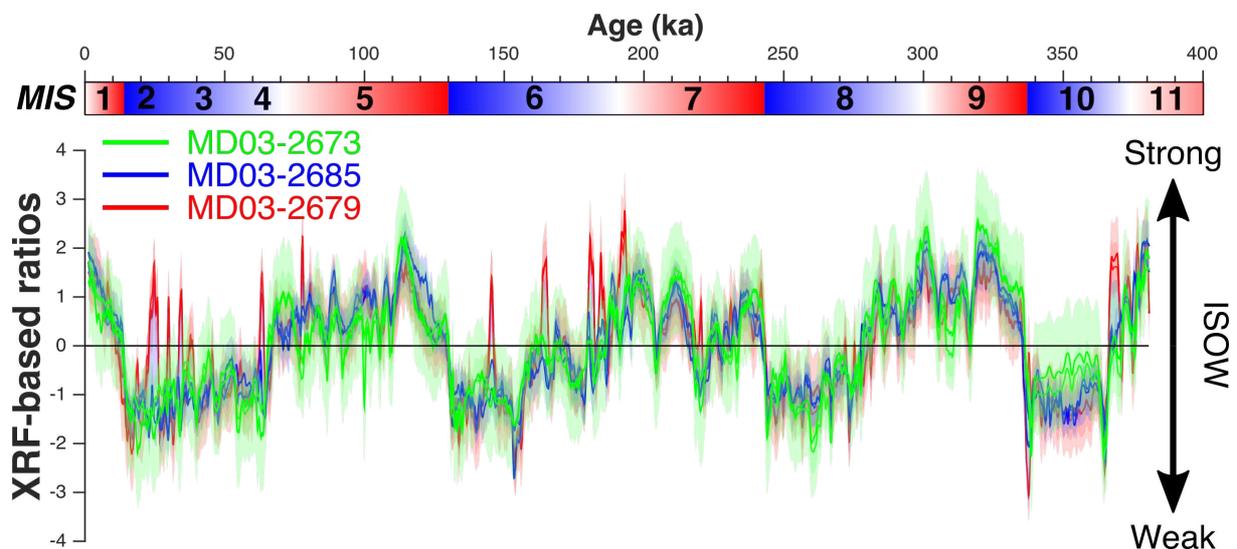


Figure VI-2 : Exemple de traceurs normalisés. Ici, ce sont les données XRF $\ln(\text{Zr}/\text{Rb})$ et $\ln(\text{Ti}/\text{K})$ des trois carottes étudiées qui sont illustrées. L'enveloppe autour des courbes représente l'intervalle de confiance (95 %) associé à la calibration (voir **Chapitre II.3**). Bleu = MD03-2685, rouge = MD03-2679, vert = MD03-2673.

VI.2.3. Tests de construction des *stacks* et choix final des traceurs

VI.2.3.1. Comparaison des poids statistiques de chaque traceur

Pour mieux comprendre l'influence des traceurs et/ou des carottes dans la construction d'un *stack* par PCA, les représentations graphiques en « *biplot* » permettent une vue d'ensemble rapide sur les deux premières composantes principales (**Figure VI-3**). Les PC3 ne représentant que de très faibles pourcentages de variances expliquées (< 7%), ils ne sont pas présentés. Les vecteurs de susceptibilité magnétique des trois carottes s'opposent aux autres traceurs sur l'axe de la PC1 (**Figure VI-3a-b**). Cela confirme les différences observées entre les données de κ_{lf} corrigée des carbonates et les autres traceurs (**Figure VI-1**). Lorsque l'on retire les données de κ_{lf} , les PCA montrent une très bonne corrélation entre les différents traceurs, qui ont le même poids statistique sur la PC1, à l'exception du rapport ARM/IRM de la carotte MD03-2673 (**Figure VI-3c-d**). Cette dernière observation confirme les différences observées dans la **Figure VI-1** entre le rapport ARM/IRM de la carotte MD03-2673 et les deux autres. Lorsque l'on réalise des PCA avec les carottes MD03-2673 et MD03-2685 uniquement, ce rapport ARM/IRM équivaut à un poids presque deux fois moindre que le rapport ARM/IRM de la carotte MD03-2685 (**Figure VI-3d**). Ce déséquilibre entre le poids des deux traceurs magnétiques favoriserait l'enregistrement ARM/IRM de la carotte MD03-2685, créant un biais entre les enregistrements Nord et Sud. Lorsque l'on utilise uniquement les rapports XRF, les poids statistiques sont très proches entre les trois carottes, bien que ceux de la MD03-2679 ont un poids légèrement inférieur (**Figure VI-3e**). Enfin, la PCA utilisant les traceurs XRF sur seulement deux carottes montre que les poids statistiques sont uniformément répartis entre le Nord et le Sud, avec des valeurs similaires de ~ 0.5 (**Figure VI-3f**).

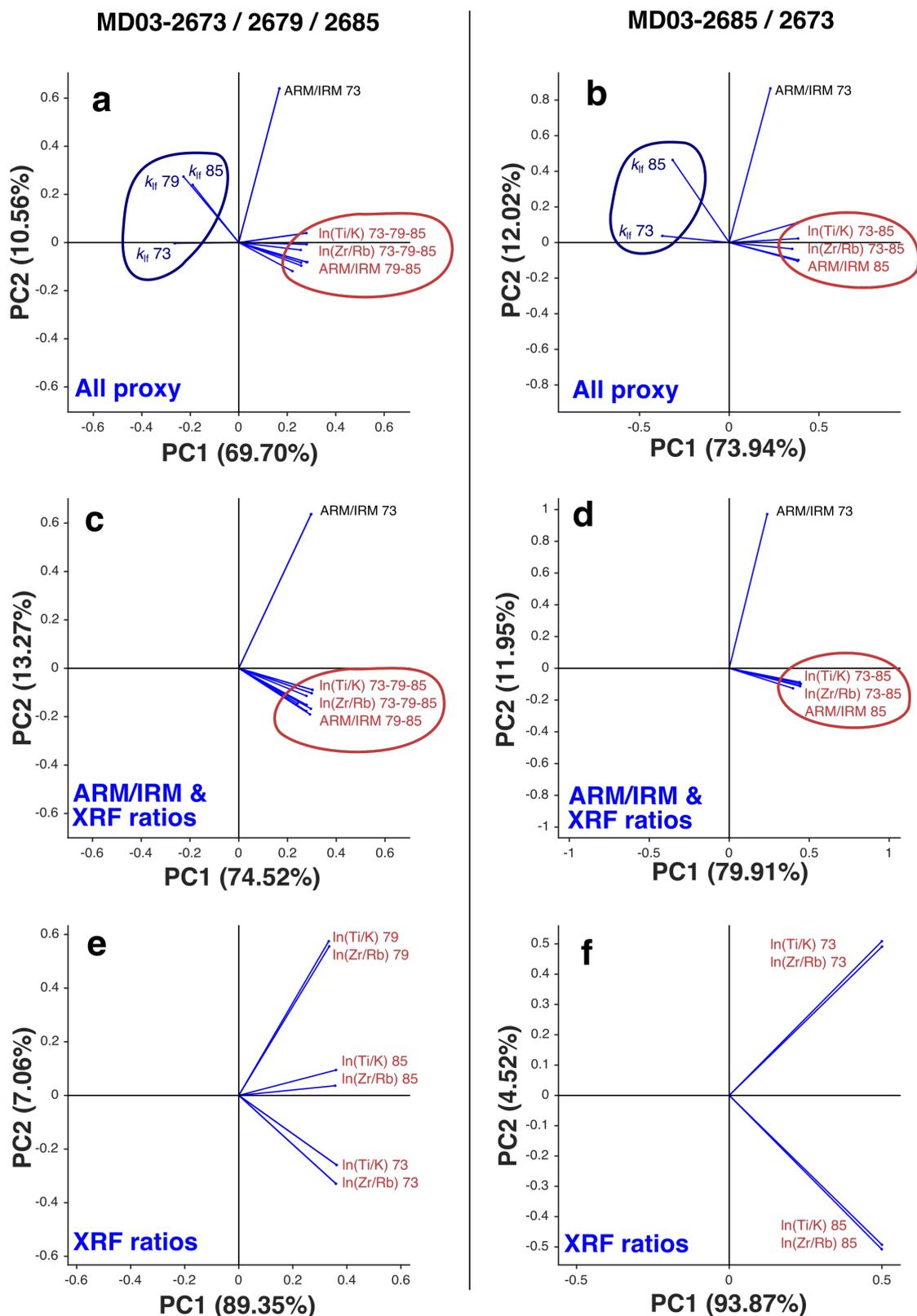


Figure VI-3 : Résultats graphiques en biplot des différentes PCA réalisées. PCA utilisant (a, c, e) les données des trois carottes et (b, d, f) les données des carottes MD03-2673 et MD03-2685 uniquement. Les PCA ont été réalisées avec les traceurs (a, b) k_{if} corrigée des carbonates, ARM/IRM, $\ln(\text{Ti}/\text{K})$, $\ln(\text{Zr}/\text{Rb})$, (c, d) ARM/IRM, $\ln(\text{Ti}/\text{K})$, $\ln(\text{Zr}/\text{Rb})$ et (e, f) $\ln(\text{Ti}/\text{K})$ et $\ln(\text{Zr}/\text{Rb})$. Le pourcentage indiqué sur les titres des axes correspond au pourcentage de variance expliqué par les composantes principales. Ces PCA ont été réalisées à l'aide de la fonction Matlab « *pca* ».

VI.3.2.2. Comparaisons des *stacks* réalisés avec les différents traceurs

Afin d'estimer l'incertitude d'un *stack*, j'ai décidé de rajouter du bruit au signal initial à la façon Monte-Carlo. J'ai alors créé, pour chaque enregistrement et chaque âge donné, 100 points aléatoires suivant une loi de distribution normale contrainte par l'intervalle de confiance (normalisé) associé à la calibration XRF ($2\sigma = \sim 95\%$) ou aux données de magnétisme ($\sigma = \sim 68\%$). Ces points « *random_data_{ij}* », où *i* est l'âge donné et *j* est le *j*^{ème} point aléatoire créé, ont été définis par la fonction Matlab « *randn* » en suivant l'équation suivante (eq. VI.1) :

$$random_{data_{ij}} = error \times randn_{ij} + data_i \quad \text{VI. 1}$$

J'ai finalement réalisé des *stacks* avec les quatre traceurs, puis en retirant la κ_{lf} corrigée des carbonates, puis en ôtant l'ARM/IRM pour ne garder que les données XRF. Cette démarche a d'abord été réalisée en utilisant les enregistrements des trois carottes et en doublant le poids de la MD03-2673, puis en supprimant ceux de la carotte MD03-2679 (Nord). Chaque *stack* présenté ci-après est défini comme la médiane des valeurs d'itérations et l'erreur associée représente l'intervalle de confiance (σ) de l'ensemble des valeurs de PC1 obtenues (par test), calculées pour chaque âge donné.

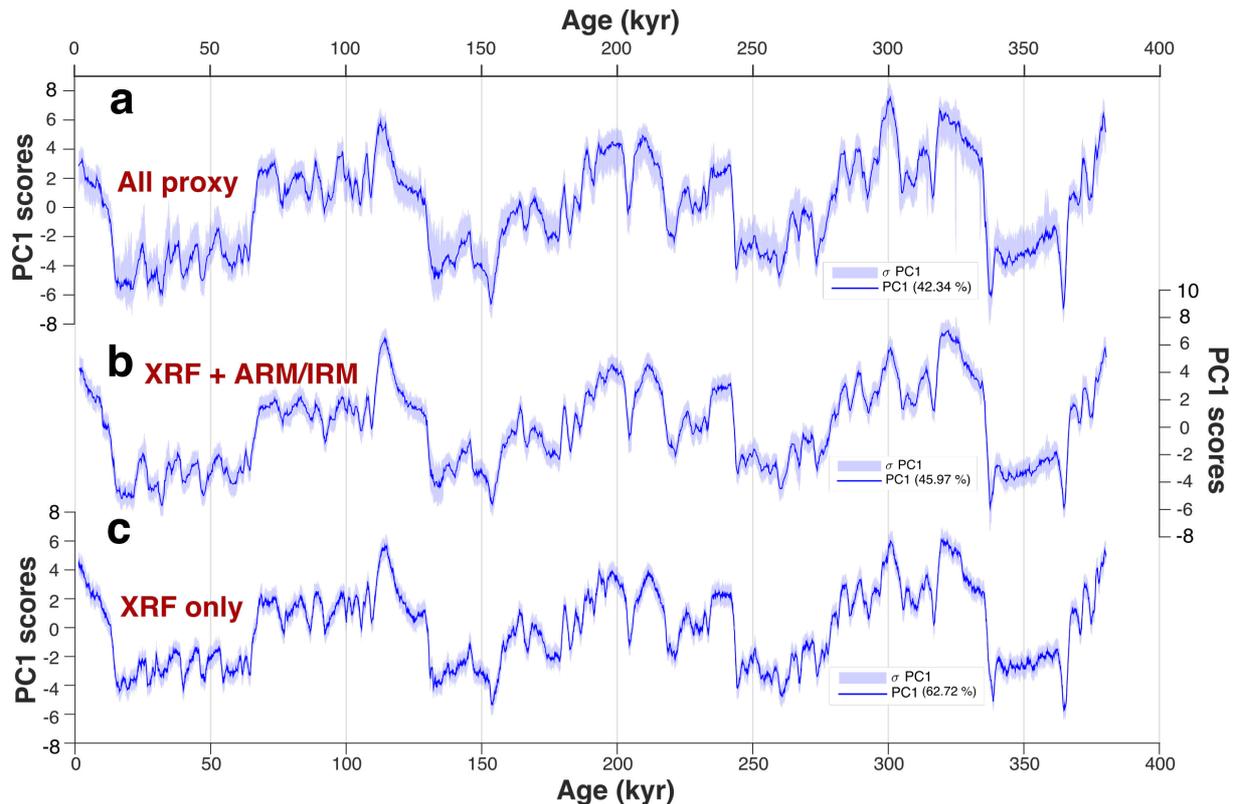


Figure VI-4 : Résultats des différents *stacks* réalisés en utilisant les trois carottes étudiées. Construit à l'aide des traceurs (a) κ_f corrigée des carbonates, ARM/IRM, $\ln(\text{Ti}/\text{K})$, $\ln(\text{Zr}/\text{Rb})$; (b) ARM/IRM, $\ln(\text{Ti}/\text{K})$, $\ln(\text{Zr}/\text{Rb})$ et (c) $\ln(\text{Ti}/\text{K})$ et $\ln(\text{Zr}/\text{Rb})$. Les pourcentages font référence à la variance moyenne expliquée par les 100 PCA, incluant l'erreur associée.

Les trois *stacks* utilisant les trois carottes semblent très similaires (Figure VI-4). Cependant, celui basé sur les quatre traceurs (Figure VI-4a) montre une plus grande incertitude, ou encore des événements millénaires ou des amplitudes de variations pouvant être différents des deux autres (Figure VI-4). Le *stack* utilisant les données des rapports ARM/IRM et XRF est comparable à celui n'utilisant que les rapports XRF (Figure VI-4b-c). Les différences sont surtout visibles en périodes glaciaires, notamment au MIS 3 où certains événements ne sont pas détectés avec le *stack* incluant les variations de taille des grains magnétiques (Figure VI-4b). Cette (légère) différence peut être due à l'analyse de magnétisme continu avec une résolution des bobines de 5.8 cm intégrant un signal lissé pouvant représenter 1200 ans durant des périodes à très faibles taux de sédimentation. Le dernier *stack*, n'ayant que les données XRF, les enregistrements ont pu être ré-échantillonnés tous les 100 ans (moyenne des données XRF), puis lissés sur 500 ans avant les PCA. Ce *stack* montre les mêmes variations que celui précédemment décrit. Il diffère cependant en termes d'amplitudes des événements millénaires de l'intensité de l'ISOW par rapport à celui incluant les rapports ARM/IRM (Figure VI-4b-c). Ces événements semblent alors plus abrupts. Ceci peut être dû, soit au lissage initial

des données de magnétisme, soit à la résolution deux fois supérieure pour le *stack* réalisé avec les données XRF.

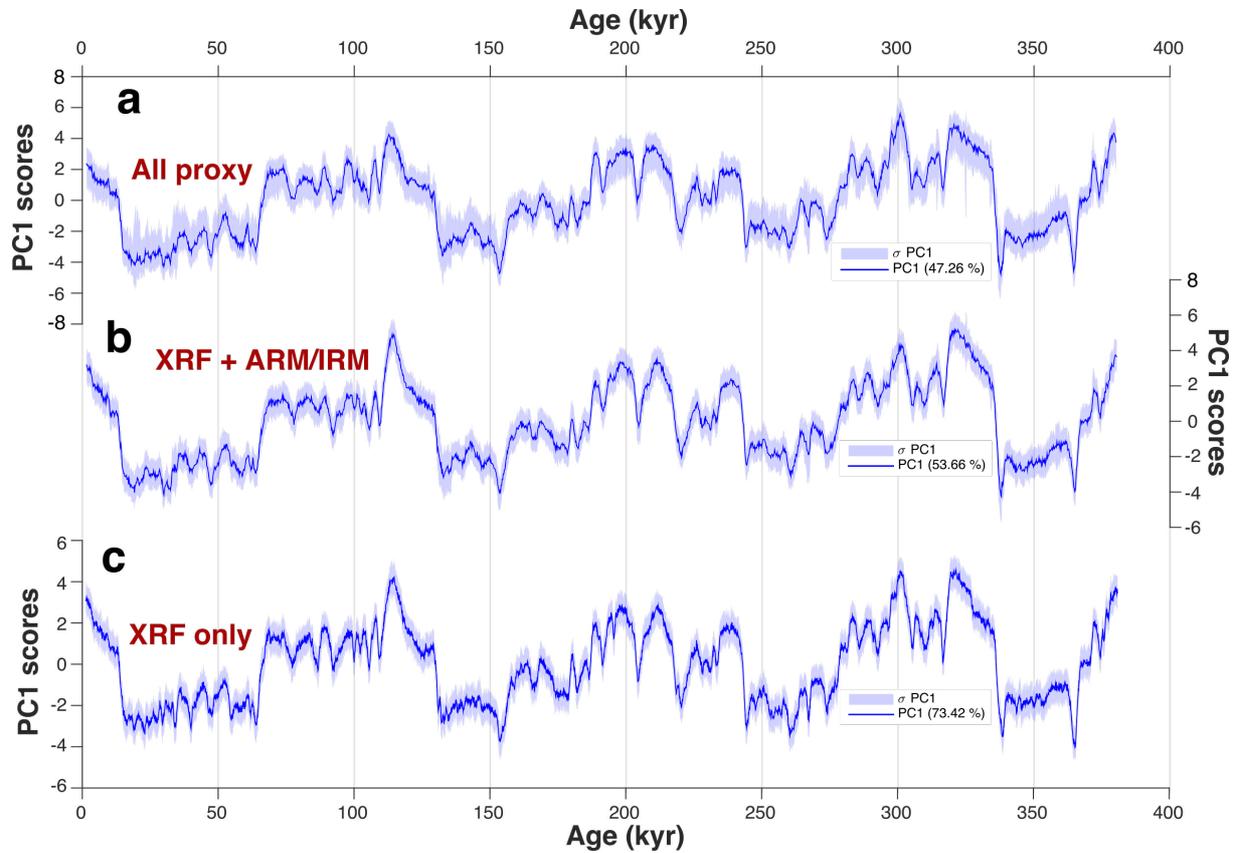


Figure VI-5 : Même légende que la figure Figure VI-4 avec uniquement les enregistrements des carottes MD03-2673 et MD03-2685.

Les différences entre les trois *stacks* décrites précédemment semblent également s'appliquer à ceux n'utilisant que les données des carottes MD03-2673 et MD03-2685 (Figure VI-5). Le *stack* incluant la κ_{lf} corrigée des carbonates montre une plus grande incertitude et, plus globalement, une variabilité millénaire moins marquée en période glaciaire (Figure VI-5a). Encore une fois, les différences incluant ou non les rapports ARM/IRM de ces deux carottes sont minimales (Figure VI-5b-c). Elles viennent principalement des amplitudes de variations des événements millénaires, qui sont aussi moins détectés au MIS 3 avec le *stack* incluant les enregistrements d'ARM/IRM. A l'inverse au MIS 6, des événements millénaires sont visibles dans ce *stack* (Figure VI-5b) et pas dans celui n'utilisant que les données XRF (Figure VI-5c).

Toutes ces observations, statistiques et visuelles, montrent que la κ_{lf} corrigée des carbonates ne varie pas entièrement en phase avec les autres traceurs, ne respectant pas totalement ce critère de sélection. Le choix a donc été fait de ne pas garder ce traceur dans la

création de ce *stack*. Les *stacks* produits avec les données XRF et l'ARM/IRM d'une part, et uniquement les données XRF d'autre part, sont extrêmement similaires. L'unique différence vient du lissage lié à la mesure des paramètres magnétiques, qui tend à diminuer l'amplitude des variations millénaires, ou à moins les détecter. De plus, la très haute résolution des données XRF, permet d'améliorer celle du *stack* avec un pas régulier de 100 ans (au lieu de 200 ans). Afin de produire un enregistrement unique de l'intensité passée de l'ISOW à très haute résolution, j'ai donc décidé de ne garder que les données XRF pour construire ce *stack*.

Il reste maintenant à définir s'il est nécessaire d'inclure les enregistrements de la carotte MD03-2679. Les différences entre les deux *stacks*, avec ou sans les données XRF de la carotte MD03-2679, sont minimes. Elles concernent notamment plus d'évènements millénaires, de fortes amplitudes, et sont principalement associés aux variations locales enregistrées par la carotte MD03-2679. Afin de choisir entre les deux, j'ai comparé ces *stacks* à celui de l'intensité de la NADW développé par Kissel et al. (2008) pour la période 20-65 ka, qui inclut des enregistrements allant des mers nordiques jusqu'à la Bermuda Rise, à très haute résolution temporelle (**Figure VI-6**). Outre les décalages temporels liés aux différentes chronologies, le *stack* n'utilisant que les données de deux carottes semble montrer plus d'évènements similaires à celui de la NADW (**Figure VI-6b-c**) par rapport à celui utilisant les données des trois carottes (**Figure VI-6a-c**). Les différences majeures entre les deux *stacks* XRF se concentrent sur la période 20-40 ka, période où les évènements d'Heinrich sont plus fréquents et qui correspondent à des pics dans les rapports XRF dans la carotte MD03-2679, et des minima dans les deux autres (**Figure VI-1**). L'objectif initial étant de développer un enregistrement robuste de l'intensité passée de l'ISOW, j'ai décidé de ne garder que les données des carottes MD03-2673 et MD03-2685 pour construire ce *stack*.

Enfin, les grandes similitudes entre les variations des *stacks* incluant un ou deux traceurs magnétiques et celles du *stack* n'incluant que les données XRF (**Figure VI-5**), montrent que le signal d'intensité de l'ISOW est robuste entre tous ces traceurs. L'utilisation des données XRF uniquement est donc un choix qui concerne principalement l'augmentation de la résolution du *stack* final, passant de 200 à 100 ans.

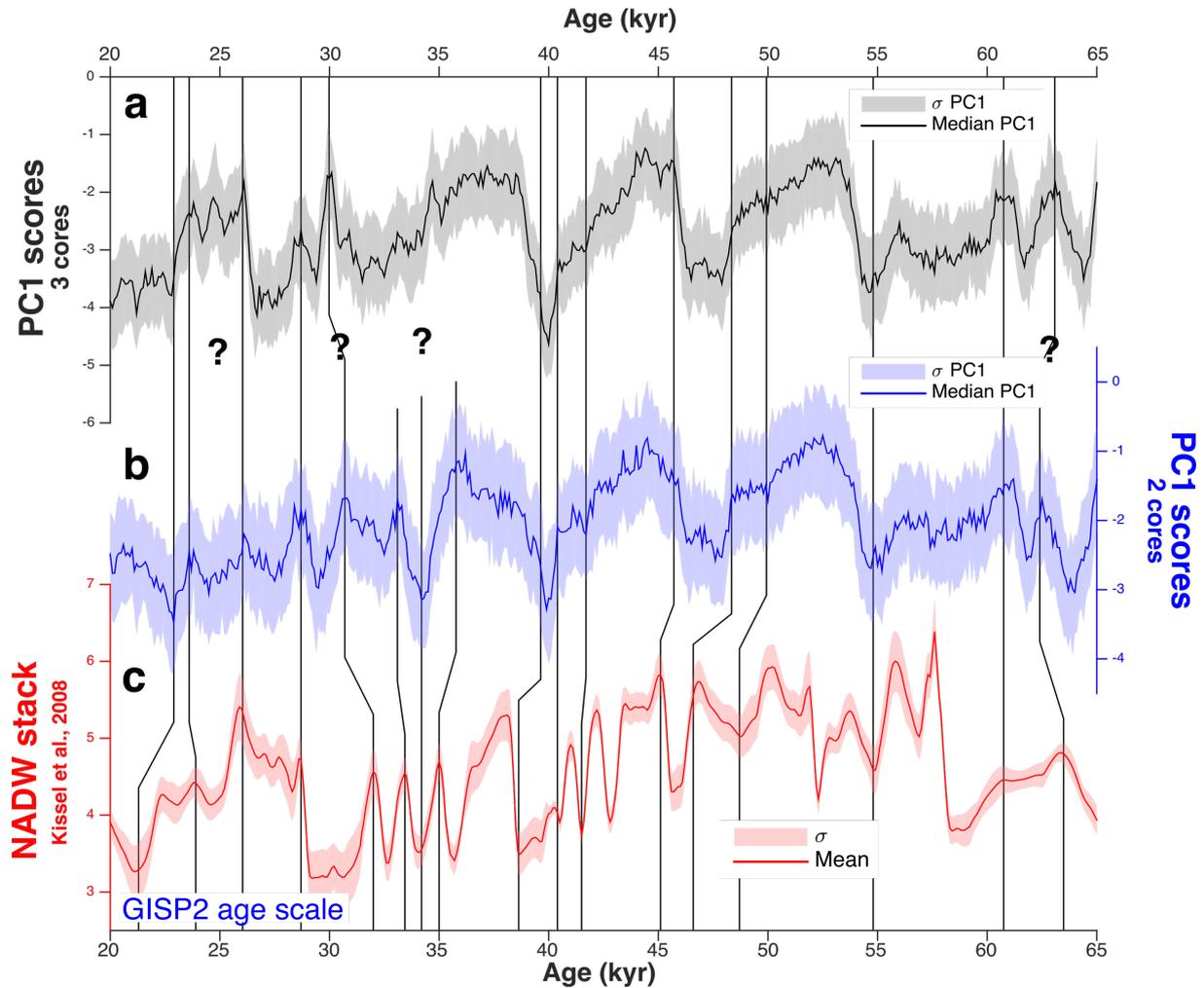


Figure VI-6 : Comparaison des deux *stacks* XRF avec celui de la NADW de Kissel et al. (2008) sur la période 20-65 ka. *Stack* de l'ISOW réalisé avec les données XRF (a) des 3 carottes étudiées, (b) des carottes MD03-2673 et MD03-2685 ; (c) *stack* de la NADW réalisé par Kissel et al. (2008) sur l'échelle d'âge GISP2.

VI.3. Construction finale du *stack* ISOW_{int}

L'enregistrement unique des variations de l'intensité de l'ISOW au cours des derniers 380 ka, appelé ci-après ISOW_{int}, est alors basé sur les enregistrements des deux rapports XRF normalisés $\ln(\text{Zr}/\text{Rb})$ et $\ln(\text{Ti}/\text{K})$ des carottes MD03-2673 et MD03-2685, ré-échantillonnés tous les 100 ans. Afin de mieux caractériser l'erreur associée, 10^4 itérations ont été réalisées, incluant des points aléatoires suivant une loi normale de distribution dans l'intervalle de confiance (2σ) comme décrit dans la section précédente. L'ensemble des PC1 et PC2 obtenues expliquent respectivement en moyenne 73.35 et 17.82 % de la variance des données. La PC2, au vu des poids statistiques indiqués par la **Figure VI-3f**, semble correspondre à un changement d'influence entre les données des carottes MD03-2673 (valeurs de PC2 positives) et MD03-2685 (valeurs de PC2 négatives). Ce signal indiqué par la PC2 peut être lié à des amplitudes

CHAPITRE VI : Construction d'un *stack* de la variabilité de l'intensité de l'ISOW au cours des derniers 380 ka

glaciaire-interglaciaire (*s.l*) différentes aux deux localisations (**Figure VI-7b**). Cependant, le signal environnemental interprétable par cette PC2 semble très limité. Celle-ci n'affecte en rien le *stack* $ISOW_{int}$, car les poids statistiques sont similaires entre les deux carottes le long de l'axe de la PC1 (**Figure VI-3**).

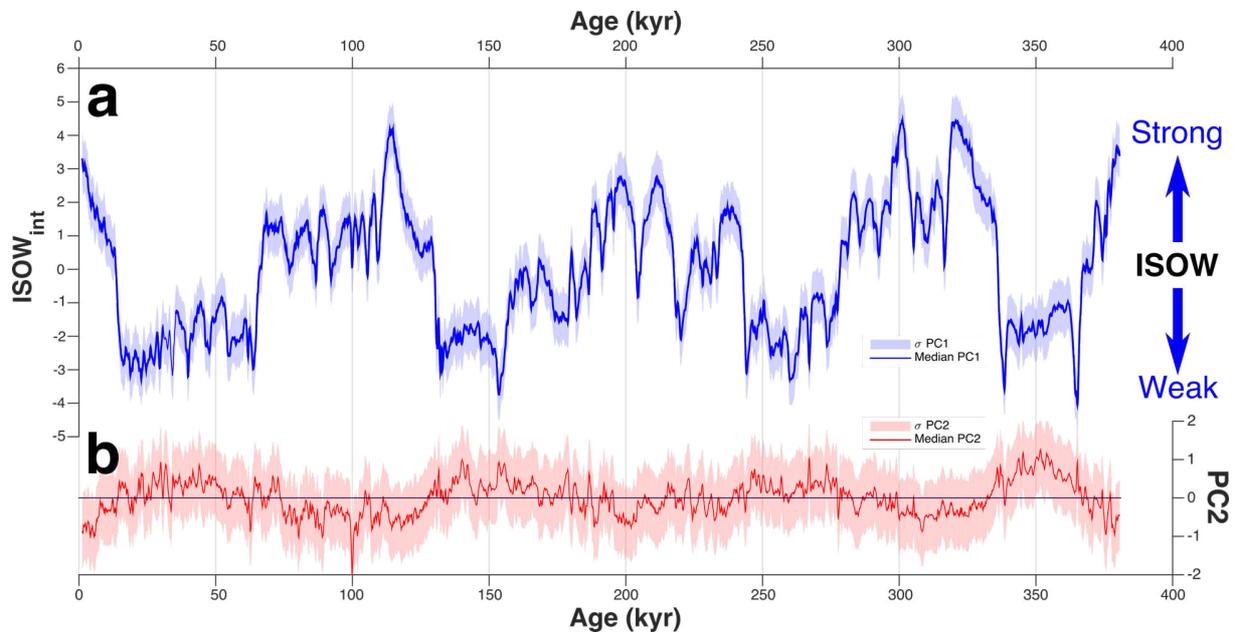
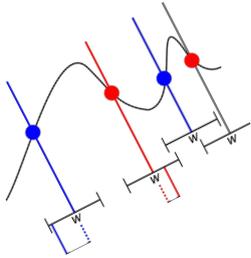


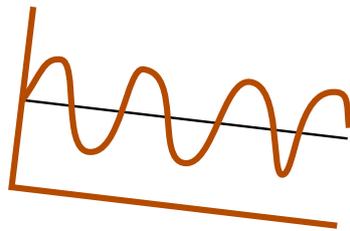
Figure VI-7 : *Stack* $ISOW_{int}$ final et la PC2 associée. (a) *stack* $ISOW_{int}$ représentant la PC1 (73.35 %) et (b) résultat de la PC2 (17.82 %). L'enveloppe représente l'intervalle de confiance σ .

Enfin, malgré le lissage des données XRF sur 500 ans et le fait de regrouper les quatre enregistrements en une seule variable, la variabilité millénaire est encore visible et bien définie (**Figure VI-7a**). Ces variations millénaires, communes à plusieurs enregistrements, sont donc très robustes et peu associées à du bruit ou des phénomènes externes à l'intensité de l'ISOW. Elles peuvent donc être étudiées/analysées directement à partir du *stack* $ISOW_{int}$.



Chapitre VII

Variabilité millénaire de l'intensité de l'ISOW



Nous avons pu voir dans le **Chapitre V.** que la variabilité glaciaire-interglaciaire de l'intensité de l'ISOW était divisée en deux régimes : un de forte intensité en périodes interglaciaires au sens large, un de faible intensité en périodes glaciaires. A ces deux régimes sont superposés des variations millénaires de l'intensité de l'ISOW, qui sont visibles tout au long des enregistrements utilisés. Nous avons également souligné que les transitions entre les deux régimes principaux se font majoritairement *via* des changements abrupts et que les conditions initiales ne sont pas retrouvées, dépendant des conditions climatiques et/ou de la géographie des calottes au moment de ces changements. Il est donc naturel de traiter la question de cette variabilité millénaire afin de les caractériser et mieux comprendre les mécanismes et interactions avec les autres composantes climatiques.

Ainsi, dans ce chapitre, les données du *stack* ISOW_{int} (voir **Chapitre VI.**) sont comparées aux enregistrements de températures de surface à l'est du gyre subpolaire (SPG) et d'IRD en Atlantique Nord subpolaire (Barker et al., 2015), ainsi qu'à l'enregistrement synthétique des températures de surface du Groenland (Barker et al., 2011), ayant tous une chronologie commune basée sur AICC2012 (Bazin et al., 2013; Veres et al., 2013). Cette chronologie commune permet d'étudier les phasages de ces composantes climatiques durant ces événements millénaires en ayant une erreur chronologique la plus faible possible.

VII.1. Méthodes de caractérisation la variabilité millénaire

Dans un premier temps, j'ai défini une courbe de variabilité millénaire de l'intensité de l'ISOW en soustrayant un signal « long-terme » en suivant la méthode de Barker et al. (2011) afin de produire la courbe « ISOW_{int} hi ». J'ai ensuite comparé celle-ci à la courbe d'anomalie de température de l'air du Groenland GL_{T_syn} hi (Barker et al., 2011), basée sur la même méthode. Enfin, afin d'étudier les phasages entre plusieurs traceurs paléoclimatiques, j'ai utilisé une méthode de détection automatique des points de bascules climatiques (Bagniewski et al., 2021). Cette analyse a été complétée par une seconde méthode de détection des événements millénaires que j'ai développée, permettant de détecter le début de ces événements.

VII.1.1. Isolement du signal millénaire

Afin de mettre évidence les changements millénaires de l'ISOW de l'enregistrement ISOW_{int}, j'ai utilisé la méthode de Barker et al. (2011). Cette méthode permet d'isoler la

variabilité millénaire sous forme d'anomalie par rapport à un signal « long terme » (**Figure VII-1a**). Ce signal « long-terme » est alors défini par un lissage (moyenne glissante) de 7 ka des données du *stack* $ISOW_{int}$ (**Figure VII-1b**). Appelé $ISOW_{int_lo}$, ce signal est ensuite soustrait aux données initiales afin de produire une anomalie d'intensité par rapport au signal orbital, appelée $ISOW_{int_hi}$ (**Figure VII-1c**). Afin de comparer l'anomalie d'intensité de l'ISOW et celle des températures de l'air du Groenland, j'ai réalisé une « *cross-correlation* » en utilisant la fonction Matlab « *xcorr* ». Cette analyse permet de définir l'avance ou le retard d'un des deux enregistrements par rapport à l'autre.

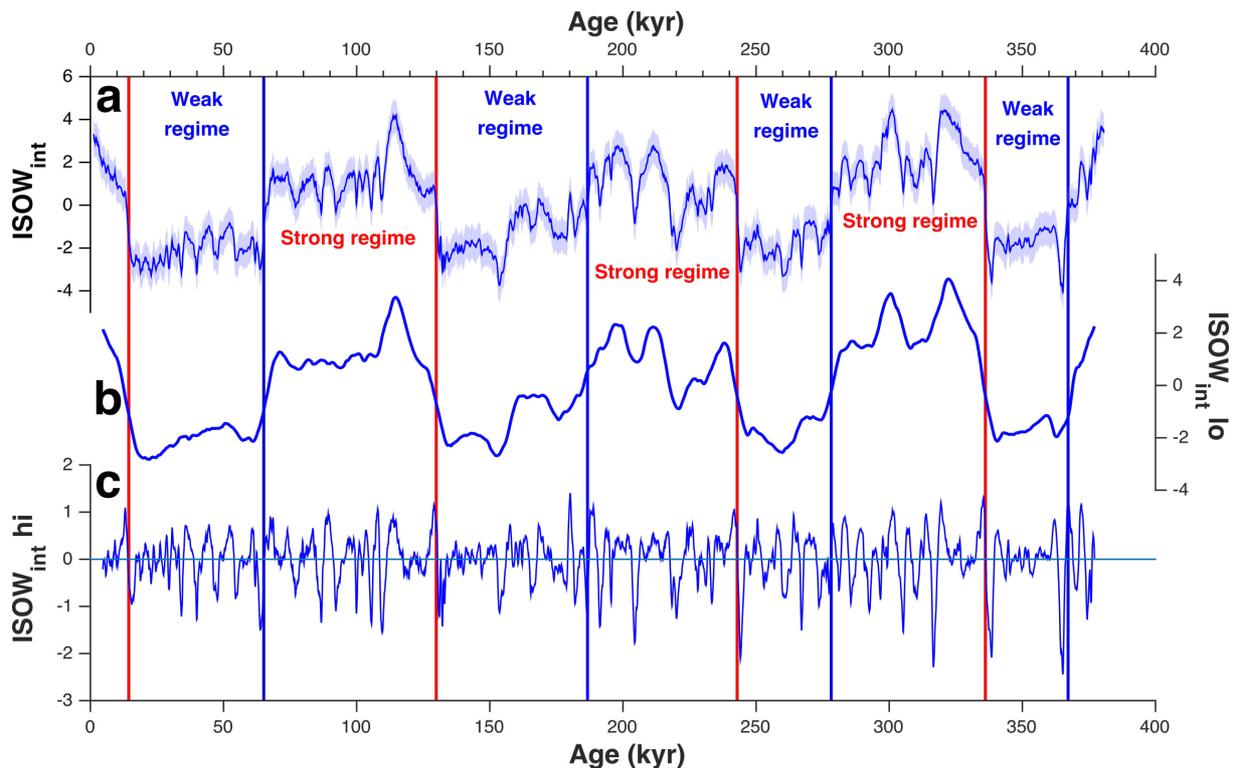


Figure VII-1 : Variations d'intensité de l'ISOW à partir du *stack* $ISOW_{int}$. (a) *stack* $ISOW_{int}$, (b) signal « long-terme » lissé sur 7 ka et (c) anomalie d'intensité de l'ISOW par rapport au signal long terme. Les barres verticales bleues représentent les transitions entre le régime de forte intensité et celui de faible intensité. Les barres verticales rouges représentent les transitions inverses.

VII.1.2. Détection et comparaison des points de bascule

Afin de définir les points de bascule des enregistrements présentés ci-après, j'ai utilisé la méthode de [Bagniewski et al. \(2021\)](#) qui consiste à réaliser un test de Kolmogorov-Smirnov (KS) amélioré (**Figure VII-2a**). En complément, j'ai également comparé cette méthode à une détection automatique des événements millénaires que j'ai développée, utilisant la dérivée

première des enregistrements (**Figure VII-2b**). Enfin, afin de voir si les points de bascule détectés dans deux enregistrements différents pouvaient être liés, j'ai développé sous Matlab un algorithme permettant la détection de paires d'évènements (**Figure VII-2c**) sur la base des résultats des deux méthodes précédemment décrites. Les trois algorithmes sont présentés en détail ci-après. Ces deux méthodes de détection d'évènements millénaires ont été appliquées sur les enregistrements de NPS% et d'IRD du site ODP-983 (Barker et al., 2015), de la courbe de température de l'air du Groenland GL_T_syn (Barker et al., 2011) ainsi que de l'intensité de l'ISOW représentée par le $stack\ ISOW_{int}$.

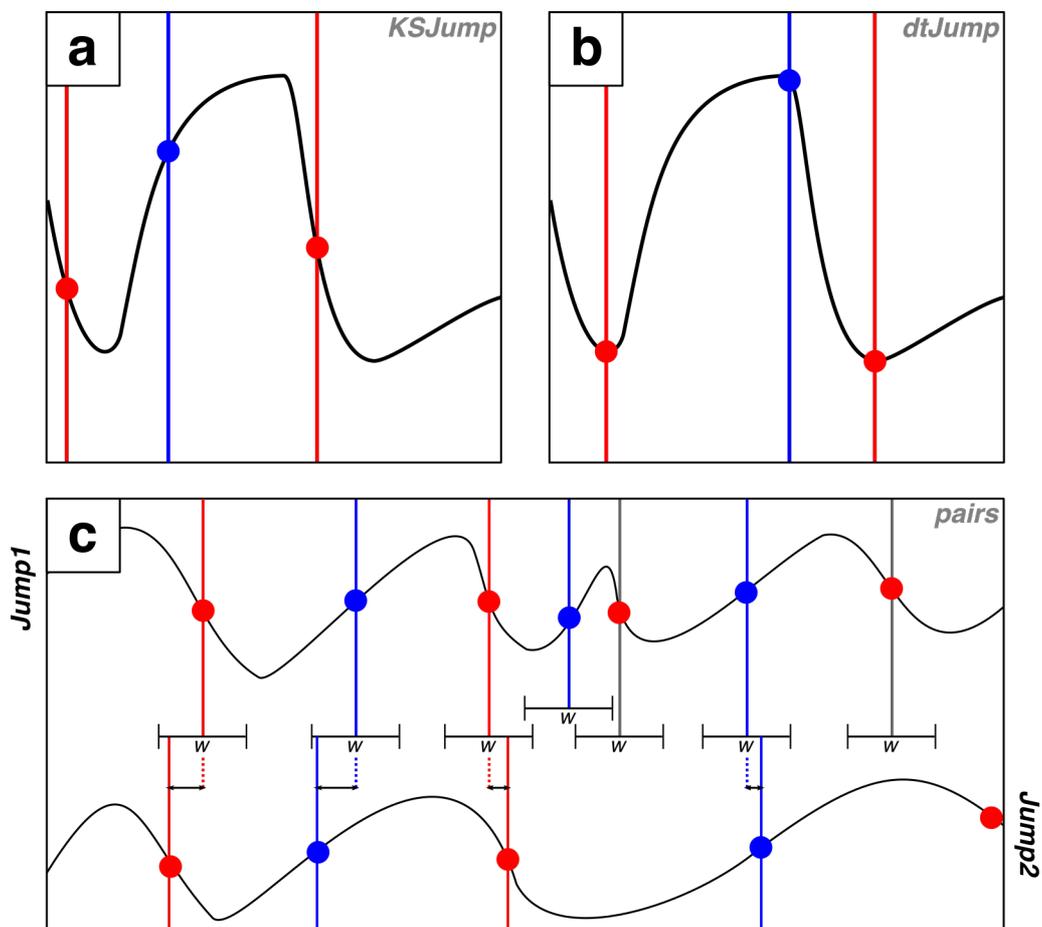


Figure VII-2 : Schémas représentant les différentes fonctions utilisées pour la détection et la comparaison des dates de points de bascule du système climatique. Détection à l'aide des fonctions Matlab (a) « KS_detection » (Bagniewski et al., 2021), (b) « dtJump » et (c) détection des paires d'évènements de points de bascule par la fonction Matlab « pairs ». Les barres verticales et cercles représentent les points de bascule identifiés, en rouge ou en bleu pour ceux correspondant respectivement à une hausse ou une baisse dans l'enregistrement. La fenêtre « w » (dont la largeur peut être ajustée) correspond à la période de recherche de paires d'évènements.

VII.1.2.1. Détection automatique en utilisant le test de Kolmogorov-Smirnov amélioré

Cette méthode, développée et décrite en détail par [Bagniewski et al. \(2021\)](#), compare deux périodes s'enchainant successivement dans le temps. Plus ces deux périodes sont différentes (en termes de valeurs, de variations, etc.), exprimée par la statistique KS, plus il y a de chance qu'un point de bascule se produise entre ces deux périodes. Ainsi, en comparant deux fenêtres de données et en faisant « glisser » ces fenêtres tout au long de l'enregistrement, il est possible de détecter ses changements abrupts. [Bagniewski et al. \(2021\)](#) ont ensuite ajouté au test KS classique, une fenêtre temporelle variable et des effets de seuils permettant d'affiner les résultats et d'éviter de comptabiliser des variations pouvant être associées à du bruit, des biais analytiques ou simplement des variations de très faible amplitude. Cette méthode a été appliquée à l'aide de la fonction Matlab « *KS_detection* » ([Bagniewski et al., 2021](#)). De nombreux tests et ajustements des différents paramètres (**Tableau VII-1**) ont été réalisés pour chaque enregistrement, afin d'obtenir des paramètres « optimaux » permettant de détecter les évènements millénaires, sans pour autant surestimer leur nombre avec des évènements trop courts (échelle centennale) ou de faible amplitude.

Tableau VII-1 : Paramètres utilisés pour la détection des points de bascule de la méthode « KS_detection » ([Bagniewski et al., 2021](#)).

	ISOW _{int}	NPS%	IRD (#/g)	GL _{T_syn} (‰)	Definition
w_min	1	1	1	1	Minimum window
w_max	4	4	4	4	Maximum window
n_w	12	12	12	12	Number of distinct window lengths
d_c	0.77	0.77	0.77	0.77	Cut-off threshold D_c for the KS statistic
n_c	3	3	3	3	Minimum sample size threshold
s_c	1.5	1.5	1.5	2.5	Cut-off threshold s_c for the standard deviation
x_c	0.5	16.667	100	0.8033	Cut-off threshold x_c for the change in proxy value

La détection des points de bascule par cette méthode a été réalisée en utilisant des fenêtres glissantes allant de 1 à 4 ka pour tous les enregistrements (**Tableau VII-1**). Les paramètres optionnels par défaut ont été utilisés, à l'exception du seuil de déviation standard pour l'enregistrement GL_{T_syn} où un seuil de 2.5 a été utilisé afin d'éviter de détecter des évènements de faible amplitude associés à la très haute résolution de l'enregistrement (**Tableau**

VII-1). Les seuils de changements de valeurs lors d'un évènement millénaire ont aussi été modifiés (**Tableau VII-1**) afin de mieux correspondre aux différents enregistrements utilisés. Ainsi, pour l'enregistrement de NPS% (Barker et al., 2015), j'ai défini une valeur seuil de $\sim 16.7\%$, qui correspond à un changement de SST de $\sim 1^\circ\text{C}$ (Govin et al., 2012). Pour l'enregistrement d'IRD du site ODP-983 (Barker et al., 2015), j'ai défini un seuil de changement de valeur de 100 IRD/g, permettant de détecter des changements faibles, mais significatifs en termes d'impacts climatiques. Le seuil de changement de ISOW_{int} a été fixé à 0.5 pour cette analyse, permettant de détecter des évènements de moyenne amplitude en régime d'intensité faible (où les variations sont moins marquées qu'en régime d'intensité forte). Enfin, le seuil de changement de valeur de GL_T_{syn} (Barker et al., 2011) est défini comme étant le seuil par défaut de la méthode (**Tableau VII-1**).

Avec cette méthode, les points de bascule sont détectés aux dates où le changement entre les deux fenêtres comparées est le plus important (**Figure VII-2a**). Cela peut être au début, au milieu ou à la fin de l'évènement, dépendant du type de variation ou de « l'allure » de l'enregistrement (ex : ISOW_{int} est basé sur un lissage de 500 ans des enregistrements XRF, diminuant le caractère abrupt initial).

VII.1.2.2. Détection automatique en utilisant la dérivée première

En plus de la sélection automatique avec le test KS amélioré, j'ai développé une méthode détectant ces évènements rapides en utilisant la dérivée première de la variable étudiée. Cet algorithme, sous forme de fonction Matlab appelée « *dtJump* », peut également prendre en compte un effet de seuil permettant de ne pas comptabiliser les variations de faible amplitude dans le signal initial. Ce seuil correspond à une valeur minimale entre les valeurs de la variable à la date initiale et celles à la date changement de signe suivant (détecté par un changement de pente *via* la dérivée première). Si le changement n'est pas plus grand que le seuil prédéfini, l'évènement n'est pas enregistré en tant qu'évènement millénaire. L'avantage d'utiliser cette méthode en complément de la détection KS, est que les points de bascule sont déterminés sur la base du changement de signe (de pente du signal initial) de la dérivée première, et donc identifié au début de la période de changement (**Figure VII-2b**).

Toutefois, l'utilisation de la dérivée première sur des enregistrements à très haute résolution a tendance à faire ressortir des variations à très haute fréquence. J'ai donc cherché une fenêtre temporelle « optimale » de lissage de la dérivée première, permettant de s'affranchir des évènements à très haute fréquence tout en gardant les changements de pente à l'échelle

millénaire (**Figure VII-3**). Ainsi, un lissage de 700 ans semble être un bon compromis (**Figure VII-3**). Ce lissage a donc été appliqué aux dérivées premières des quatre enregistrements utilisés pour cette analyse.

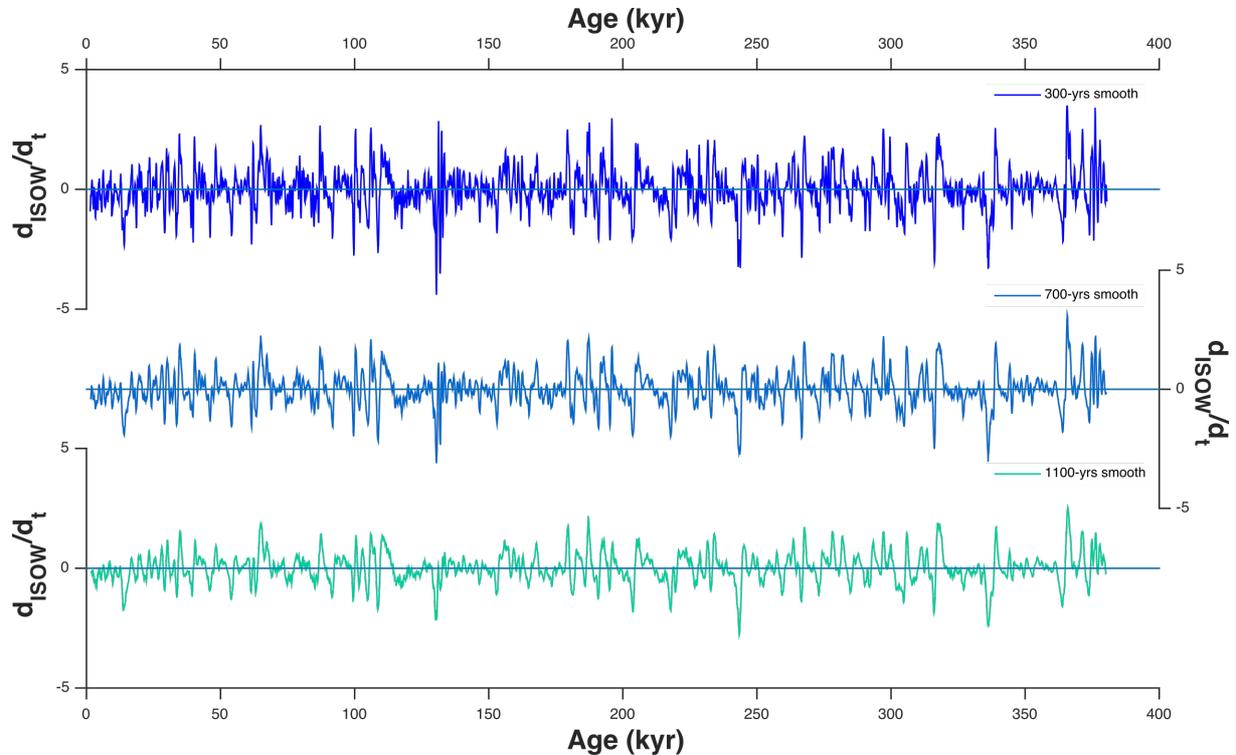


Figure VII-3 : Tests de lissages de 300, 700 et 1100 ans de la dérivée première du stack $ISOW_{int}$.

Cette méthode étant complémentaire de la première, j'ai cherché des seuils permettant la plus grande détection d'événements communs aux deux méthodes (**Figure VII-4**) en utilisant une fonction similaire à la fonction Matlab « *pairs* » (voir **section suivante**). Lorsqu'un événement est détecté à l'aide de « *dtJump* », l'algorithme recherche s'il est également associé à un événement détecté par « *KS_detection* » sur les 3.5 ka qui suivent cette date. Cette fenêtre temporelle permet de prendre en compte les « longs » événements millénaires, même si le point de bascule a été identifié à la fin de l'événement avec la méthode *KS_detection*. Grâce à cela, j'ai cherché des seuils optimaux pour les enregistrements $ISOW_{int}$, NPS%, IRD et GL_{T_syn} afin de détecter le plus possible d'événements communs entre les deux méthodes (**Figure VII-4**). Ainsi, les seuils définis sont de 1.4, 20.9 %, 123.3 (#/g) et 1.7 ‰, respectivement pour les enregistrements $ISOW_{int}$, NPS%, IRD et GL_{T_syn} (**Figure VII-4**). Ces valeurs seuils permettent alors de détecter entre 89 et 98 % d'événements communs entre les méthodes (**Figure VII-4**), qui seront les événements utilisés pour comparaison entre les différents enregistrements.

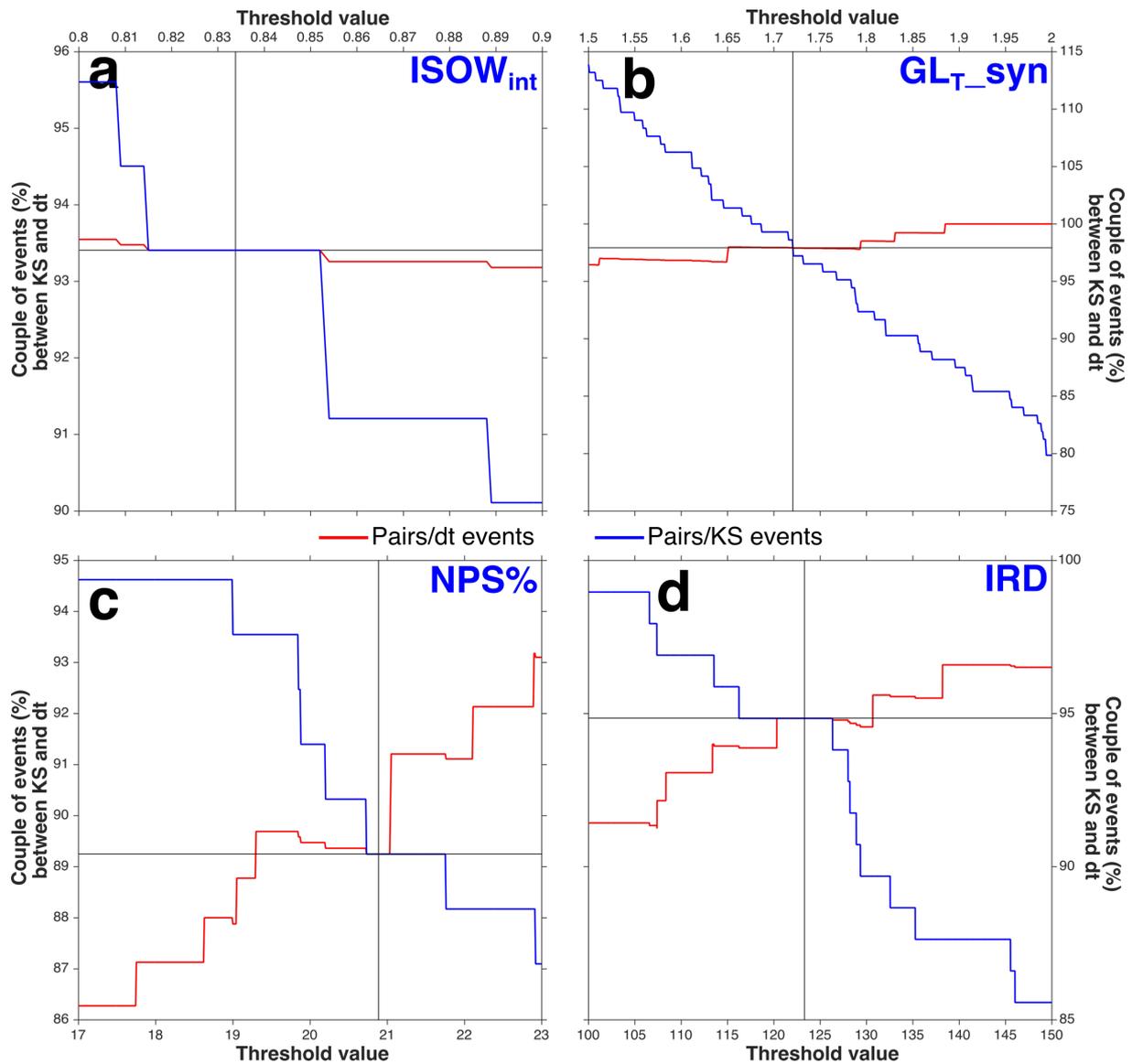


Figure VII-4 : Tests de sensibilité des seuils de la fonction « pairs » afin de définir le seuil produisant un pourcentage suffisamment élevé de paires d'évènements entre les deux méthodes de détection. Tests effectués pour les variables (a) $ISOW_{int}$, (b) GL_{T_syn} (Barker et al., 2011), (c) NPS% de l'ODP-983 (Barker et al., 2015) et (d) IRD (#/g) de l'ODP-983 (Barker et al., 2015). La courbe bleue représente le nombre de paires d'évènements comparé au nombre d'évènements détectés par la fonction « KS_detection ». La courbe rouge représente le nombre de paires d'évènements comparé au nombre d'évènements détectés par la méthode « dtJump ».

VII.1.2.3. Détection de « paires » d'évènements

Afin de comparer les dates des points de bascule détectés sur l'enregistrement $ISOW_{int}$ à ceux détectés sur les enregistrements d'IRD et de NPS% de l'ODP-983 (Barker et al., 2015) et des températures de l'air du Groenland (Barker et al., 2011), j'ai développé la fonction Matlab « pairs ». Celle-ci compare les sorties de résultats des tests (KS ou dérivée première) effectués sur deux enregistrements différents. Les détections de l'enregistrement de référence *jump1*

(celui que l'on utilise pour le comparer aux autres ; ici $ISOW_{int}$) est utilisé afin de trouver la date du point de bascule identifié. Ensuite, selon la fenêtre temporelle « w » prédéfinie, admettons 3 ka pour cet exemple, l'algorithme va chercher si un point de bascule a été détecté dans l'autre enregistrement $jump2$ dans une fenêtre temporelle de ± 3 ka (**Figure VII-2c**). Si tel est le cas, l'évènement est gardé dans une matrice « *pair* » et le délai entre les deux évènements est calculé ($jump1-jump2$). A l'inverse, si l'évènement (dans $jump1$) n'est pas associé à un autre point de bascule (dans $jump2$), il est enregistré dans une nouvelle matrice « *unpair* ». L'algorithme permet également de classer les évènements (paires ou non) en fonction de l'augmentation (noté +1) ou la diminution (noté -1) de l'enregistrement de référence « $jump1$ » (ici, d'intensité de courant). Une fenêtre de ± 2 ka a été utilisée pour détecter ces « paires » d'évènements.

Ainsi, l'automatisation de ces traitements de données permet une exploration rapide des détections et des comparaisons des points de bascule du système climatique, en faisant varier les valeurs seuils des tests ou les largeurs des fenêtres de détection des paires d'évènements.

VII.2. Variabilité millénaire de l'intensité de l'ISOW

Dans cette section, l'anomalie d'intensité de l'ISOW est comparée à celle des températures de l'air du Groenland. Afin de mieux comprendre le phasage durant ces évènements millénaires, les dates des évènements millénaire de la courbe $ISOW_{int}$, détectées par les deux méthodes de détection automatique sont comparées à celles des trois autres enregistrements paléoclimatiques. Enfin, des scénarios de mécanismes de cette variabilité millénaires sont proposés.

VII.2.1. Résultats

VII.2.1.1. Variations d'intensité de l'ISOW à l'échelle millénaire au cours des derniers 380 ka

L'anomalie d'intensité $ISOW_{int_hi}$, montre une variabilité millénaire tout au long de l'enregistrement, en régime d'intensité de l'ISOW fort ou faible comme souligné dans le **Chapitre V (Figure VII-5a, c)**. Ces variations montrent peu de différences d'amplitudes entre les deux régimes (**Figure VII-5a, c**). L'anomalie d'intensité de l'ISOW est homogène en termes d'amplitude de variations, oscillant généralement entre des valeurs de -1 et 1. (**Figure VII-5a,**

c). Les déglaciations montrent des valeurs légèrement plus élevées que cette gamme. Cette anomalie indique également que certains ralentissements de l'ISOW sont particulièrement marqués, pouvant excéder des valeurs de -1.5 (à 65, 110, 133, 208, 246, 318, 338 et 367 ka ; **Figure VII-5a, c**).

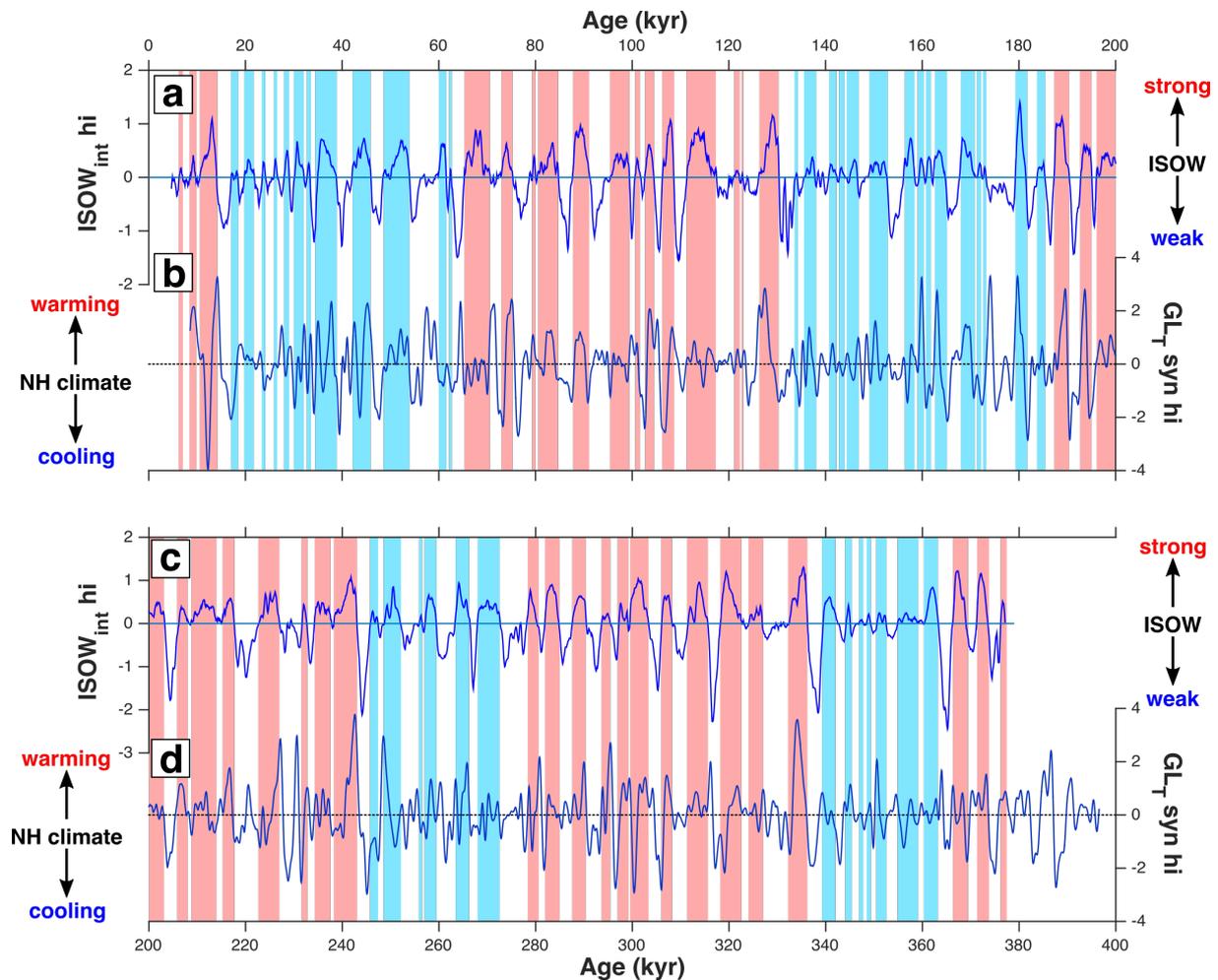


Figure VII-5 : Courbes des anomalies d'intensité de l'ISOW et des températures de l'air de surface au Groenland (Barker et al., 2011). Courbes d'anomalies de (a, c) l'intensité de l'ISOW à l'aide du stack ISOW_{int} et (b, d) des températures de surface de l'air au Groenland à l'aide de la courbe GL_T_syn (Barker et al., 2011) pour les périodes (a, b) 0-200 ka et (c, d) 200-400 ka. Les barres verticales rouges et bleue claires représentent les périodes où les valeurs deviennent positives, respectivement dans les régimes forts et faibles de l'ISOW.

Les variations de l'anomalie de l'intensité de l'ISOW_{int} hi sont, dans la majorité des cas, en accord avec celles observées sur la courbe GL_T_syn_hi (Barker et al., 2011), malgré la très haute résolution de cet enregistrement qui a tendance à créer de la très haute fréquence (**Figure VII-5b, d**). Cet accord entre les évènements millénaires de l'intensité de l'ISOW et des températures de l'air au Groenland montrent qu'au cours des derniers 380 ka, le couplage océan-atmosphère joue un rôle essentiel dans le système climatique de l'hémisphère Nord à l'échelle suborbitale. D'autres études ont comparés l'intensité de la circulation profonde aux

variations de températures dans l'hémisphère Nord, notamment sur la dernière période glaciaire (ex : Kissel et al., 1999, 2008; Henry et al., 2016). Ces études suggèrent que les variations d'intensité de l'ISOW sont plus ou moins synchrones à celles des températures de l'air du Groenland (Kissel et al., 1999, 2008). Ce même phasage est visible tout au long des 380 ka de l'anomalie d'intensité $ISOW_{int_hi}$ (**Figure VII-6**). Ce résultat suggère également que les chronologies entre les deux enregistrements, basées sur AICC2012 (Bazin et al., 2013; Veres et al., 2013), sont cohérentes entre elles. L'enregistrement GL_T_syn (Barker et al., 2011) peut donc être utilisé comme indicateur des variations de température de l'hémisphère Nord pour une analyse plus poussée, impliquant les détections d'évènements décrites ci-avant.

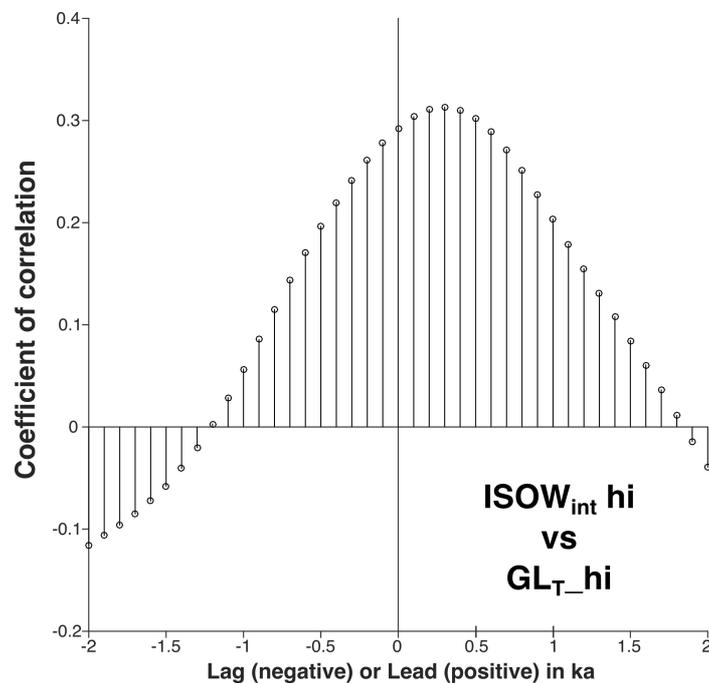


Figure VII-6 : Cross-correlation entre l'anomalie d'intensité de l'ISOW ($ISOW_{int_hi}$) et de température de l'air du Groenland ($GL_{T_syn_hi}$; Barker et al., 2011) au cours des derniers 380 ka. Des valeurs positives indiquent que les variations d'intensité de l'ISOW surviennent avant celles des températures de surface du Groenland, et inversement pour des valeurs négatives.

Certaines variations d'intensité ne semblent être associées à aucune variation de température au Groenland (**Figure VII-5**), laissant présager que d'autres forçages peuvent être en lien avec les variations d'intensité de l'ISOW.

VII.2.1.2. Points de bascule de l'intensité de l'ISOW

Cette section est consacrée à l'étude des phasages entre les variations millénaires de l'intensité de l'ISOW et celles 1) des températures de surface à l'est du gyre subpolaire (SPG)

indiquées par les variations de *N. Pachyderma* au site ODP-983 (Barker et al., 2015) ; 2) des flux d'eau douce en Atlantique Nord indiquées par les comptages d'IRD au site ODP-983 (Barker et al., 2015) ; 3) aux variations de températures aux hautes latitudes de l'hémisphère Nord, indiquée par la courbe GL_{T_syn} (Barker et al., 2011).

La détection automatique de la variabilité millénaire de l'intensité de l'ISOW grâce aux tests de KS améliorés a permis de mettre en évidence 91 évènements (85 couplés avec la méthode *dtJump*), dont 47 (41 avec *dtJump*) hausses et 44 (44 avec *dtJump*) baisses abruptes d'intensité (Figure VII-7). Les tests (KS) sur les enregistrements de NPS% et IRD (#/g) du site ODP-983 (Barker et al., 2015) et de la courbe synthétique de température de surface du Groenland GL_{T_syn} (Barker et al., 2011) ont quant à eux détecté respectivement 93, 97 et 144 évènements abrupts (Figure VII-7). Le grand nombre d'évènements détectés sur l'enregistrement GL_{T_syn} est probablement lié à sa très haute résolution temporelle. Il peut néanmoins être diminué pour ne garder que les points de bascule très significatifs, en augmentant les seuils optionnels de la méthode. Cependant, afin de pas exclure d'évènements rapides, j'ai fait le choix de garder cette configuration, qui se rapproche de celle utilisée par Bagniewski et al. (2023).

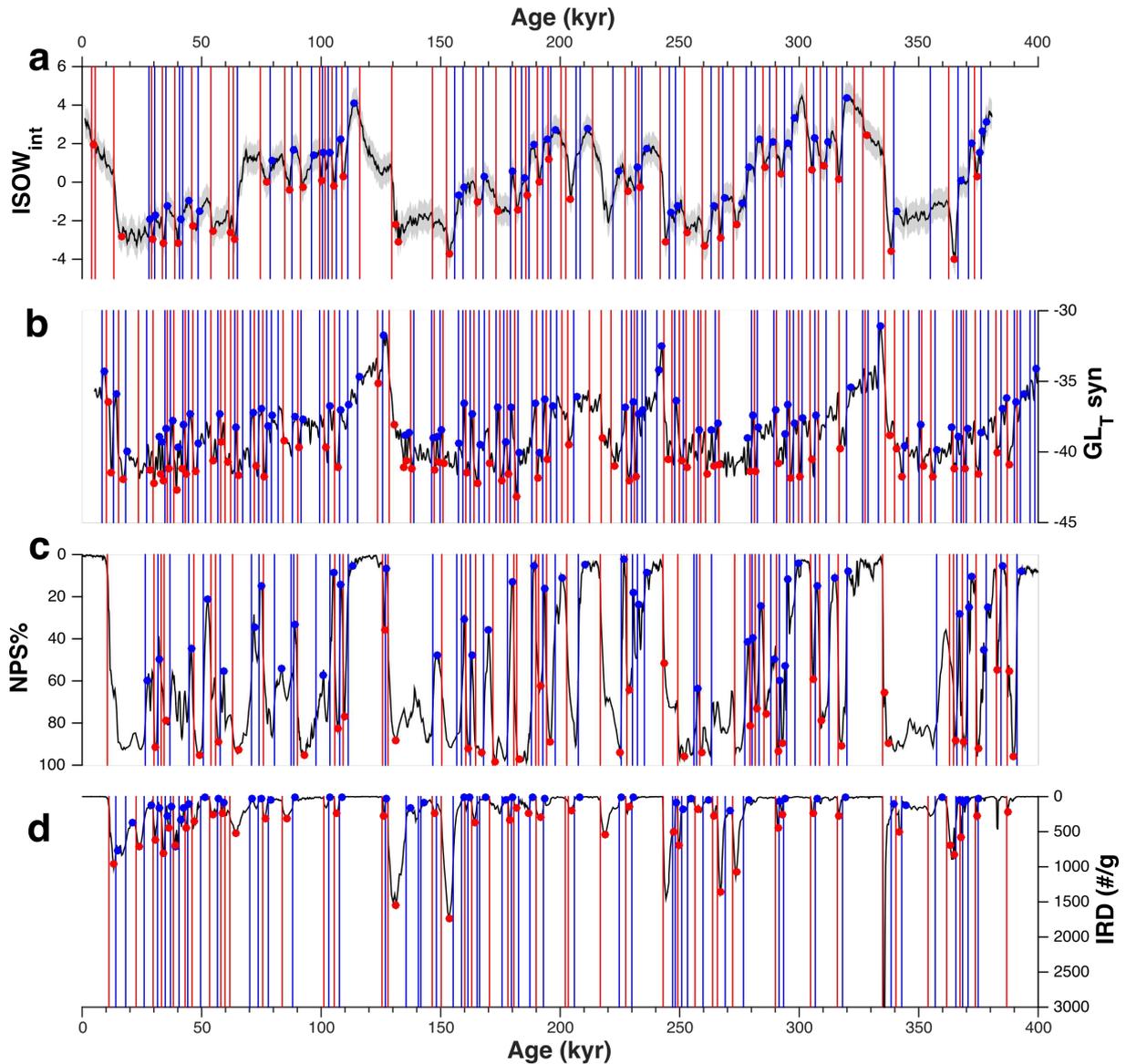


Figure VII-7 : Résultats des détections automatiques d'événements abrupts. Ces détections concernent les enregistrements (a) $ISOW_{int}$, (b) GL_{T_syn} (%), (c) NPS (%) et (d) IRD (#/g). Les barres et cercles rouges représentent les points de bascule « positifs » (réchauffement, renforcement d'intensité de l'ISOW ou diminution des IRD) détectés respectivement par les méthodes $KS_detection$ et $dtJump$. Les barres et cercles bleus représentent les points de bascule « négatifs » (refroidissement, diminution d'intensité de l'ISOW ou augmentation des IRD) détectés respectivement par les méthodes $KS_detection$ et $dtJump$.

Ainsi, lorsque l'on compare les dates des événements abrupts de l'intensité de l'ISOW aux dates des événements des trois autres variables à celles de l'intensité de l'ISOW, on peut définir quatre groupes d'événements. Le premier correspond à un « quadruple » événement, où un événement millénaire est détecté dans les quatre enregistrements. Le second correspond à un « triple » événement, où la variabilité millénaire de l'intensité de l'ISOW est en lien avec un événement millénaire détecté dans deux autres enregistrements (GL_{T_syn} , NPS% ou IRD). Le troisième correspond à un événement détecté par l'enregistrement $ISOW_{int}$ qui va de pair avec un événement de l'un des autres enregistrements. Enfin, le dernier est une variation d'intensité

de l'ISOW sans lien avec les autres traceurs. Le **Tableau VII-2** résume l'ensemble de ces résultats. Les pourcentages et nombres indiqués ne sont pas cumulables. Par exemple, 38 évènements de renforcement de l'ISOW sont associés aux variations de températures du Groenland (GL_T_syn), parmi lesquelles 24 sont en lien avec un évènement flux d'eau douce (IRD), donc 20 sont également associés aux variations de températures de surface à l'est du SPG (NPS).

Tableau VII-2 : Répartitions des différentes paires, triplés ou quadruplés d'évènements détectés par les méthodes *KS_detection* et *dtJump*.

	Record	KS_detection (tipping point)		dtJump (start of event)	
		Number	Percent	Number	Percent
Strengthening of ISOW	ISOW - NPS - GL_T - IRD	20	42.6%	15	36.6%
	ISOW - IRD - NPS	22	46.8%	15	36.6%
	ISOW - IRD - GL_T	24	51.1%	21	51.2%
	ISOW - GL_T - NPS	26	55.3%	22	53.7%
	ISOW - GL_T	38	80.9%	32	78.0%
	ISOW - IRD	29	61.7%	25	61.0%
	ISOW - NPS	30	63.8%	25	61.0%
	ISOW only	5	10.6%	2	4.9%
Slowdown of ISOW	ISOW - NPS - GL_T - IRD	18	40.91%	15	34.09%
	ISOW - IRD - NPS	20	45.45%	18	40.9%
	ISOW - IRD - GL_T	24	54.55%	21	47.7%
	ISOW - GL_T - NPS	27	61.36%	22	50.0%
	ISOW - GL_T	36	81.82%	29	65.9%
	ISOW - IRD	29	65.91%	27	61.4%
	ISOW - NPS	31	70.45%	27	61.4%
	ISOW only	1	2.27%	5	11.4%

Strengthening detected by *KS_detection* = 47; *dtJump* = 41.

Slowdown detected by *KS_detection* = 44; *dtJump* = 44.

Le pourcentage de paires d'évènements est relativement similaire entre les deux méthodes de détection pour les renforcements de l'ISOW (**Tableau VII-2**). Les triplés d'évènements, pour les renforcements de l'ISOW, sont également similaires entre les deux méthodes, à l'exception du triplé ISOW-IRD-NPS qui montre un pourcentage plus faible avec la méthode *dtJump*.

Les pourcentages entre les deux méthodes diffèrent concernant les ralentissements, qui ont systématiquement des pourcentages moindres avec la méthode *dtJump*. Cette diminution des pourcentages affecte surtout les traceurs de températures de surface à l'est du SPG et aux hautes latitudes (**Tableau VII-2**). Comme il y a moins de paires d'évènements avec cette méthode, le pourcentage de triple et de quadruple évènement est également plus faible.

Quoiqu'il en soit, plus d'un tiers (37 et 34 %) des évènements millénaires d'intensité de l'ISOW, peu importe la méthode, montrent qu'ils sont en lien avec des évènements millénaires dans les trois autres traceurs (**Tableau VII-2**).

Afin de définir quel facteur du climat pourrait influencer l'intensité de l'ISOW, ou à l'inverse, est influencé par un changement d'intensité, j'ai calculé le décalage temporel de ces paires d'évènements pour les deux méthodes de détection. Ces traceurs ($ISOW_{int}$, GL_T_{syn} , NPS et IRD) étant sur la même échelle d'âge mais provenant de différentes archives, il est possible qu'il y ait de légers décalages temporels (voir **Chapitre III**). Pour tenir compte de cela, j'ai décidé de ne pas me concentrer sur les décalages temporels de chaque évènement indépendamment, mais d'utiliser la médiane de l'ensemble des phasages par paires d'évènements (**Figure VII-8**).

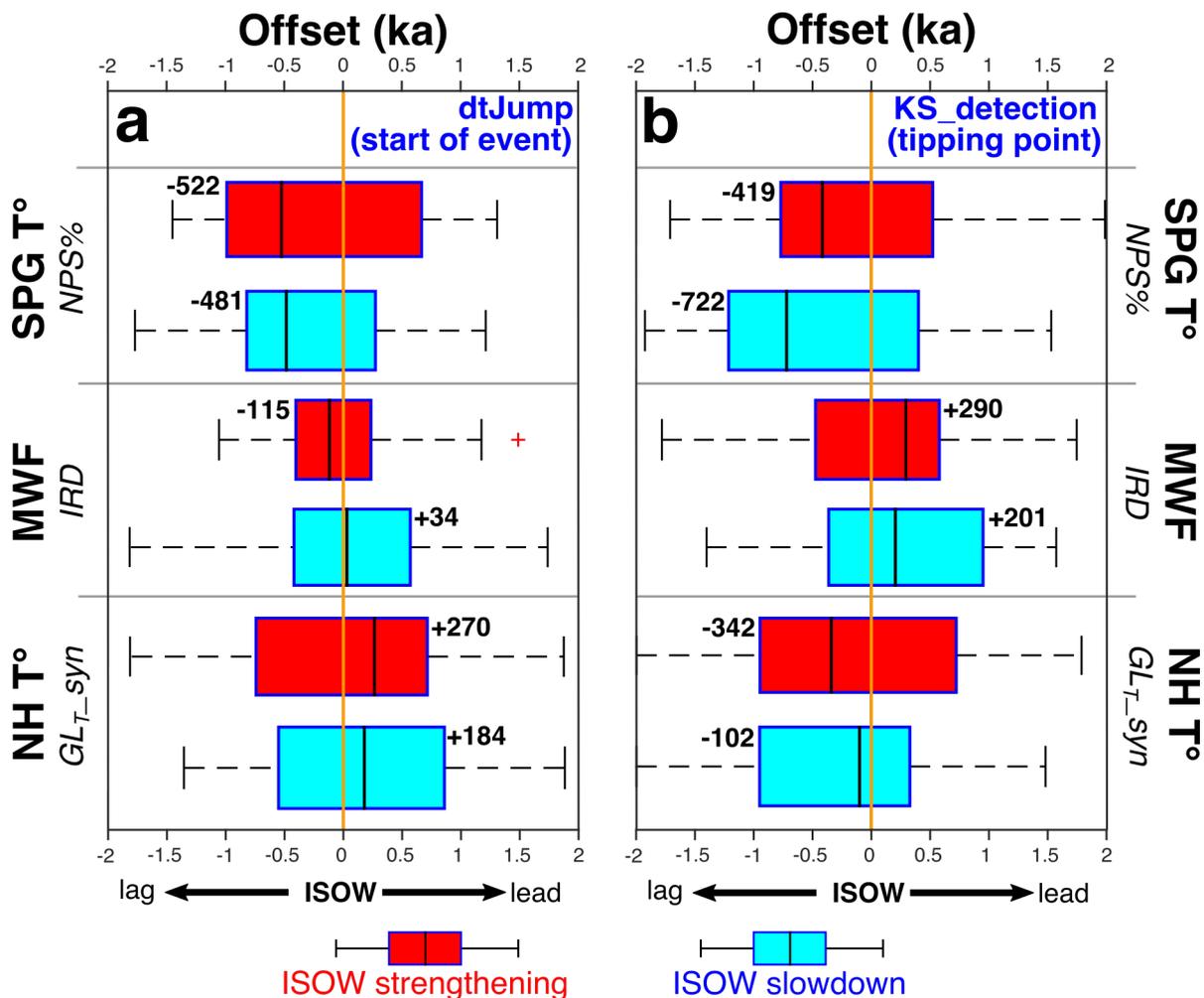


Figure VII-8 : Boîtes à moustaches des décalages temporels calculés à partir des paires d'évènements. Ils concernent les points de bascule détectés par les fonctions (a) *dtJump* et (b) *KS_detection*. Les « boîtes » représentent les premiers et troisièmes quartiles, appelées interquartile (IQR), séparés par un trait noir représentant la médiane. Les « moustaches » vont jusqu'à la dernière valeur représentant 1.5 fois l'IQR. Les valeurs supérieures aux « moustaches » sont indiquées par un « + » rouge et considérées comme valeur aberrante. Des valeurs positives (négatives) signifient une avance (un retard) du changement de l'intensité de l'ISOW sur l'autre traceur considéré.

Concernant les débuts d'évènements, indiqués par les résultats de la détection avec la méthode *dtJump*, les décalages temporels indiquent que les températures à l'est du SPG sont les premières à varier, pour un ralentissement ou une accélération de l'ISOW (Figure VII-8a). Ensuite, le début de l'évènement millénaire d'intensité de l'ISOW (ralentissement ou renforcement) semble être synchrone aux flux d'eau douce (*MeltWater Flux*, MWF ; Figure VII-8a). Enfin, lorsque l'évènement millénaire de l'ISOW débute, les températures de l'air aux hautes latitudes initient leur changements quelques centaines d'années après le début du ralentissement / renforcement de l'ISOW (Figure VII-8a).

Concernant les évènements détectés par la méthode *KS_detection*, qui indique les dates où les changements sont les plus forts durant l'évènement millénaire pour chaque

enregistrement, les résultats semblent différents. Les points de bascule des températures à l'est du SPG sont toujours détectés avant l'évènement millénaire de l'intensité de l'ISOW (**Figure VII-8b**). Contrairement à la méthode *dtJump*, les points de bascule des températures de l'air des hautes latitudes sont détectés avant les évènements d'accélération de l'ISOW, et semblent plus ou moins synchrones durant les ralentissements de l'ISOW (**Figure VII-8b**). Enfin, la détection des points de bascule des flux d'eau douce en Atlantique Nord montre une avance des évènements millénaire de l'ISOW par rapport au IRD (**Figure VII-8b**).

Ainsi, il arrive que le début de l'évènement millénaire d'un des trois enregistrements (NPS, IRD ou GL_T_{syn}) soit détecté avant celui de l'ISOW, mais que l'inverse se produise lorsque l'on regarde les points de bascule, ou inversement. Dans cette situation, l'ISOW serait affecté par (influencerait) ces changements, mais influencerait (serait affecté par) leur évolution dans le temps par rétroaction positive.

VII.2.2. Séquence et mécanismes de variabilité millénaire

Les résultats décrits précédemment indiquent un fort couplage entre l'océan de surface et profond, l'atmosphère et la cryosphère au cours des derniers 380 ka. Ce couplage est relativement bien défini lors de la dernière période glaciaire (ex : [Kissel et al., 1999, 2008](#); [Henry et al., 2016](#)) et les hypothèses de mécanismes qui en découlent sont nombreuses (ex : [Dokken et al., 2013](#); [Wary et al., 2017](#); [Klockmann et al., 2020](#); [Zhang et al., 2021](#)). Ces nouvelles données viennent contredire l'étude de [Zhang et al. \(2021\)](#), qui expliquent à l'aide d'un modèle du climat que les évènements abrupts de l'AMOC peuvent être déclenchés sous des conditions orbitales spécifiques. Or, nos résultats montrent une variabilité millénaire présente tout au long des derniers 380 ka, sans grand changement d'amplitude visible entre les deux régimes d'intensité de l'ISOW, à l'exception des déglaciations (**Figure VII-5**). Le lien entre la variabilité millénaire de l'intensité de ISOW et le contexte orbital n'est donc pas établi. D'autres mécanismes pouvant expliquer ces variations millénaires peuvent alors être proposés.

Le fait que le réchauffement ou le refroidissement (au début de l'évènement et au point de bascule) de surface à l'est du SPG (signal NPS%) ait lieu avant le renforcement ou ralentissement de l'ISOW, peut induire un lien de déclenchement de ces évènements par le SPG, comme suggéré par [Klockmann et al. \(2020\)](#). Le site ODP-983 est aujourd'hui en surface sous influence du courant d'Irminger (voir **Chapitre I.2**), l'une des branches Nord du NAC ([Daniault et al., 2016](#)). Une extension du gyre subpolaire vers l'Est avant un évènement de ralentissement de l'ISOW (phase de faible AMOC décrite par [Klockmann et al., 2020](#)) se traduit

alors par des SST plus froides à cette localisation, car moins influencées par les eaux chaudes du NAC. Cela conduit à un moindre transport de chaleur par les branches Nord du NAC en Atlantique Nord subpolaire et un refroidissement local de la zone Nord-Ouest du bassin, favorisant une avancée des glaciers des calottes Laurentide et groenlandaise. Il y aurait alors une débâcle d'icebergs associée à ce refroidissement initial, comme suggéré par [Barker et al. \(2015\)](#). Cette extension du SPG pourrait expliquer en partie pourquoi le refroidissement a lieu avant l'arrivée des IRD au site ODP-983, alors que les deux semblent synchrones au site ODP-980, qui est situé plus au Sud-Est sur le passage du NAC ([Barker et al., 2015](#)). Dans une telle situation, l'eau douce déversée en Atlantique Nord par la débâcle d'icebergs favorise la formation de glace de mer et limiterait la perte de chaleur avec l'atmosphère du NAC le long de son trajet vers les mers Nordiques. Ces eaux, toujours chaudes et salées, remonteraient ensuite en surface dans les zones de convection durant les stadias des D/O (le *seesaw* décrit par [Wary et al., 2017](#)). Ainsi, les eaux du NAC arrivant moins froides dans les zones de formation d'eaux profondes ([Wary et al., 2017](#)), conduisent à une différence de densité entre l'amont et l'aval du système hydrologique, pouvant changer la composante barocline de la pression du NAC, et ainsi réduire l'intensité de ce courant. Cela se traduirait alors par une diminution de l'intensité de l'ISOW. Un tel ralentissement de la circulation océanique induit une accumulation de chaleur dans les eaux intermédiaires au niveau du Gulf Stream et du NAC, proches des côtes de Terre-Neuve ([Zhang et al., 2021](#); [Max et al., 2022](#)), pouvant accentuer la débâcle d'icebergs associés à la calotte Laurentide ([Max et al., 2022](#)). Ces mécanismes peuvent expliquer le décalage temporel entre l'arrivée des IRD (avant le ralentissement de l'ISOW) et le point de bascule de l'évènement (après le ralentissement de l'ISOW), où la débâcle influencerait et serait influencé par un ralentissement de la circulation océanique (**Figure VII-8**). Enfin, les évènements millénaires des températures de surface aux hautes latitudes (GL_T_{syn}) montrent un début de refroidissement après le ralentissement de la circulation océanique. Ce résultat favorise l'hypothèse d'une diminution des échanges de chaleur du NAC vers l'atmosphère durant les ralentissements de l'ISOW à l'échelle millénaire. Cependant, les points de bascule semblent être détectés avant ceux de l'intensité de l'ISOW (**Figure VII-8**), signifiant un refroidissement plus rapide des hautes latitudes nord que le ralentissement effectif de l'ISOW.

Les mêmes mécanismes peuvent être proposés pour un renforcement de l'ISOW. Ces évènements de renforcement débutent toujours par une hausse des SST à l'est du SPG, pouvant se traduire par une rétraction de celui-ci (**Figure VII-8**). Cela signifie un retour des eaux chaudes du courant d'Irmingier au site ODP-983. Ce déclencheur conduit à un plus grand flux

des eaux chaudes et salées du NAC (Klockmann et al., 2020) en Atlantique Nord subpolaire et mers nordiques, limitant l'extension des glaciers à terminaisons marines des calottes et marquant la fin de la débâcle d'icebergs. Une plus grande influence des eaux du courant d'Irmingier dans le SPG peut également réduire la formation de couverture de glace de mer. Cette réduction, associée à une hausse du flux du NAC en Atlantique Nord, favorise une plus grande perte de chaleur de l'océan vers l'atmosphère lors de son trajet vers les mers nordiques. Ainsi, ces eaux arriveraient plus froides dans les zones de convection, expliquant un accroissement des taux de glace de mer dans les mers nordiques durant les interstades des D/O (Wary et al., 2017). Le gradient de densité des eaux intermédiaires du NAC (entre le Nord et le Sud du seuil Islando-Ecossais) augmente et la circulation océanique s'accélère peu de temps après. Cette intensification de la circulation de subsurface en Atlantique Nord conduit à un relargage de chaleur plus important, réchauffant les hautes latitudes. Ce réchauffement se fait de manière plus rapide que l'accélération de l'ISOW de la circulation (**Figure VII-8**).

Ainsi, la variabilité millénaire de l'intensité l'ISOW est initiée par une extension/rétraction du SPG (Klockmann et al., 2020), et est dominée par les changements de la composante barocline de la pression des courants de surface/subsurface, qui formeront plus tard les eaux profondes. Il reste cependant certaines zones d'ombre, notamment le déclencheur des variations du SPG, ou les événements de variabilité millénaire détectés en paires avec uniquement les températures de surface du SPG, du Groenland ou les flux d'eau douce. Il est également probable que l'enregistrement d'IRD choisi n'enregistre pas tous les événements de débâcle d'icebergs qui ont lieu en Atlantique Nord, pouvant alors fausser le nombre de triplés ou quadruplé d'événements détectés. C'est par exemple le cas au MIS 5e, où d'autres enregistrements montrent une débâcle à la fin de l'interglaciaire (Govin et al., 2012), ce qui n'est pas le cas ici (**Figure VII-7d**). Cependant, cet enregistrement est l'un des seuls disponibles à très haute résolution avec une chronologie cohérente pour des comparaisons temporelles fines. Enfin, les événements où seule l'intensité de l'ISOW varie indiquent que d'autres processus peuvent être en jeu, sans lien direct avec ces trois autres composantes. Ce type de variations est cependant peu fréquent (**Tableau VII-2**) et la majeure partie de la variabilité millénaire de l'ISOW des derniers 380 ka peut être expliquée par les mécanismes décrits ci-avant.

VII.3. Conclusion

La variabilité millénaire de l'intensité de l'ISOW concerne l'ensemble de l'enregistrement ISOW_{int} tout au long des 380 ka couverts par nos enregistrements, sans différences d'amplitude entre les deux régimes faibles et forts de l'intensité de l'ISOW décrits dans le **Chapitre V**. Cette variabilité montre un fort couplage avec celle observée sur les variations de températures de surface du Groenland. L'utilisation de deux méthodes complémentaires de détection d'évènements rapides a permis de construire un schéma hypothétique des mécanismes ayant lieu lors de ces variations millénaires. Cette séquence s'organise de la façon suivante :

- Une extension du gyre subpolaire a lieu, pour des raisons encore mal déterminées. Cet évènement semble être le déclencheur de la séquence de ralentissement de l'ISOW à l'échelle millénaire.
- Par rétroaction positive, un refroidissement local a lieu en Atlantique Nord-Ouest subpolaire, initiant un accroissement des calottes nord-américaines et groenlandaise, entraînant le début d'une débâcle d'icebergs.
- L'eau douce et la formation d'une couverture de glace de mer dans le bassin nord atlantique limite les flux de chaleur du NAC vers l'atmosphère, rendant ces eaux plus chaudes (moins denses) à leur arrivée dans les mers nordiques. Cette différence de densité entre le sud et le nord du seuil Islando-Ecossais modifie la composante barocline de la pression, ralentissant la circulation océanique profonde.
- Ce ralentissement permet une accumulation de chaleur dans les eaux intermédiaires et de surface du NAC et du Gulf Stream, créant un réchauffement local accentuant la débâcle d'icebergs de la calotte Laurentide. La diminution de perte de chaleur de l'océan vers l'atmosphère entraîne une baisse des températures aux hautes latitudes.
- Le schéma inverse est observé pour les renforcements de l'ISOW, initiés par une rétraction du SPG suivit d'un arrêt du flux d'eau douce.

L'intensité de l'ISOW est alors expliquée par des changements de la composante barocline du système hydrologique de surface/subsurface en Atlantique Nord subpolaire. Par effet de « tapis roulant » (en référence au *Global Conveyor Belt* de W.S. Broecker), lorsque les eaux en surface accélèrent, les eaux profondes accélèrent également et inversement. D'autres processus, comme l'extension de la couverture de glace de mer en mers nordiques ou les précipitations en Atlantique Nord subtropical, peuvent également jouer un rôle important dans

les variations d'intensité de l'ISOW. Afin de mieux comprendre ces processus, l'étude des variations de l'intensité de l'océan profond sur des périodes interglaciaires strictes, où une variabilité centennale a été observée ([Galaasen et al., 2020](#)) sans ou avec très peu de flux d'eau douce, pourrait permettre de mieux comprendre les interactions avec les autres composantes du climat (ex : précipitations, changements dans le régime des vents, extension/rétraction de l'étendue de glace de mer).



Chapitre VIII

**Intensité de l'ISOW durant
les périodes interglaciaires
des derniers 400 ka**



Nous avons montré dans les chapitres précédents que l'intensité de l'ISOW était divisée en deux régimes : un fort en périodes interglaciaires (*s.l.*) et un faible en périodes glaciaires (**Chapitre V**). Nous avons également montré l'influence de l'extension/rétraction du gyre subpolaire et des flux d'eau douce en Atlantique Nord sur l'intensité de l'ISOW à l'échelle millénaire (**Chapitre VII**). L'ensemble des données et l'enregistrement ISOW_{int} indiquent que durant les périodes de régime d'intensité forte, les interglaciaires *stricto sensu* (ou optima climatiques) montrent les valeurs les plus élevées, avant de chuter rapidement à un niveau plus faible d'intensité (tout en restant au sein d'un régime fort).

Ce **chapitre exploratoire** fait état des différences et similitudes des variations d'intensité de l'ISOW durant les différentes périodes interglaciaires strictes étudiées. En comparant les données du *stack* ISOW_{int} à celles d'autres composantes du climat, nous suggérons des mécanismes pouvant être à l'origine des variations observées d'intensité de l'ISOW. Cependant, de grandes incertitudes demeurent quant à ces mécanismes, dues notamment au manque de données ou de test à l'aide de simulations du climat.

VIII.1. Comparaisons des intensités de l'ISOW durant les optima climatiques des derniers 400 ka

Ces comparaisons sont faites en prenant en compte les événements post- et pré-optimum, à savoir un « début » caractérisé par les événements de Heinrich des terminaisons ([Cheng et al., 2009, 2016](#); [Denton et al., 2010](#)), et une « fin » correspondant au premier événement millénaire de ralentissement de l'ISOW qui suit l'optimum climatique. J'ai fait le choix de ne pas inclure la période Holocène dans ce chapitre, n'étant pas une période interglaciaire complète (car l'optimum est encore en cours). Ainsi, je me suis basé sur les interglaciaires stricts des derniers 400 ka comme définis par [Tzedakis et al. \(2017\)](#), à savoir les MIS 5e, 7c, 7e et 9e.

VIII.1.1. Description des variations d'intensité de l'ISOW durant les optima

La **Figure VIII-1** compare l'intensité de l'ISOW de ces quatre optima, représentée par le *stack* ISOW_{int}, centrée sur la transition entre les deux régimes d'intensité de l'ISOW. L'état pré-interglaciaire correspond à un ralentissement de l'ISOW pour chaque période étudiée, pouvant être associé aux événements d'Heinrich des déglaciations ([Cheng et al., 2009, 2016](#);

Denton et al., 2010). Les valeurs du *stack* ISOW_{int} durant ces périodes oscillent entre -2.1 et -3.6 (**Figure VIII-1**). Les transitions d'un régime faible à un régime fort, pour lesquelles le changement d'intensité est le plus élevé des derniers 380 ka (voir **Chapitre VII**), se font sur une durée très courte allant de 2 à 3 ka (**Figure VIII-1**). Les valeurs interglaciaires du *stack* ISOW_{int} suite à cette hausse abrupte sont comprises entre 0.9 (MIS 5e vers 129 ka) et 1.7 (MIS 9e vers 335 ka). A partir de ces dates, les schémas de variations d'intensité de l'ISOW divergent entre les optima.

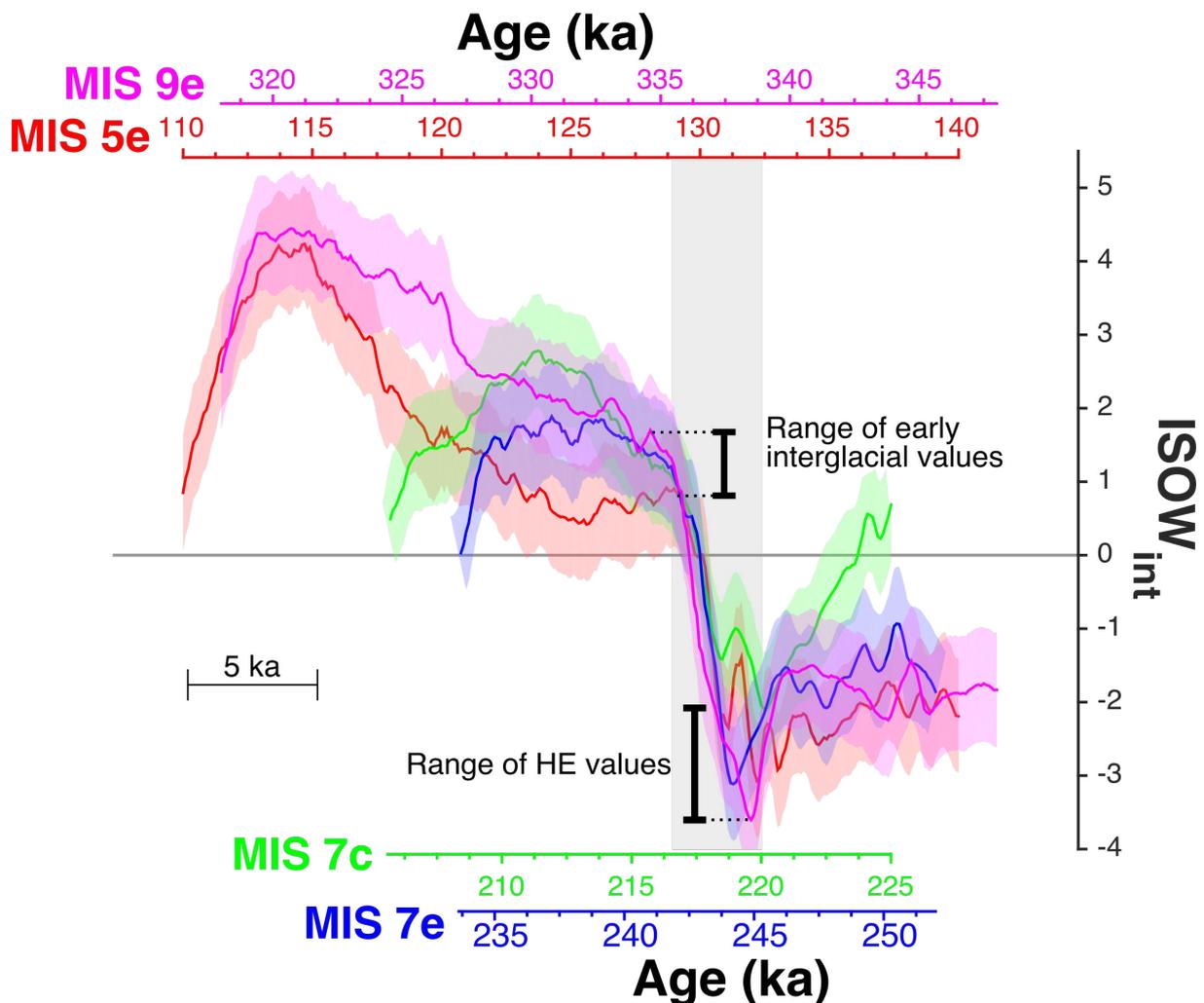


Figure VIII-1 : Variations d'intensité de l'ISOW illustrées par le *stack* ISOW_{int} au cours des interglaciaires stricts (complets) des derniers 400 ka. Ces interglaciaires ont été alignés sur le changement rapide pendant les terminaisons, comme enregistré par le *stack* ISOW_{int}. A noter que 5 ka couvrent le même intervalle de temps pour chaque fenêtre d'interglaciaire.

Les MIS 5e et 9e montrent un schéma d'évolution assez similaire, avec une hausse continue des intensités de l'ISOW, durant respectivement 9 et 8 ka, même si lors du MIS 5e, cette hausse débute plus tardivement (**Figure VIII-1**). Il y a ensuite une plus forte hausse d'intensité, d'une durée de 6 et 8 ka respectivement pour les MIS 5e et 9e. Ces périodes

CHAPITRE VIII : Intensité de l'ISOW durant les périodes interglaciaires des derniers 400 ka

montrent des valeurs du *stack* ISOW_{int} culminant aux alentours de 4.2 à la fin de ces deux interglaciaires (**Figure VIII-1**). Après ces courtes périodes d'intensité maximum de l'ISOW (durant 2 à 3 ka), le premier évènement millénaire post-optimum a lieu, avec un très fort ralentissement de l'ISOW. Ces évènements marquent la fin des optima à environ 114 et 319.5 ka, respectivement pour les MIS 5e et 9e (**Figure VIII-1**). Ainsi, ces deux optima dureraient, de la fin de la transition jusqu'aux valeurs maximales d'intensité, environ 15 et 16 ka respectivement pour les MIS 5e et 9e.

Les MIS 7c et 7e sont nettement plus courts que ceux décrits précédemment, avec respectivement une durée totale de 10 et 7 ka. Après la terminaison T-IIIa, le MIS 7c montre une hausse continue de l'intensité de l'ISOW pendant environ 5 ka (**Figure VIII-1**). S'ensuit une diminution d'intensité de l'ISOW de même amplitude et durée jusqu'à des valeurs du *stack* ISOW_{int} similaires à celles de début d'optimum (**Figure VIII-1**). La fin de cet optimum est marquée par un ralentissement abrupt de l'ISOW vers 206 ka. L'optimum MIS 7e montre une très légère hausse de l'intensité de l'ISOW durant les 3 premiers ka (**Figure VIII-1**). S'ensuit alors une période relativement stable durant environ 4 ka, oscillant entre des valeurs du *stack* ISOW_{int} de 1.5 à 1.8. La fin de cet interglaciaire est elle aussi marquée par un ralentissement rapide de l'ISOW vers 235 ka, similaire à ceux observés à la fin des autres optima (**Figure VIII-1**).

Estimées sur la base des variations d'intensité de l'ISOW, les durées des optima étudiés de 15, 7 et 16 ka, respectivement pour les MIS 5e, 7e et 9e, sont cohérentes avec celles estimées à partir de divers traceurs paléoclimatiques (ex : [Past Interglacials Working Group of PAGES, 2016](#)).

VIII.1.2. Variations d'intensité de l'ISOW durant les optima comparées aux forçages externes

Sur la base de simulations transitoires des optima des derniers 800 ka, [Yin et al. \(2021\)](#) ont fait l'hypothèse d'un seuil d'insolation déclenchant des ralentissements abrupts de l'AMOC à la fin des interglaciaires. Il existerait alors un lien entre forçages externes et intensité de la circulation profonde. La **Figure VIII-2** montre une comparaison entre les variations d'intensité de l'ISOW et l'obliquité ([Berger and Loutre, 1991](#)), la précession des équinoxes ([Berger and Loutre, 1991](#)) et l'insolation au semestre d'été moyennée sur les latitudes 65, 75 et 85°N ([Berger and Yin, 2012](#); [Yin et al., 2021](#)).

La première observation est que ces optima d'intensité de l'ISOW débutent tous dans un contexte de forte insolation (ou faible précession) sans lien direct avec l'obliquité (**Figure VIII-2**). Les secondes phases de hausse d'intensité de l'ISOW des MIS 5e et 9e surviennent en contexte de faible insolation (ou forte précession). Ces périodes, d'intensité maximale de l'ISOW, sont marquées par une insolation au semestre d'été ayant des valeurs similaires ou inférieures au seuil suggéré par Yin et al. (2021) (**Figure VIII-2**). Ce n'est que quelques milliers d'années après avoir franchi ces valeurs d'insolation qu'un ralentissement abrupt survient. Ces chutes abruptes, marquant la fin des optima, surviennent en contexte de faible obliquité pour les MIS 5e, 7e et 9e (**Figure VIII-2**). A la fin du MIS 7c, ce ralentissement survient lorsque l'obliquité (forte) et la précession (forte) sont en phase (**Figure VIII-2**).

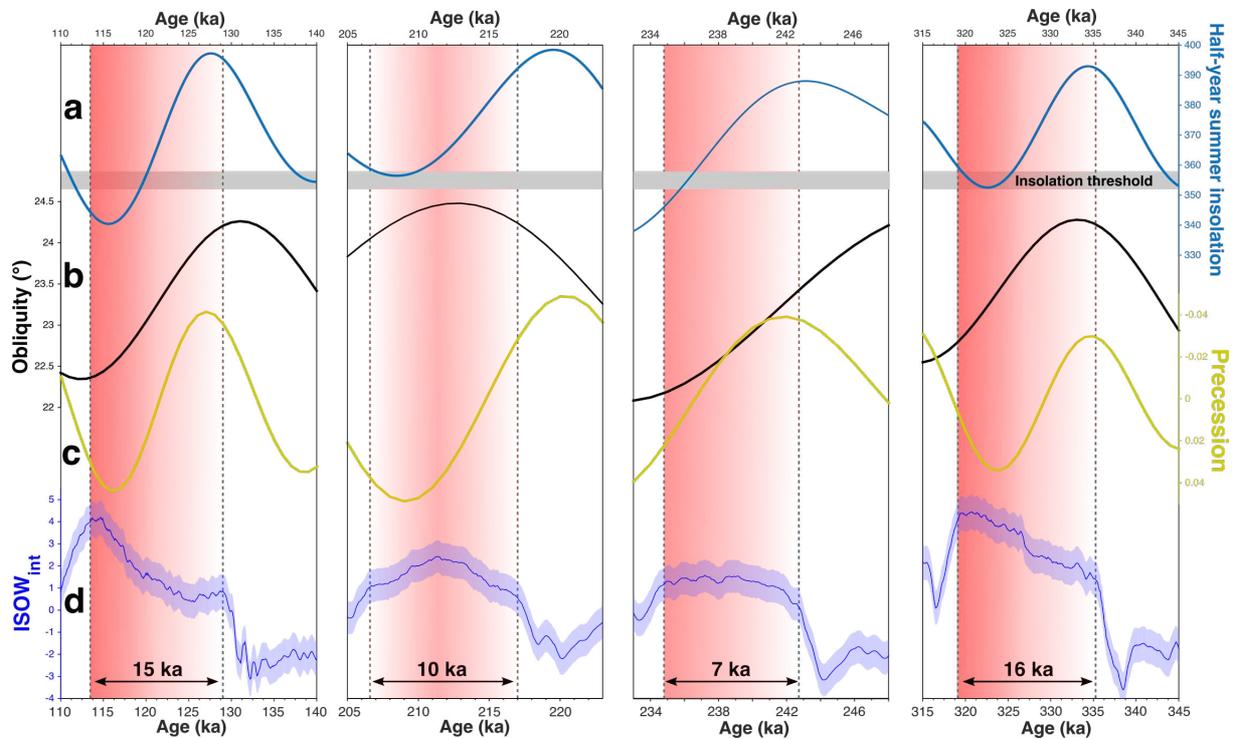


Figure VIII-2 : Comparaison des intensités de l'ISOW avec les paramètres orbitaux durant les quatre derniers interglaciaires (complets) des derniers 400 ka. (a) Insolation moyenne du semestre d'été aux latitudes 65-75-85°N d'après Yin et al. (2021), paramètres de (b) obliquité et (c) précession des équinoxes (Berger and Loutre, 1991), et (d) stack $ISOW_{int}$. La bande grise horizontale représente la valeur du seuil d'insolation déclenchant une chute de l'AMOC, d'après Yin et al. (2021). Les intervalles rouges représentent les interglaciaires stricts. De gauche à droite : MIS 5e, 7c, 7e et 9e.

VII.1.3. Discussion

Lorsque l'on parle d'interglaciaires, le MIS 7c est souvent mis de côté, ou n'est simplement pas étudié (ex : Tzedakis et al., 2009, 2012). Cependant, nos reconstitutions

montrent un schéma de variation d'intensité de l'ISOW similaire aux autres interglaciaires durant cette période. Le MIS 7c possède donc les caractéristiques pour être considérée comme un interglaciaire strict, comme de plus en plus d'études le suggèrent (ex : [Past Interglacials Working Group of PAGES, 2016](#); [Tzedakis et al., 2017](#); [Yin et al., 2021](#)).

Dans le **Chapitre I**, nous évoquons les similitudes entre les interglaciaires MIS 5e et 9e, avec un contexte orbital ([Berger and Loutre, 1991](#); [Laskar et al., 2004](#)), des concentrations de gaz à effet de serre ([Louergue et al., 2008](#); [Bereiter et al., 2015](#)) et un volume des glaces ([Lisiecki and Raymo, 2005](#)) similaires. Ces similarités se retrouvent ici en termes de durées d'optimum et d'amplitudes des variations d'intensité de l'ISOW (**Figure VIII-1**). Les mécanismes contrôlant la force de l'ISOW, durant ces deux interglaciaires « longs », semblent alors être similaires. A l'inverse, la variabilité de l'ISOW durant les interglaciaires « courts » MIS 7c et 7e diffère entre eux, mais aussi par rapport aux deux autres.

Le lien entre le seuil d'insolation au semestre d'été aux hautes latitudes de l'hémisphère Nord ([Yin et al., 2021](#)) et l'intensité de la circulation profonde n'est pas confirmé par nos données (**Figure VIII-2**). Cependant, le contexte orbital semble être un forçage important durant ces optima. En effet, ces interglaciaires débutent tous en contexte de forte insolation, qui semble être à l'origine de la série de rétroactions durant ces transitions ([Cheng et al., 2009, 2016](#); [Denton et al., 2010](#); [Tzedakis et al., 2017](#)). Les MIS 5e, 7e et 9e se terminent par un ralentissement abrupt de l'ISOW dans un contexte orbital similaire avec une précession relativement forte et une faible obliquité. Un tel contexte orbital induirait des étés et hivers longs liés à la précession des équinoxes ([Yin et al., 2021](#)), ainsi qu'un faible taux de radiation reçue dû à l'obliquité décroissante. Ces changements, notamment dus à la faible obliquité, affecteraient surtout les hautes latitudes. Il y aurait alors une expansion vers le sud de glace de mer dans les mers nordiques ([Yin et al., 2021](#); [Zhang et al., 2021](#)). Un tel scénario aurait tendance à augmenter les températures des eaux de subsurface dans les zones de convection ([Zhang et al., 2021](#)) et diminuer le gradient de densité l'amont et l'aval du NAC. Ce gradient moins élevé conduirait à une diminution de l'intensité de l'AMOC ([Zhang et al., 2021](#)). Ce mécanisme n'est cependant pas viable pour le ralentissement de l'ISOW observé à la fin du MIS 7c, où l'obliquité est proche de son maximum. Il aurait donc d'autres forçages qui pourraient contrôler l'intensité de l'ISOW durant cet optimum MIS 7c. Durant les secondes phases de hausse d'intensité de l'ISOW au cours des MIS 5e et 9e, les conditions orbitales sont proches de celles observées durant ces ralentissements de fin d'interglaciaire. Il serait donc difficile d'expliquer, uniquement par le forçage orbital, ces deux périodes de renforcement de l'ISOW.

VIII.2. Les forçages de l'intensité de l'ISOW durant les optima

Nous avons montré, dans les chapitres précédents, que les forçages internes au système climatique pouvaient influencer fortement l'intensité de l'ISOW, notamment à l'échelle millénaire (voir **Chapitre VII**). Les contextes orbitaux semblent quant à eux jouer un rôle important durant les optima climatiques. Cependant, ils ne peuvent à eux seuls expliquer les variations d'intensité de l'ISOW durant ces périodes. Ainsi, nous avons défini un schéma de variabilité en quatre étapes, allant des Heinrich de déglaciations jusqu'à la fin des optima marqués par un ralentissement rapide de l'ISOW.

VIII.2.1. Étape 1 : ralentissements de l'ISOW durant les évènements d'Heinrich des déglaciations

Ces périodes montrent les valeurs intensité de l'ISOW les plus faibles des derniers 400 ka (voir **Chapitres V et VII**). Elles correspondent à une chute de l'intensité de l'ISOW, dans un contexte d'insolation croissante (**Figure VIII-3**). Cette forte insolation, qui « initie » la déstabilisation des grandes calottes de l'hémisphère Nord ([Denton et al., 2010](#); [Cheng et al., 2016](#); [Tzedakis et al., 2017](#)), est à l'origine des évènements d'Heinrich marqués par l'arrivée des IRD en Atlantique Nord. Ces évènements d'Heinrich sont caractérisés par des débâcles d'icebergs particulièrement importantes, révélées par un nombre très important d'IRD au site ODP-983 (**Figure VIII-3b** ; [Barker et al., 2015](#)). Par les mécanismes décrits dans le **Chapitre VII**, un ralentissement de l'ISOW est directement en lien avec ces flux d'eau douce en Atlantique Nord. Cette réduction d'intensité de la circulation océanique, et notamment des eaux de subsurface, limite le relargage de chaleur de l'océan vers l'atmosphère, conduisant à un refroidissement de l'hémisphère Nord. Ce refroidissement se traduit par une hausse du gradient de températures atmosphériques entre l'équateur et le pôle, qui conduit à un déplacement vers le sud de la zone de convergence intertropicale (*InterTropical Convergence Zone*, ITCZ) et plus globalement, des cellules atmosphériques ([Denton et al., 2010](#); [Cheng et al., 2016](#); [Wassenburg et al., 2021](#)). Dans l'hémisphère sud, ce déplacement vers le pôle des *westerlies* semble être en phase avec les hausses de concentration en CO₂, ([Gray et al., 2023](#)) favorisées par des *upwellings* (remontées d'eaux profondes) plus intenses dans l'océan Austral. La terminaison T-III est marquée par deux évènements de débâcles d'icebergs en Atlantique Nord (**Figure VIII-3b**). Cela se traduit par un double évènement de ralentissement de l'ISOW, autour de 249

et 245 ka (**Figure VIII-3e**). [Duan et al. \(2022\)](#) ont également mis en évidence un double évènement millénaire de la mousson Asiatique durant cette déglaciation, visible dans plusieurs enregistrements isotopiques de la calcite de spéléothèmes chinois. Ces évènements surviennent aux mêmes dates que les réductions observées d'intensité de l'ISOW, notamment avec la chronologies de $\delta^{18}\text{O}$ de la calcite de la grotte Sanbao ([Cheng et al., 2016](#); [Duan et al., 2022](#)). Ces ralentissements de la circulation océanique auraient donc un lien avec les déplacements des cellules atmosphériques observés durant les évènements d'Heinrich des déglaciations.

VIII.2.2. Étape 2 : les transitions entre les régimes faible et fort de l'ISOW

La seconde phase, commune à tous les interglaciaires étudiés, marque la transition entre les régimes de faible à forte intensité de l'ISOW (voir **Chapitre V**). Contrairement aux observations faites concernant la variabilité millénaire (**Chapitre VII**), ces hausses très fortes et rapides d'intensité de l'ISOW se déroulent en phase avec les évènements d'Heinrich détectés par les comptages d'IRD au site ODP-983 ([Barker et al., 2015](#)). Dans le **Chapitre VII**, l'influence de l'eau douce déversée en Atlantique Nord sur l'intensité de l'ISOW a été expliquée par une série de rétroactions, diminuant le gradient de densité entre le NAC et les zones de convection. Durant ces déglaciations, il y aurait alors un autre forçage pouvant augmenter la densité des eaux dans les zones de convection et/ou diminuer celle-ci aux moyennes latitudes. Seul un tel forçage pourrait expliquer une intensification de la circulation océanique profonde en période d'Heinrich.

Durant les périodes glaciaires, le bas niveau marin et la position latitudinale des *westerlies* de l'océan Austral se trouvant plus au Nord, font que l'océan Indien est isolé des océans Pacifique et Atlantique ([Bard and Rickaby, 2009](#); [Beal et al., 2011](#); [Nuber et al., 2023](#)). De nombreuses études révèlent une « fuite » de ces eaux par le courant des aiguilles (appelé « *Agulhas leakage* ») dans l'océan Atlantique à la fin de ces déglaciations ([Bard and Rickaby, 2009](#); [Biastoch et al., 2009](#); [Beal et al., 2011](#); [Caley et al., 2011, 2012](#); [Denton et al., 2021](#); [Nuber et al., 2023](#)).

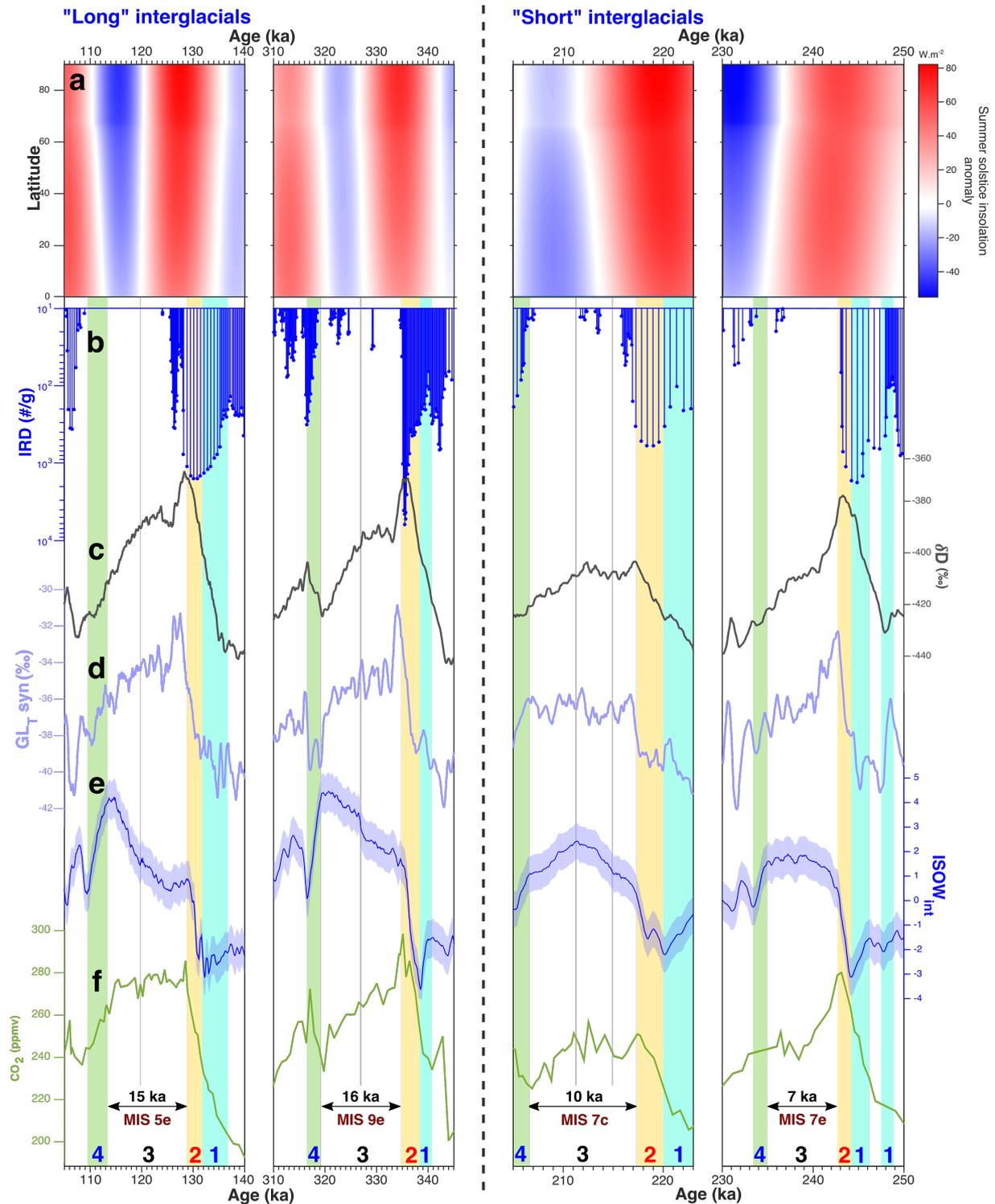


Figure VIII-3 : Traceurs paléoclimatiques comparés aux variations d'intensité de l'ISOW. (a) anomalie d'insolation au solstice d'été par rapport à l'actuel, (b) comptage d'IRD (#/g) au site ODP-983 (Barker et al., 2015), (c) variations du δD au forage EDC (Jouzel et al., 2007; Landais et al., 2021) indicateur des variations de température de surface antarctiques, (d) courbe synthétique des températures de surface au Groenland (Barker et al., 2011), (e) stack de l'intensité de l'ISOW, (f) concentration en CO₂ atmosphérique (Bereiter et al., 2015). Tous les traceurs (b-g) sont reportés avec la chronologie AICC2012 (Bazin et al., 2013; Veres et al., 2013). Les bandes verticales représentent les quatre étapes temporelles décrites dans le texte.

Cette fuite d'eaux chaudes et salées serait due au déplacement vers le sud des *westerlies* de l'océan Austral, lui-même initié par l'évènement d'Heinrich des terminaisons. Récemment, [Nuber et al. \(2023\)](#) ont démontré, à l'aide de simulations du climat, que l'AMOC pouvait se renforcer par le simple ajout de sel *via* le courant des aiguilles, alors même que des conditions d'Heinrich sont maintenues. Ainsi, ces eaux chaudes et salées, se déverseraient dans le bassin Atlantique Sud, transiteraient à l'ouest *via* le gyre subtropical, seraient ensuite transportées par le courant nord-brésilien et arriveraient enfin en Atlantique Nord ([Denton et al., 2021](#)) à la fin des terminaisons (avant le pic de $\delta^{18}\text{O}$ des foraminifères benthiques ; [Nuber et al., 2023](#)). Ces eaux chaudes diminueraient la densité du NAC aux moyennes latitudes, et l'excès de sel augmenterait fortement la densité des masses d'eau dans les zones de convection¹. Ainsi, le gradient de densité entre l'amont et l'aval du NAC augmenterait fortement, dominant l'effet de réduction du gradient lié à la débâcle d'icebergs en Atlantique Nord. Cette hypothèse reste cependant à confirmer, notamment à l'aide d'enregistrements qui permettent de suivre cette « fuite » du courant des aiguilles (voir **Perspectives**). Quoiqu'il en soit, la hausse de l'intensité de l'ISOW jusqu'à des « valeurs interglaciaires » se termine de façon soudaine pour chaque interglaciaire. Le régime fort de l'ISOW est alors atteint. Dans le **Chapitre V**, nous avons expliqué que le régime faible de l'ISOW était mis en place à l'aide d'un ou plusieurs évènements d'Heinrich, lorsque les conditions climatiques en mers nordiques étaient suffisantes pour faire basculer le régime d'intensité de l'ISOW. Pour les transitions entre les régimes faible à fort, il paraît difficile d'expliquer le lien entre le CO_2 et l'état fort de l'ISOW, comme suggéré par [Zhang et al. \(2014\)](#) et [Barker and Knorr \(2021\)](#). Cette stabilité en régime fort est probablement dû aux conditions « chaudes » dans les mers nordiques, atteintes durant ces transitions. Le régime d'intensité fort perdurera jusqu'au prochain passage en régime faible où l'ISOW sera proche de son point de bascule (voir **Chapitre V**).

La fin de cette transition est conjointe aux pics de températures antarctiques ([Jouzel et al., 2007](#); [Landais et al., 2021](#)), ainsi qu'aux *overshoots* des concentrations en CO_2 ([Bereiter et al., 2015](#)). L'évolution de l'intensité de l'ISOW étant synchrone avec l'expansion vers le sud des eaux de la NADW (voir **Chapitre V**), ces dernières pourraient faire remonter la chaleur et le carbone dissout depuis les profondeurs de l'océan Austral via les *upwellings* (eux-mêmes plus intenses dû au déplacement des *westerlies* ; [Beal et al., 2011](#); [Gray et al., 2023](#)). Dû au mode de construction de la courbe $\text{GL}_T\text{-syn}$ (voir **Chapitre III**), un pic de température de

¹ Les teneurs en sel influencent surtout la densité des eaux froides, alors que les changements de températures agissent surtout sur la densité des eaux relativement chaudes. Cette spécificité est facilement déduite des diagrammes des relations entre température, salinité et densité.

surface au Groenland est également marqué à la fin de la transition entre les deux régimes d'ISOW. Cependant, les reconstructions de SST en Atlantique Nord (ex : [Martrat et al., 2007](#); [Govin et al., 2015](#); [Davtian and Bard, 2023](#)) ainsi que les données de $\delta^{18}\text{O}$ du forage groenlandais NEEM ([NEEM community members, 2013](#)) au MIS 5e ne montrent pas cette hausse abrupte de température aux optima. Le transfert de chaleur des eaux du NAC vers l'atmosphère étant limité en surface par les flux d'eau douce liés à la fonte des calottes, la part de l'influence de l'intensification de la circulation océanique sur la hausse des températures de l'hémisphère Nord est encore incertaine.

Ainsi, ces transitions abruptes entre les régimes faibles et forts de l'intensité de l'ISOW joueraient un rôle majeur sur le climat global au début d'interglaciaire. L'intensification de la circulation profonde favoriserait un plus fort export vers le sud des eaux de la NADW, faisant remonter à la surface le carbone dissout et la chaleur accumulés dans les profondeurs du bassin Atlantique. Ce scénario pourrait expliquer la présence d'*overshoot* de gaz à effet de serre et les pics de températures antarctiques observés au MIS 5e, 7e et 9e. Le cas spécifique du MIS 7c, qui survient peu de temps après l'optimum 7e, indique que le carbone et la chaleur ne se sont pas autant accumulés dans les profondeurs du bassin Atlantique que durant les autres transitions. Le renforcement de l'ISOW ne se traduit alors que par un léger pic de températures antarctiques au début de l'optimum.

VIII.2.3. Étape 3 : les optima climatiques

VIII.2.3.1. Résultats

Un fort couplage entre les variations d'intensité de l'ISOW et celles des températures de surface au Groenland a été mis en évidence dans le **Chapitre VII**. Durant les optima étudiés, ce couplage ne semble pas être observé. Les MIS 5e, 7e et 9e montrent une diminution continue des températures de surface au Groenland (**Figure VIII-3d**), alors que l'intensité de l'ISOW augmente (ou reste stable pour le MIS 7e ; **Figure VIII-3e**). Le MIS 7c montre quant à lui une intensité maximale de l'ISOW vers 212 ka, concomitante avec le pic de températures de surface du Groenland, de l'Antarctique et des teneurs en CO_2 atmosphériques (**Figure VIII-3c-f**).

La deuxième phase d'augmentation d'intensité de l'ISOW des deux interglaciaires « longs » MIS 5e et 9e, débutent respectivement à 120 et 327 ka, quand l'insolation au solstice d'été atteint des valeurs similaires à l'actuel dans l'hémisphère Nord (**Figure VIII-3a, e**). Au

MIS 7c, il y a une plus forte hausse de l'intensité de l'ISOW vers 215 ka et jusque 211 ka, débutant également lorsque l'insolation au solstice d'été atteint des valeurs similaires à l'actuel (**Figure VIII-3a, e**). Ainsi, les phases les plus intenses de ces interglaciaires correspondraient à une période d'anomalie d'insolation négative (par rapport à l'actuel). Ces périodes d'intensification de l'ISOW prennent fin lorsque l'anomalie d'insolation augmente jusqu'à atteindre des valeurs similaires à l'actuel (**Figure VIII-3a, e**) pour les MIS 5e et 9e. Il y a donc une grande influence des forçages externes durant les MIS 5e et 9e, notamment durant la deuxième phase d'augmentation d'intensité.

Les deux interglaciaires « courts » MIS 7c et 7e ne semblent pas montrer la même relation avec l'insolation au solstice d'été. Lorsque l'anomalie est totalement négative au MIS 7c, notamment aux hautes latitudes, l'intensité de l'ISOW décroît progressivement (**Figure VIII-3a, e**). Ces valeurs d'insolation égales à l'actuel ne sont atteintes qu'à la fin de l'optimum MIS 7e. Il n'y a donc pas de lien évident entre la quantité de radiation reçue et les variations d'intensité durant ces optima.

VIII.2.3.2. Discussion sur les mécanismes de variabilité de l'ISOW durant les optima

Les forçages internes, et notamment les flux d'eau douce, ne semblent pas être suffisamment importants pour expliquer la variabilité de l'ISOW observée durant ces périodes. Par exemple, vers 125 ka, une débâcle d'icebergs est enregistrée au site ODP-983 (**Figure VIII-3b** ; [Barker et al., 2015](#)). Cet événement correspond à une légère hausse du niveau marin ([Dutton and Lambeck, 2012](#)) associée à une fonte tardive des calottes (Groenland ou Laurentide ; [Govin et al., 2012, 2015](#)), pouvant affecter la circulation océanique profonde ([Galaasen et al., 2014, 2020](#)). Cette fonte tardive influence peu l'intensité de l'ISOW, marquée par une légère diminution vers 125 ka (**Figure VIII-3e**). En dehors de cet événement, il n'y a pas, dans l'état actuel des connaissances, de flux d'eau douce importants durant les autres optima (**Figure VIII-3b**). D'autres forçages, notamment orbitaux, sont donc en jeu durant ces périodes. La seconde phase d'augmentation d'intensité de l'ISOW aux MIS 5e et 9e, peut être liée à un contexte de refroidissement contrasté entre les hautes et les basses latitudes, dû notamment au paramètre d'obliquité (**Figure VIII-2b**). Une diminution de ce paramètre durant ces périodes conduirait à un refroidissement et une avancée vers le sud de la glace de mer en mers nordiques ([Yin et al., 2021](#); [Zhang et al., 2021](#)). Une telle situation se traduirait alors par un ralentissement de la circulation océanique nord-atlantique ([Yin et al., 2021](#); [Zhang et al., 2021](#)). Cependant, sans forçages internes, le transfert de chaleur des eaux de subsurface (en

contexte d'AMOC forte) jusque dans les mers nordiques limiterait ce refroidissement régional des zones de convection. Ainsi, ces eaux arriveraient dans les mers Nordiques en perdant plus de chaleur dû au climat régional plus froid. Elles seraient donc plus denses dans les zones de convection, comme observé par [Capron et al. \(2014\)](#) à 120 ka. Ainsi, le gradient de densité (et donc la vitesse de courant) entre l'amont et l'aval du NAC augmenterait progressivement, à mesure que le climat en mers nordiques se refroidit.

Pour le MIS 7c, l'effet des forçages orbitaux sur la variabilité de l'intensité de l'ISOW semble difficile à mettre en évidence (**Figure VIII-2**). La première partie de cet interglaciaire, marquée par une hausse de l'intensité de l'ISOW, peut être liée à la précession. En effet, comme observé dans les autres interglaciaires, un contexte d'augmentation de la précession (diminution d'insolation) conduit à une hausse continue (plus ou moins forte) de l'intensité de l'ISOW. La seconde partie de cet optimum, en contexte de forte précession et obliquité, indique une diminution continue de l'intensité de l'ISOW (**Figure VIII-2**). Celle-ci peut survenir suite à une hausse des précipitations aux moyennes latitudes en contexte de maximum de précession ([Zhang et al., 2021](#)), diminuant la densité des eaux de subsurface, notamment dans les zones de convection où la salinité a une plus grande influence. Enfin, au MIS 7e, la légère hausse d'intensité observée peut être liée à la précession comme pour les premières phases des trois autres optima (**Figure VIII-2**). Cependant, la fin « précoce » de cet interglaciaire après seulement 7 ka fait qu'il n'y a pas de seconde phase de variation d'intensité de l'ISOW.

D'autres scénarios sont également possibles pour expliquer ces variations. En effet, plusieurs études montrent qu'il y aurait une balance entre les variations d'intensité de l'ISOW et du DSOW à la fin de l'Holocène (ex : [Moffa-Sánchez et al., 2015, 2019](#)). Lorsque l'intensité de l'ISOW diminue, celle du DSOW augmente et inversement. Cette balance entre les deux principales masses d'eau profondes de la NADW pourrait expliquer les changements dans la force de l'ISOW au cours de ces interglaciaires. En effet, le courant DSOW étant principalement actif en période interglaciaire strict ([Mazaud et al., 2012; Galaasen et al., 2014, 2020; Hatfield et al., 2016](#)), cela pourrait expliquer le manque de lien avec les forçages climatiques durant ces périodes. Malheureusement, les enregistrements des variations d'intensité du DSOW sont rares et surtout focalisés sur les périodes les plus récentes. Les mécanismes nécessitent donc d'être mieux compris, *via* de nouveaux enregistrements d'intensité du DSOW, ou des tests à l'aide de simulations du climat (voir **Perspectives**).

VIII.2.4. Étape 4 : ralentissements abrupts de l'ISOW

Cette quatrième et dernière phase est marquée par un ralentissement abrupt de l'ISOW. Nous avons vu le lien entre le contexte orbital et ces ralentissements dans la **section VIII.1.3.**, où l'expansion de la glace de mer en mers nordiques pourrait jouer un rôle important (Yin et al., 2021; Zhang et al., 2021). Ces chutes d'intensité, jusqu'à des valeurs du *stack* ISOW_{int} proches de 0, semblent en phase avec des refroidissements dans l'hémisphère Nord (**Figure VIII-3d-e**). Ces refroidissements sont cependant plus intenses durant les ralentissements des MIS 9e et 7c, associés à des débâcles d'icebergs comme enregistrées au site ODP-983 (**Figure VIII-3b, d-e**; Barker et al., 2015). En contexte de faible obliquité et faible insolation, arrive un moment où le transfert de chaleur des eaux de subsurface n'est plus suffisant pour contrer l'effet du refroidissement des mers nordiques dû aux forçages externes (voir **section VIII.2.3.**). Une expansion vers le sud de la glace de mer dans les zones de convection réchaufferait alors les eaux de subsurface (Zhang et al., 2021) rendant ces eaux moins denses en aval du NAC. Ceci conduirait alors à un ralentissement de la circulation océanique. Le moment où ce transfert de chaleur n'est plus suffisant durant le MIS 9e est associé à un événement de flux d'eau douce (**Figure VIII-3d-e**). Il s'agirait donc d'un déclencheur « précoce » du ralentissement, initié par un événement de débâcle d'icebergs, comme pour les transitions entre les régimes fort et faible (voir **Chapitre V**). Cependant, le contexte orbital seul ne peut expliquer le ralentissement de l'ISOW observé à la fin du MIS 7c (qui marque le début du MIS 7b). Les flux d'eau douce en Atlantique Nord semblent alors jouer un rôle important pour la fin de cet optimum (**Figure VIII-3b-e**).

Étonnamment, les valeurs du *stack* ISOW_{int} remontent à des niveaux d'optimum d'intensité de l'ISOW au MIS 7a, suggérant que cet événement de fin d'interglaciaire « coupe » l'optimum en deux. La hausse jusqu'au MIS 7a se fait durant l'évènement de débâcle, comme durant les transitions entre les régimes faibles et forts (voir **section VIII.2.2.**). De nombreuses études estiment que le MIS 7a est une continuité de l'optimum MIS 7c (Past Interglacials Working Group of PAGES, 2016; Tzedakis et al., 2017; Yin et al., 2021). Il est difficile de définir si le MIS 7a est un interglaciaire à part entière ou une « continuité » du MIS 7c, tant les valeurs d'intensité au MIS 7b sont faibles (**Figure VIII-4e**). Considérant le MIS 7a comme un interglaciaire strict, la « fin » de celui-ci arriverait alors vers 196 ka, dans un contexte de faible précession (forte insolation), mais de faible obliquité (**Figure VIII-4a**). Ce MIS 7a possède donc : un événement d'Heinrich de « déglaciation », une hausse d'intensité de l'ISOW pendant cet événement, des valeurs du *stack* ISOW_{int} similaires aux autres optima ainsi qu'une fin

d'interglaciaire en contexte de faible obliquité (**Figure VIII-4**). Pour toutes ces raisons, il semble nécessaire de prendre en compte les deux interglaciaires MIS 7a et 7c ou l'interglaciaire 7a-c. Dans ce contexte, tous ces interglaciaires se termineraient alors en contexte de faible obliquité, renforçant l'hypothèse d'une expansion de la glace de mer en mers nordiques comme déclencheur de ces fins d'interglaciaires. Ceci suggère un fort lien entre les ralentissements de fin d'interglaciaire et le contexte orbital comme suggéré par (Yin et al., 2021), sans pour autant être défini par un seuil d'insolation.

L'inclusion ou non du MIS 7a comme étant un optimum amène de nouvelles questions, notamment sur la définition même d'un interglaciaire. Tzedakis et al. (2012) estiment que la fin des interglaciaires doit être marquée par un retour du mécanisme de bascule bipolaire. Dans ce cas, la fin du MIS 7c est donc bien définie. Cependant, le retour à des conditions interglaciaires de l'intensité de l'ISOW se fait très rapidement, faisant du MIS 7b un simple événement d'Heinrich. Si l'on considère cette transition entre les MIS 7a et 7c comme un simple événement « froid », l'interglaciaire 7a-c ne représente qu'une seule et même période, séparée par une débâcle d'icebergs. Cet interglaciaire MIS 7a-c est également caractérisé par un volume des glaces plus élevé que durant les optima 5e et 9e (ex : Lisiecki and Raymo, 2005). Cette distinction permettrait de voir apparaître un événement d'Heinrich au sein même de l'optimum. Ce caractère très spécifique à cet interglaciaire remet donc en cause la définition même des interglaciaires stricts, où des débâcles d'icebergs pourraient survenir.

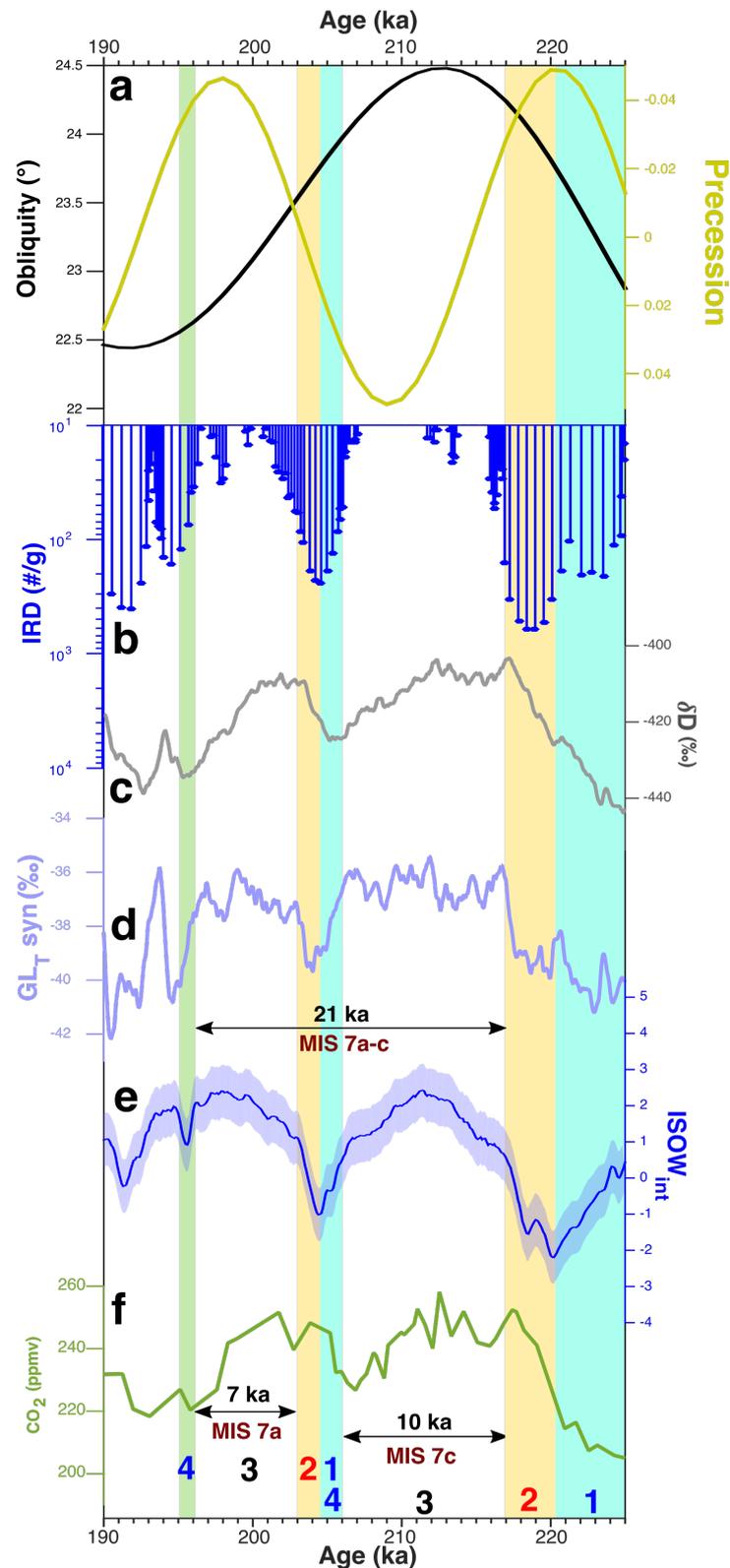


Figure VIII-4 : Traceurs paléoclimatiques comparés aux variations d'intensité de l'ISOW durant les MIS 7a-c. (a) Paramètres d'obliquité (noir) et précession (vert pâle), (b) comptage d'IRD (#/g) au site ODP-983 (Barker et al., 2015), (c) variations du δD au forage EDC (Jouzel et al., 2007; Landais et al., 2021), (d) courbe synthétique des températures de surface au Groenland (Barker et al., 2011), (e) stack de l'intensité de l'ISOW, (f) concentration en CO_2 atmosphérique (Bereiter et al., 2015). Tous les traceurs (b-g) sont reportés avec la chronologie AICC2012 (Bazin et al., 2013; Veres et al., 2013). Les bandes verticales représentent les périodes décrites dans le texte.

VIII.3. Conclusions

Nous avons comparé les variations d'intensité de l'ISOW aux cours de quatre optima climatiques des derniers 400 ka. Une variabilité de l'ISOW en quatre étapes est visible durant ces interglaciaires, comprenant (1) un évènement d'Heinrich de terminaison, (2) une transition rapide entre un régime faible et fort de l'intensité de l'ISOW, (3) un optimum d'intensité de l'ISOW et (4) une fin d'interglaciaire marquée par un fort ralentissement de l'ISOW. Le passage entre un régime faible et un régime fort de l'ISOW semblent être lié à une intensification de l'*Agulhas leakage* durant les évènements d'Heinrich des Terminaisons. Ces eaux chaudes et salées de l'océan Indien induiraient une forte hausse du gradient de densité entre l'amont et l'aval du NAC, faisant « repartir » l'AMOC à dans un régime fort. La variabilité de l'intensité de l'ISOW au sein même des optima montre une ressemblance entre les MIS 5e et 9e et semble être associée un contexte de faible obliquité, refroidissant davantage les eaux de subsurface dans les zones de convection. Le ralentissement abrupt en fin d'interglaciaire semble être lié à une extension de la glace de mer due à un contexte de faible obliquité, induisant des conditions froides en mer nordiques ne pouvant être contrecarrées par les flux de chaleurs du NAC. Ces baisses abruptes de l'intensité de l'ISOW semblent être déclenchées, qu'il y ait ou non une débâcle d'icebergs en Atlantique Nord.

De grandes incertitudes persistent encore pour expliquer les mécanismes de variations d'intensité de l'ISOW, notamment durant les transitions entre les deux régimes et les optima. Afin de mieux comprendre ces mécanismes, plusieurs tests de simulations du climat sont en cours. Le premier concerne un test de sensibilité, réalisé en collaboration avec Didier Swingedouw (EPOC). Cette expérience simulera, à l'aide du modèle de l'IPSL-CM5A2, des conditions d'Heinrich (tels qu'elles étaient durant le HS1). Un déplacement forcé vers le pôle des *westerlies* des hautes latitudes de l'hémisphère sud sera ensuite réalisé afin de voir l'impact de l'*Agulhas leakage* sur l'AMOC. Le second test, dont le traitement est encore en cours, concerne les optima climatiques MIS 5e, 7e et 9e, réalisé en collaboration avec Nathaëlle Bouttes (LSCE) et François Longuet, stagiaire de M2 que je co-encadrerais. Pour cette expérience, nous avons réalisé des simulations transitoires de ces optima à l'aide du modèle de complexité intermédiaire iLOVECLIM, en n'utilisant que les variations des forçages orbitaux, du volume des glaces et des gaz à effet de serre. Ces expériences ont pour objectif de comprendre si les variations d'intensité de l'ISOW peuvent être reproduites avec ces forçages

CHAPITRE VIII : Intensité de l'ISOW durant les périodes interglaciaires des derniers 400 ka

uniquement et, le cas échéant, de comprendre les processus liés à ces changements (voir **Perspectives**).

Conclusions et perspectives



Dans cette thèse, nous avons reconstruit les variations passées de l'intensité de l'*Iceland-Scotland Overflow Water* (ISOW) au cours des derniers 400 ka. Ces reconstitutions sont basées sur une approche multi-traceurs, incluant des analyses géochimiques, magnétiques et granulométriques. Cette approche a été utilisée sur les carottes MD03-2673, MD03-2679 et MD03-2685, prélevées le long du flanc est de la ride de Reykjanes, au cœur de l'ISOW actuel. L'objectif d'étudier la variabilité de l'ISOW, à toutes les échelles de temps, a pu se faire à l'aide de l'ensemble des traceurs utilisés.

Notre approche multi-traceurs a permis de mettre en évidence la robustesse des traceurs utilisés et leur efficacité à enregistrer les variations d'intensité de l'ISOW. Un signal synthétique des variations d'intensité de l'ISOW, appelé $ISOW_{int}$, a pu être reconstruit à partir de ces traceurs et est utilisé comme référence pour en discuter les mécanismes. La comparaison de ces traceurs montre un ISOW continuellement actif durant les 400 ka couverts par nos enregistrements. Cette observation suggère que les zones de formation d'eaux profondes, localisées actuellement dans les mers nordiques, sont restées actives, réfutant les théories d'une circulation océanique totalement arrêtée durant certaines périodes.

Les mécanismes de variabilité de l'intensité de l'ISOW proposés dans cette thèse reposent sur une seule et même constante : le gradient de densité entre l'amont (basses-moyennes latitudes) et l'aval (zones de convection) du système hydrologique de subsurface nord-atlantique. Plus ce gradient est élevé (faible), plus la pente de la composante barocline du système hydrologique sera élevée (faible) et plus l'intensité de l'ISOW sera forte (faible). Cette constante permet, concernant les mécanismes proposés dans cette thèse, d'expliquer l'ensemble des changements d'intensité de l'ISOW, à toute échelle de temps. Les causes de ces changements de densité diffèrent cependant selon les périodes étudiées.

Je vais maintenant décrire les résultats majeurs de cette thèse ainsi que les perspectives ouvertes, d'abord à l'échelle glaciaire – interglaciaire, puis millénaire et enfin durant les optima climatiques.

A l'**échelle glaciaire-interglaciaire**, l'ISOW est défini en deux régimes distincts : un de forte intensité en périodes interglaciaires (*s.l.*), un de faible intensité en périodes glaciaires. Nous suggérons un possible lien entre la fermeture des détroits de l'Archipel Arctique Canadien (*Canadian Arctic Archipelago*, CAA) et les transitions entre un régime fort et un régime faible de l'intensité de l'ISOW. Cette fermeture, indiquée par des valeurs de $\delta^{18}O$ des foraminifères benthiques passant le seuil de $\sim 4\text{‰}$, conduirait à une série de rétroactions, induisant un

refroidissement en mers nordiques au niveau des zones de convection. Cependant, ce refroidissement est contrecarré par les apports de chaleur des eaux de subsurface du courant nord-atlantique (*North Atlantic Current*, NAC). Ainsi, le passage d'un régime de forte intensité à un régime de faible intensité de l'ISOW ne se fait uniquement quand un évènement millénaire induit un ralentissement de la circulation océanique, permettant un moindre flux de chaleur et la pérennisation d'un climat froid dans les mers nordiques.

Ces transitions dépendraient donc de la fermeture des détroits des CAA. Malheureusement, la fermeture de ces détroits n'est documentée (avec de fortes incertitudes) qu'entre 75 et 65 ka, entre les stades isotopiques marins (*Marine Isotopic Stages*, MIS) 5 et 4. Aucune information n'est disponible pour les autres transitions de régimes d'intensité de l'ISOW. Une meilleure compréhension de l'histoire de ces fermetures au cours des derniers 400 ka, mieux contraintes chronologiquement, pourrait préciser (ou infirmer) le lien entre les calottes glaciaires de l'hémisphère Nord et l'intensité des courants profonds.

A l'**échelle millénaire**, il nous est apparu un fort couplage entre l'intensité de la circulation profonde et les températures de l'air aux hautes latitudes de l'hémisphère Nord. Nous avons donc étudié plus en détail les phasages entre l'intensité de l'ISOW, les températures de surface aux hautes latitudes de l'hémisphère Nord et à l'est du gyre subpolaire (*SubPolar Gyre*, SPG), ainsi que les flux d'eau douce nord-atlantiques.

Nos résultats suggèrent que les évènements millénaires de l'intensité de l'ISOW sont initiés par une extension/rétraction du SPG en Atlantique Nord. Cet évènement initial influence le climat nord-atlantique, déclenchant ou arrêtant une débâcle d'icebergs. La réponse de l'ISOW est synchrone avec les arrivées d'eau douce en Atlantique Nord. Nous avons alors proposé un mécanisme des ralentissements de l'ISOW, impliquant un isolement des eaux de subsurface nord-atlantiques par cette couverture d'eau douce en Atlantique Nord. Ces eaux de subsurface perdraient moins de chaleur lors des échanges océan-atmosphère, et seraient alors plus chaudes (donc moins denses) à leur arrivée dans les zones de convection. Le gradient de densité étant moins élevé, la force de l'ISOW s'en retrouverait diminuée. Le transfert de chaleur de l'océan vers l'atmosphère étant amoindri par cette circulation océanique ralentie, ces évènements induiraient une diminution des températures de surface aux hautes latitudes. Le schéma inverse d'une accélération de la circulation océanique semble également être observé après l'arrêt de la débâcle d'icebergs (qui suit une rétraction du SPG).

Des progrès restent encore à faire concernant ces analyses de phasages. Premièrement, la détection de paires d'évènements prend actuellement en compte un seul évènement (ex : de

flux d'eau douce) pour deux de l'intensité de l'ISOW s'ils surviennent dans la même fenêtre de recherche (voir **Chapitre VII**). Il faudrait alors améliorer l'algorithme en appliquant une condition supplémentaire (en cours de développement). Deuxièmement, les phasages étudiés concernent l'ensemble des paires d'évènements détectés. Il serait intéressant de définir ces décalages temporels par type d'évènement (quadruplé ou triplés). Troisièmement, les transitions entre les régimes de faible intensité et ceux de forte intensité étant particulières et non gouvernées par les forçages utilisés pour ces phasages (voir **Chapitre VIII**), il reste à définir s'il est nécessaire de les comptabiliser.

Enfin, à l'**échelle des interglaciaires *strico sensu*** des derniers 400 ka, des similitudes ont été observées. Ces périodes montrent toutes un schéma de variations d'intensité de l'ISOW en quatre étapes.

La première consiste en une débâcle d'icebergs due à la fonte des calottes de l'hémisphère Nord, dont les mécanismes ne semblent pas différer d'un évènement d'Heinrich « classique » comme décrit ci-dessus.

La seconde concerne les transitions entre les régimes de faible intensité aux régimes de forte intensité de l'ISOW, qui ont lieu alors même que les débâcles d'icebergs sont encore en cours en Atlantique Nord. Durant ces évènements de fonte des calottes de l'hémisphère Nord, les cellules atmosphériques montrent toutes un déplacement vers le sud. Dans l'Atlantique sud, ce déplacement des *westerlies* vers le pôle pourrait favoriser une fuite des eaux chaudes et salées de l'océan Indien vers le bassin Atlantique. Ces eaux transiteraient jusqu'en Atlantique Nord, où elles seraient moins denses aux moyennes latitudes (plus influencées par la température) et plus denses dans les zones de convection (plus influencées par la salinité). Ainsi, le gradient de densité entre l'amont et l'aval de ces eaux de subsurface serait tel que les rétroactions induites par l'évènement de débâcle d'icebergs passeraient au second plan.

Les données de reconstitutions de températures de surface et subsurface au nord-est du Brésil de Louis Rouyer (étudiant en thèse à METIS, Sorbonne Université), semblent montrer cette influence des eaux de l'océan Indien durant les déglaciations. Nous avons alors débuté, avec l'aide de Didier Swingedouw (EPOC, Université de Bordeaux), des tests de sensibilité avec le modèle de l'IPSL-CM5A2. Ces tests consistent, à partir de conditions initiales de maximum glaciaire, à ajouter de l'eau douce en Atlantique Nord pour arriver à des conditions similaires à ce que l'on observe durant les Heinrich des déglaciations. Ensuite, nous déplacerons les *westerlies* de l'Atlantique Sud vers le pôle afin de simuler cette « fuite » des eaux de l'océan

Indien vers le bassin Atlantique. Ces apports d'eaux chaudes et salées dans le bassin Atlantique devraient, *a priori*, provoquer une forte accélération de l'AMOC, tout en maintenant les conditions de fonte en Atlantique Nord. Le cas échéant, nous essayerons de comprendre si les mécanismes évoqués durant cette thèse sont valides.

Nous avons également mis en évidence le lien entre le renforcement de l'ISOW et les « *overshoots* » détectés au début des périodes interglaciaires. En effet, de tels renforcements de la circulation océanique profonde induiraient un plus grand export de la NADW vers le sud du bassin Atlantique. Cet événement ferait remonter la chaleur et le carbone stocké au fond du bassin durant les périodes glaciaires au niveau des zones de remontées d'eau profonde dans l'océan Austral. Ainsi, ces *overshoots* dépendraient de l'amplitude des variations d'intensité de la circulation profonde, ainsi que de la durée de période de stockage de chaleur et de gaz à effet de serre durant les périodes glaciaires. Ce mécanisme peut expliquer pourquoi il n'y a pas (ou très peu) d'*overshoots* aux interglaciaires MIS 7a et 7c.

La troisième période étudiée concerne les optima climatiques. Ces périodes, où les forçages internes sont limités, semblent être fortement influencées par les forçages orbitaux. Un contexte d'insolation décroissante, qui franchit les valeurs actuelles d'insolation, semble en phase avec une forte hausse de l'intensité de l'ISOW dans 3 des 4 interglaciaires étudiés. Le paramètre d'obliquité semble être un forçage majeur durant ces périodes, notamment par son influence sur le climat des hautes latitudes, qui a tendance à se refroidir à mesure que l'obliquité diminue. Des scénarios ont alors été proposés, mais demeurent encore incertains.

Pour cette raison, nous avons réalisé, avec l'aide de Nathaëlle Bouttes (LSCE) et François Longuet (stagiaire de Master 2 à l'université de Bordeaux), quatre simulations transitoires à l'Holocène (période de contrôle) et aux MIS 5e, 7e et 9e. Ces simulations ont été réalisées à l'aide du modèle de complexité intermédiaire iLOVECLIM et leur exploitation est en cours. Elles ont pour premier objectif de définir si l'on peut reproduire les variations d'intensité de l'ISOW avec ce modèle du climat, en utilisant uniquement les forçages du volume des glaces, des paramètres orbitaux et des gaz à effet de serre. Le cas échéant, cela nous permettra de mieux comprendre les mécanismes à l'origine de ces changements d'intensité et de voir l'influence (ou non) du deuxième courant de débordement (*Denmark Strait Overflow Water*, DSOW). Concernant ce courant, de nouvelles données couvrant les derniers 400 ka, notamment d'intensité de courant profond, pourraient permettre de mieux comprendre l'influence d'un « *overflow* » par rapport à l'autre. Malheureusement, les archives sédimentaires, avec de forts taux de sédimentation couvrant les 400 ka, sont rares et le contexte

environnemental de la zone rend les manœuvres de carottages particulièrement complexes (ex : blocs de roches provenant des icebergs groenlandais).

Enfin, la dernière étape de ces périodes interglaciaires concerne les ralentissements rapides de l'ISOW, visibles après la période d'optimum. Ces ralentissements surviennent dans un contexte de minimum d'obliquité, induisant un climat plus froid aux hautes latitudes. Ce climat froid semble cependant être contrecarré par le transfert de chaleur des eaux de subsurface nord-atlantiques jusque dans les mers nordiques durant la période d'optimum. A partir d'un certain moment, l'effet du refroidissement des mers nordiques domine celui du transfert de chaleur de l'océan vers l'atmosphère. Une plus grande couverture de glace en mers nordiques induit alors des eaux de subsurface plus chaudes (donc moins denses) dans les zones de convection, se traduisant par un ralentissement rapide de l'ISOW. Ces transitions peuvent également être accompagnées par un événement de débâcle d'icebergs, qui ralentit la circulation océanique, diminuant le flux de chaleur vers les hautes latitudes et induisant un refroidissement des hautes latitudes. L'effet de l'obliquité sur ces ralentissements de fin d'interglaciaire pourra aussi être étudié plus en détail à l'aide des trois simulations transitoires avec le modèle iLOVECLIM.

En conclusion, **à toutes les échelles de temps**, le mécanisme de la variabilité de l'intensité de l'ISOW, associé à l'équilibre géostrophique des masses d'eaux, est *a priori* bien représenté dans les modèles du climat. Cependant, les causes de ces changements de densité sont diverses selon les échelles de temps. L'amélioration des modèles pourrait donc se faire *via* une meilleure représentation des différentes rétroactions entre la cryosphère, l'atmosphère et l'océan. Cependant, ces interactions complexes semblent difficiles à mettre en place sans définir des modèles à très haute résolution spatiale, prenant en compte toutes les interactions entre les composantes (ou acteurs) du climat. De tels modèles permettraient difficilement de réaliser des simulations transitoires sur plusieurs centaines ou milliers d'années à cause du temps de calcul, mais pourraient offrir une meilleure compréhension des mécanismes à l'origine des variations océaniques, passées ou futures.



Références



- Aagaard, K., Carmack, E.C., 1989. The role of sea ice and other fresh water in the Arctic circulation. *J. Geophys. Res.* 94, 14485. <https://doi.org/10.1029/JC094iC10p14485>
- Aagaard, K., Swift, J.H., Carmack, E.C., 1985. Thermohaline circulation in the Arctic Mediterranean Seas. *J. Geophys. Res.* 90, 4833. <https://doi.org/10.1029/JC090iC03p04833>
- Ahn, J., Brook, E.J., 2008. Atmospheric CO₂ and Climate on Millennial Time Scales During the Last Glacial Period. *Science* 322, 83–85. <https://doi.org/10.1126/science.1160832>
- Aitchison, J., 1982. *The Statistical Analysis of Compositional Data* 40.
- Aitchison, J., 1990. Relative variation diagrams for describing patterns of compositional variability. *Math Geol* 22, 487–511. <https://doi.org/10.1007/BF00890330>
- Andrews, J., 2000. Icebergs and Iceberg Rafted Detritus (IRD) in the North Atlantic: facts and assumptions. *oceanog* 13, 100–108. <https://doi.org/10.5670/oceanog.2000.19>
- Andrews, J.T., Principato, S.M., 2002. Grain-size characteristics and provenance of ice-proximal glacial marine sediments. *SP* 203, 305–324. <https://doi.org/10.1144/GSL.SP.2002.203.01.16>
- Bagniewski, W., Ghil, M., Rousseau, D.D., 2021. Automatic detection of abrupt transitions in paleoclimate records. *Chaos* 31, 113129. <https://doi.org/10.1063/5.0062543>
- Bagniewski, W., Rousseau, D.-D., Ghil, M., 2023. The PaleoJump database for abrupt transitions in past climates. *Sci Rep* 13, 4472. <https://doi.org/10.1038/s41598-023-30592-1>
- Ballini, M., Kissel, C., Colin, C., Richter, T., 2006. Deep-water mass source and dynamic associated with rapid climatic variations during the last glacial stage in the North Atlantic: A multiproxy investigation of the detrital fraction of deep-sea sediments. *Geochem. Geophys. Geosyst.* 7, 16. <https://doi.org/10.1029/2005GC001070>
- Banerjee, S.K., King, J., Marvin, J., 1981. A rapid method for magnetic granulometry with applications to environmental studies. *Geophys. Res. Lett.* 8, 333–336. <https://doi.org/10.1029/GL008i004p00333>
- Bard, E., Hamelin, B., Fairbanks, R.G., 1990. U-Th ages obtained by mass spectrometry in corals from Barbados: sea level during the past 130,000 years. *Nature* 346, 456–458. <https://doi.org/10.1038/346456a0>
- Bard, E., Rickaby, R.E.M., 2009. Migration of the subtropical front as a modulator of glacial climate. *Nature* 460, 380–383. <https://doi.org/10.1038/nature08189>
- Barker, S., Chen, J., Gong, X., Jonkers, L., Knorr, G., Thornalley, D., 2015. Icebergs not the trigger for North Atlantic cold events. *Nature* 520, 333–336. <https://doi.org/10.1038/nature14330>
- Barker, S., Knorr, G., 2021. Millennial scale feedbacks determine the shape and rapidity of glacial termination. *Nat Commun* 12, 2273. <https://doi.org/10.1038/s41467-021-22388-6>
- Barker, S., Knorr, G., Conn, S., Lordsmith, S., Newman, D., Thornalley, D., 2019. Early Interglacial Legacy of Deglacial Climate Instability. *Paleoceanography and Paleoclimatology* 34, 1455–1475. <https://doi.org/10.1029/2019PA003661>
- Barker, S., Knorr, G., Edwards, R.L., Parrenin, F., Putnam, A.E., Skinner, L.C., Wolff, E., Ziegler, M., 2011. 800,000 Years of Abrupt Climate Variability. *Science* 334, 347–351. <https://doi.org/10.1126/science.1203580>
- Barkla, C.G., 1911. XXXIX. The spectra of the fluorescent Röntgen radiations. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 22, 396–412.
- Bazin, L., Landais, A., Lemieux-Dudon, B., Toyé Mahamadou Kele, H., Veres, D., Parrenin, F., Martinerie, P., Ritz, C., Capron, E., Lipenkov, V., Loutre, M.-F., Raynaud, D., Vinther, B., Svensson, A., Rasmussen, S.O., Severi, M., Blunier, T., Leuenberger, M., Fischer, H., Masson-Delmotte, V., Chappellaz, J., Wolff, E., 2013. An optimized multi-

- proxy, multi-site Antarctic ice and gas orbital chronology (AICC2012): 120–800 ka. *Clim. Past* 9, 1715–1731. <https://doi.org/10.5194/cp-9-1715-2013>
- Beal, L.M., De Ruijter, W.P.M., Biastoch, A., Zahn, R., SCOR/WCRP/IAPSO Working Group 136, Cronin, M., Hermes, J., Lutjeharms, J., Quartly, G., Tozuka, T., Baker-Yeboah, S., Bornman, T., Cipollini, P., Dijkstra, H., Hall, I., Park, W., Peeters, F., Penven, P., Ridderinkhof, H., Zinke, J., 2011. On the role of the Agulhas system in ocean circulation and climate. *Nature* 472, 429–436. <https://doi.org/10.1038/nature09983>
- Bellomo, K., Angeloni, M., Corti, S., von Hardenberg, J., 2021. Future climate change shaped by inter-model differences in Atlantic meridional overturning circulation response. *Nat Commun* 12, 3659. <https://doi.org/10.1038/s41467-021-24015-w>
- Bengtson, S.A., Menviel, L.C., Meissner, K.J., Missiaen, L., Peterson, C.D., Lisiecki, L.E., Joos, F., 2021. Lower oceanic $\delta^{13}\text{C}$ during the last interglacial period compared to the Holocene. *Clim. Past* 17, 507–528. <https://doi.org/10.5194/cp-17-507-2021>
- Bereiter, B., Eggleston, S., Schmitt, J., Nehrbass-Ahles, C., Stocker, T.F., Fischer, H., Kipfstuhl, S., Chappellaz, J., 2015. Revision of the EPICA Dome C CO_2 record from 800 to 600 kyr before present: Analytical bias in the EDC CO_2 record. *Geophys. Res. Lett.* 42, 542–549. <https://doi.org/10.1002/2014GL061957>
- Bereiter, B., Lüthi, D., Siegrist, M., Schüpbach, S., Stocker, T.F., Fischer, H., 2012. Mode change of millennial CO_2 variability during the last glacial cycle associated with a bipolar marine carbon seesaw. *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* 109, 9755–9760. <https://doi.org/10.1073/pnas.1204069109>
- Berger, A., Loutre, M.F., 1991. Insolation values for the climate of the last 10 million years. *Quaternary Science Reviews* 10, 297–317. [https://doi.org/10.1016/0277-3791\(91\)90033-Q](https://doi.org/10.1016/0277-3791(91)90033-Q)
- Berger, A., Yin, Q., 2012. Astronomical Theory and Orbital Forcing, in: *The SAGE Handbook of Environmental Change: Volume 1*. SAGE Publications Ltd, 1 Oliver's Yard, 55 City Road, London EC1Y 1SP United Kingdom, pp. 405–425. <https://doi.org/10.4135/9781446253045.n19>
- Bianchi, G.G., McCave, I.N., 2000. Hydrography and sedimentation under the deep western boundary current on Björn and Gardar Drifts, Iceland Basin. *Marine Geology* 165, 137–169. [https://doi.org/10.1016/S0025-3227\(99\)00139-5](https://doi.org/10.1016/S0025-3227(99)00139-5)
- Bianchi, G.G., McCave, I.N., 1999. Holocene periodicity in North Atlantic climate and deep-ocean flow south of Iceland 397, 3.
- Biastoch, A., Böning, C.W., Schwarzkopf, F.U., Lutjeharms, J.R.E., 2009. Increase in Agulhas leakage due to poleward shift of Southern Hemisphere westerlies. *Nature* 462, 495–498. <https://doi.org/10.1038/nature08519>
- Blott, S.J., Pye, K., 2001. GRADISTAT: a grain size distribution and statistics package for the analysis of unconsolidated sediments. *Earth Surf. Process. Landforms* 26, 1237–1248. <https://doi.org/10.1002/esp.261>
- Böhm, E., Lippold, J., Gutjahr, M., Frank, M., Blaser, P., Antz, B., Fohlmeister, J., Frank, N., Andersen, M.B., Deininger, M., 2015. Strong and deep Atlantic meridional overturning circulation during the last glacial cycle. *Nature* 517, 73–76. <https://doi.org/10.1038/nature14059>
- Bond, G., Broecker, W., Johnsen, S., McManus, J., Labeyrie, L., Jouzel, J., Bonani, G., 1993. Correlations between climate records from North Atlantic sediments and Greenland ice. *Nature* 365, 143–147. <https://doi.org/10.1038/365143a0>
- Bout-Roumazeilles, V., Debrabant, P., Labeyrie, L., Chamley, H., Cortijo, E., 1997. Latitudinal control of astronomical forcing parameters on the high-resolution clay Mineral distribution in the 45°–60° N range in the North Atlantic Ocean during the past 300,000 years. *Paleoceanography* 12, 671–686. <https://doi.org/10.1029/97PA00118>

- Bouttes, N., Vazquez Riveiros, N., Govin, A., Swingedouw, D., Sanchez-Goni, M.F., Crosta, X., Roche, D.M., 2020. Carbon 13 Isotopes Reveal Limited Ocean Circulation Changes Between Interglacials of the Last 800 ka. *Paleoceanography and Paleoclimatology* 35. <https://doi.org/10.1029/2019PA003776>
- Brachfeld, S.A., Kissel, C., Laj, C., Mazaud, A., 2004. Behavior of u-channels during acquisition and demagnetization of remanence: implications for paleomagnetic and rock magnetic measurements. *Physics of the Earth and Planetary Interiors* 145, 1–8. <https://doi.org/10.1016/j.pepi.2003.12.011>
- Bradtmiller, L.I., McManus, J.F., Robinson, L.F., 2014. $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ evidence for a weakened but persistent Atlantic meridional overturning circulation during Heinrich Stadial 1. *Nat Commun* 5, 5817. <https://doi.org/10.1038/ncomms6817>
- Bridge, J.S., 1981. Hydraulic Interpretation of Grain-size Distributions Using a Physical Model for Bedload Transport. *Journal of Sedimentary Petrology* 51, 1109–1124.
- Broecker, W.S., Denton, G.H., 1990. The role of ocean-atmosphere reorganizations in glacial cycles. *Quaternary Science Reviews* 9, 305–341. [https://doi.org/10.1016/0277-3791\(90\)90026-7](https://doi.org/10.1016/0277-3791(90)90026-7)
- Caesar, L., McCarthy, G.D., Thornalley, D.J.R., Cahill, N., Rahmstorf, S., 2021. Current Atlantic Meridional Overturning Circulation weakest in last millennium. *Nat. Geosci.* 14, 118–120. <https://doi.org/10.1038/s41561-021-00699-z>
- Caesar, L., Rahmstorf, S., Robinson, A., Feulner, G., Saba, V., 2018. Observed fingerprint of a weakening Atlantic Ocean overturning circulation. *Nature* 556, 191–196. <https://doi.org/10.1038/s41586-018-0006-5>
- Caley, T., Giraudeau, J., Malaizé, B., Rossignol, L., Pierre, C., 2012. Agulhas leakage as a key process in the modes of Quaternary climate changes. *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* 109, 6835–6839. <https://doi.org/10.1073/pnas.1115545109>
- Caley, T., Kim, J.-H., Malaizé, B., Giraudeau, J., Laepple, T., Caillon, N., Charlier, K., Rebaubier, H., Rossignol, L., Castañeda, I.S., Schouten, S., Sinninghe Damsté, J.S., 2011. High-latitude obliquity as a dominant forcing in the Agulhas current system. *Clim. Past* 7, 1285–1296. <https://doi.org/10.5194/cp-7-1285-2011>
- CAPE, L.I.P.M., 2006. Last Interglacial Arctic warmth confirms polar amplification of climate change. *Quaternary Science Reviews* 25, 1383–1400. <https://doi.org/10.1016/j.quascirev.2006.01.033>
- Capron, E., Govin, A., Stone, E.J., Masson-Delmotte, V., Mulitza, S., Otto-Bliesner, B., Rasmussen, T.L., Sime, L.C., Waelbroeck, C., Wolff, E.W., 2014. Temporal and spatial structure of multi-millennial temperature changes at high latitudes during the Last Interglacial. *Quaternary Science Reviews* 103, 116–133. <https://doi.org/10.1016/j.quascirev.2014.08.018>
- Chamley, H., 1989. *Clay Sedimentology*. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg. <https://doi.org/10.1007/978-3-642-85916-8>
- Channell, J.E.T., Hodell, D.A., Lehman, B., 1997. Relative geomagnetic paleointensity and $d_{18\text{O}}$ at ODP Site 983 Gardar Drift, North Atlantic/ since 350 ka 16.
- Channell, J.E.T., Mazaud, A., Sullivan, P., Turner, S., Raymo, M.E., 2013. Rock magnetic investigations of ODP Site 162-983. <https://doi.org/10.1594/PANGAEA.808979>
- Channell, J.E.T., Singer, B.S., Jicha, B.R., 2020. Timing of Quaternary geomagnetic reversals and excursions in volcanic and sedimentary archives. *Quaternary Science Reviews* 228, 106114. <https://doi.org/10.1016/j.quascirev.2019.106114>
- Channell, J.E.T., Xuan, C., Hodell, D.A., 2009. Stacking paleointensity and oxygen isotope data for the last 1.5 Myr (PISO-1500). *Earth and Planetary Science Letters* 283, 14–23. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2009.03.012>
- Chen, Q., Kissel, C., Govin, A., Liu, Z., Xie, X., 2016. Correction of interstitial water changes

- in calibration methods applied to XRF core-scanning major elements in long sediment cores: Case study from the South China Sea. *Geochem. Geophys. Geosyst.* 17, 1925–1934. <https://doi.org/10.1002/2016GC006320>
- Cheng, H., Edwards, R.L., Broecker, W.S., Denton, G.H., Kong, X., Wang, Y., Zhang, R., Wang, X., 2009. Ice Age Terminations. *Science* 326, 248–252. <https://doi.org/10.1126/science.1177840>
- Cheng, H., Edwards, R.L., Sinha, A., Spötl, C., Yi, L., Chen, S., Kelly, M., Kathayat, G., Wang, X., Li, X., Kong, X., Wang, Y., Ning, Y., Zhang, H., 2016. The Asian monsoon over the past 640,000 years and ice age terminations. *Nature* 534, 640–646. <https://doi.org/10.1038/nature18591>
- Clarke, G.K.C., Leverington, D.W., Teller, J.T., Dyke, A.S., 2004. Paleohydraulics of the last outburst flood from glacial Lake Agassiz and the 8200BP cold event. *Quaternary Science Reviews* 23, 389–407. <https://doi.org/10.1016/j.quascirev.2003.06.004>
- Croudace, I.W., Löwemark, L., Tjallingii, R., Zolitschka, B., 2019. Current perspectives on the capabilities of high resolution XRF core scanners. *Quaternary International* 514, 5–15. <https://doi.org/10.1016/j.quaint.2019.04.002>
- Croudace, I.W., Rindby, A., Rothwell, R.G., 2006. ITRAX: description and evaluation of a new multi-function X-ray core scanner. Geological Society, London, Special Publications 267, 51–63. <https://doi.org/10.1144/GSL.SP.2006.267.01.04>
- Croudace, I.W., Rothwell, R.G. (Eds.), 2015. *Micro-XRF Studies of Sediment Cores: Applications of a non-destructive tool for the environmental sciences*, 1st ed. 2015. ed, *Developments in Paleoenvironmental Research*. Springer Netherlands : Imprint: Springer, Dordrecht. <https://doi.org/10.1007/978-94-017-9849-5>
- Culp, J., Parent, A., Abolfazli, E., Strom, K., Romans, B.W., 2021. Advective sorting of silt by currents: a laboratory study. *Sedimentology* sed.12889. <https://doi.org/10.1111/sed.12889>
- Curry, B., Lee, C.M., Petrie, B., 2011. Volume, Freshwater, and Heat Fluxes through Davis Strait, 2004–05*. *Journal of Physical Oceanography* 41, 429–436. <https://doi.org/10.1175/2010JPO4536.1>
- Curry, W.B., Oppo, D.W., 2005. Glacial water mass geometry and the distribution of $\delta^{13}\text{C}$ of ΣCO_2 in the western Atlantic Ocean. *Paleoceanography* 20, n/a-n/a. <https://doi.org/10.1029/2004PA001021>
- Da, J., Zhang, Y.G., Li, G., Meng, X., Ji, J., 2019. Low CO_2 levels of the entire Pleistocene epoch. *Nat Commun* 10, 4342. <https://doi.org/10.1038/s41467-019-12357-5>
- Dalton, A.S., Margold, M., Stokes, C.R., Tarasov, L., Dyke, A.S., Adams, R.S., Allard, S., Arends, H.E., Atkinson, N., Attig, J.W., Barnett, P.J., Barnett, R.L., Batterson, M., Bernatchez, P., Borns, H.W., Breckenridge, A., Briner, J.P., Brouard, E., Campbell, J.E., Carlson, A.E., Clague, J.J., Curry, B.B., Daigneault, R.-A., Dubé-Loubert, H., Easterbrook, D.J., Franzi, D.A., Friedrich, H.G., Funder, S., Gauthier, M.S., Gowan, A.S., Harris, K.L., Héту, B., Hooyer, T.S., Jennings, C.E., Johnson, M.D., Kehew, A.E., Kelley, S.E., Kerr, D., King, E.L., Kjeldsen, K.K., Knaeble, A.R., Lajeunesse, P., Lakeman, T.R., Lamothe, M., Larson, P., Lavoie, M., Loope, H.M., Lowell, T.V., Lusardi, B.A., Manz, L., McMartin, I., Nixon, F.C., Occhietti, S., Parkhill, M.A., Piper, D.J.W., Pronk, A.G., Richard, P.J.H., Ridge, J.C., Ross, M., Roy, M., Seaman, A., Shaw, J., Stea, R.R., Teller, J.T., Thompson, W.B., Thorleifson, L.H., Utting, D.J., Veillette, J.J., Ward, B.C., Weddle, T.K., Wright, H.E., 2020. An updated radiocarbon-based ice margin chronology for the last deglaciation of the North American Ice Sheet Complex. *Quaternary Science Reviews* 234, 106223. <https://doi.org/10.1016/j.quascirev.2020.106223>
- Dalton, A.S., Stokes, C.R., Batchelor, C.L., 2022. Evolution of the Laurentide and Innuitian ice

- sheets prior to the Last Glacial Maximum (115 ka to 25 ka). *Earth-Science Reviews* 224, 103875. <https://doi.org/10.1016/j.earscirev.2021.103875>
- Daniault, N., Mercier, H., Lherminier, P., Sarafanov, A., Falina, A., Zunino, P., Pérez, F.F., Ríos, A.F., Ferron, B., Huck, T., Thierry, V., Gladyshev, S., 2016. The northern North Atlantic Ocean mean circulation in the early 21st century. *Progress in Oceanography* 146, 142–158. <https://doi.org/10.1016/j.pocean.2016.06.007>
- Dansgaard, W., Johnsen, S.J., Clausen, H.B., Dahl-Jensen, D., Gundestrup, N.S., Hammer, C.U., Hvidberg, C.S., Steffensen, J.P., Sveinbjörnsdóttir, A.E., Jouzel, J., Bond, G., 1993. Evidence for general instability of past climate from a 250-kyr ice-core record. *Nature* 364, 218–220. <https://doi.org/10.1038/364218a0>
- Davtian, N., Bard, E., 2023. A new view on abrupt climate changes and the bipolar seesaw based on paleotemperatures from Iberian Margin sediments. *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* 120, e2209558120. <https://doi.org/10.1073/pnas.2209558120>
- Day, R., Fuller, M., Schmidt, V.A., 1977. Hysteresis properties of titanomagnetites: Grain-size and compositional dependence. *Physics of the Earth and Planetary Interiors* 13, 260–267. [https://doi.org/10.1016/0031-9201\(77\)90108-X](https://doi.org/10.1016/0031-9201(77)90108-X)
- De Vries, J.L., Vrebos, B.A., 2002. Quantification of infinitely thick specimens by XRF analysis. *Handbook of X-ray spectrometry* 341–406.
- Deaney, E.L., Barker, S., van de Flierdt, T., 2017. Timing and nature of AMOC recovery across Termination 2 and magnitude of deglacial CO₂ change. *Nat Commun* 8, 14595. <https://doi.org/10.1038/ncomms14595>
- Denton, G.H., Anderson, R.F., Toggweiler, J.R., Edwards, R.L., Schaefer, J.M., Putnam, A.E., 2010. The Last Glacial Termination. *Science* 328, 1652–1656. <https://doi.org/10.1126/science.1184119>
- Denton, G.H., Putnam, A.E., Russell, J.L., Barrell, D.J.A., Schaefer, J.M., Kaplan, M.R., Strand, P.D., 2021. The Zealandia Switch: Ice age climate shifts viewed from Southern Hemisphere moraines. *Quaternary Science Reviews* 257, 106771. <https://doi.org/10.1016/j.quascirev.2020.106771>
- Denton, G.H., Toucanne, S., Putnam, A.E., Barrell, D.J.A., Russell, J.L., 2022. Heinrich summers. *Quaternary Science Reviews* 295, 107750. <https://doi.org/10.1016/j.quascirev.2022.107750>
- DePaolo, D.J., Wasserburg, G.J., 1976. Inferences about magma sources and mantle structure from variations of ¹⁴³Nd/¹⁴⁴Nd. *Geophys. Res. Lett.* 3, 743–746. <https://doi.org/10.1029/GL003i012p00743>
- Deschamps, P., Durand, N., Bard, E., Hamelin, B., Camoin, G., Thomas, A.L., Henderson, G.M., Okuno, J., Yokoyama, Y., 2012. Ice-sheet collapse and sea-level rise at the Bølling warming 14,600 years ago. *Nature* 483, 559–564. <https://doi.org/10.1038/nature10902>
- Desprat, S., Sánchez Goñi, M.F., McManus, J.F., Duprat, J., Cortijo, E., 2009. Millennial-scale climatic variability between 340 000 and 270 000 years ago in SW Europe: evidence from a NW Iberian margin pollen sequence. *Clim. Past* 20.
- Desprat, S., Sánchez Goñi, M.F., Turon, J.-L., Duprat, J., Malaizé, B., Peyrouquet, J.-P., 2006. Climatic variability of Marine Isotope Stage 7: direct land–sea–ice correlation from a multiproxy analysis of a north-western Iberian margin deep-sea core. *Quaternary Science Reviews* 25, 1010–1026. <https://doi.org/10.1016/j.quascirev.2006.01.001>
- Dickson, R.R., Brown, J., 1994. The production of North Atlantic Deep Water: Sources, rates, and pathways. *J. Geophys. Res.* 99, 12319. <https://doi.org/10.1029/94JC00530>
- Dietze, E., Hartmann, K., Diekmann, B., IJmker, J., Lehmkuhl, F., Opitz, S., Stauch, G., Wünnemann, B., Borchers, A., 2012. An end-member algorithm for deciphering modern detrital processes from lake sediments of Lake Donggi Cona, NE Tibetan

- Plateau, China. *Sedimentary Geology* 243–244, 169–180. <https://doi.org/10.1016/j.sedgeo.2011.09.014>
- Dokken, T.M., Nisancioglu, K.H., Li, C., Battisti, D.S., Kissel, C., 2013. Dansgaard-Oeschger cycles: Interactions between ocean and sea ice intrinsic to the Nordic seas. *Paleoceanography* 28, 491–502. <https://doi.org/10.1002/palo.20042>
- Donohue, K.A., Tracey, K.L., Watts, D.R., Chidichimo, M.P., Chereskin, T.K., 2016. Mean Antarctic Circumpolar Current transport measured in Drake Passage. *Geophys. Res. Lett.* 43. <https://doi.org/10.1002/2016GL070319>
- Duan, W., Cheng, H., Tan, M., Ma, Z., Chen, S., Wang, L., Wang, X., Cui, L., 2022. Structural similarity between Termination III and I. *Quaternary Science Reviews* 296, 107808. <https://doi.org/10.1016/j.quascirev.2022.107808>
- Duplessy, J.C., Shackleton, N.J., Fairbanks, R.G., Labeyrie, L., Oppo, D., Kallel, N., 1988. Deepwater source variations during the last climatic cycle and their impact on the global deepwater circulation. *Paleoceanography* 3, 343–360. <https://doi.org/10.1029/PA003i003p00343>
- Dutton, A., Carlson, A.E., Long, A.J., Milne, G.A., Clark, P.U., DeConto, R., Horton, B.P., Rahmstorf, S., Raymo, M.E., 2015. Sea-level rise due to polar ice-sheet mass loss during past warm periods. *Science* 349, aaa4019. <https://doi.org/10.1126/science.aaa4019>
- Dutton, A., Lambeck, K., 2012. Ice Volume and Sea Level During the Last Interglacial. *Science* 337, 216–219. <https://doi.org/10.1126/science.1205749>
- Dyke, L.M., Andresen, C.S., Seidenkrantz, M.-S., Hughes, A.L.C., Hiemstra, J.F., Murray, T., Bjørk, A.A., Sutherland, D.A., Vermassen, F., 2017. Minimal Holocene retreat of large tidewater glaciers in Køge Bugt, southeast Greenland. *Sci Rep* 7, 12330. <https://doi.org/10.1038/s41598-017-12018-x>
- Dypvik, H., Harris, N.B., 2001. Geochemical facies analysis of fine-grained siliciclastics using Th/U, Zr/Rb and (Zr+Rb)/Sr ratios. *Chemical Geology* 181, 16. [https://doi.org/10.1016/S0009-2541\(01\)00278-9](https://doi.org/10.1016/S0009-2541(01)00278-9)
- Egloff, J., Johnson, G.L., 1979. Erosional and Depositional Structures of the Southwest Iceland Insular Margin: Thirteen Geophysical Profiles: Rifted Margins.
- Eldevik, T., Nilsen, J.E.Ø., Iovino, D., Anders Olsson, K., Sandø, A.B., Drange, H., 2009. Observed sources and variability of Nordic seas overflow. *Nature Geosci* 2, 406–410. <https://doi.org/10.1038/ngeo518>
- Emiliani, C., 1955. Pleistocene Temperatures. *The journal of geology* 63, 538–578.
- EPICA Community Members, 2006. One-to-one coupling of glacial climate variability in Greenland and Antarctica. *Nature* 444, 195–198. <https://doi.org/10.1038/nature05301>
- Eynaud, F., 2011. Planktonic foraminifera in the Arctic: potentials and issues regarding modern and quaternary populations. *IOP Conf. Ser.: Earth Environ. Sci.* 14, 012005. <https://doi.org/10.1088/1755-1315/14/1/012005>
- Fairbanks, R.G., 1989. A 17,000-year glacio-eustatic sea level record: influence of glacial melting rates on the Younger Dryas event and deep-ocean circulation. *Nature* 342, 637–642. <https://doi.org/10.1038/342637a0>
- Friedman, G.M., Sanders, J.E., 1978. *Principles of sedimentology*. Wiley.
- Furze, M.F.A., Pieńkowski, A.J., McNeely, M.A., Bennett, R., Cage, A.G., 2017. Deglaciation and ice shelf development at the northeast margin of the Laurentide Ice Sheet during the Younger Dryas chronozone. *Boreas* 47, 271–296. <https://doi.org/10.1111/bor.12265>
- Galaasen, E.V., Ninnemann, U.S., Irvani, N., Kleiven, H. (Kikki) F., Rosenthal, Y., Kissel, C., Hodell, D.A., 2014. Rapid Reductions in North Atlantic Deep Water During the Peak of the Last Interglacial Period. *Science* 343, 1129–1132. <https://doi.org/10.1126/science.1248667>
- Galaasen, E.V., Ninnemann, U.S., Kessler, A., Irvani, N., Rosenthal, Y., Tjiputra, J., Bouttes,

- N., Roche, D.M., Kleiven, H. (Kikki) F., Hodell, D.A., 2020. Interglacial instability of North Atlantic Deep Water ventilation. *Science* 367, 1485–1489. <https://doi.org/10.1126/science.aay6381>
- Ganopolski, A., Rahmstorf, S., 2001. Rapid changes of glacial climate simulated in a coupled climate model. *Nature* 409, 153–158. <https://doi.org/10.1038/35051500>
- Ge, L., Lai, W., Lin, Y., 2005. Influence of and correction for moisture in rocks, soils and sediments on in situ XRF analysis. *X-Ray Spectrom.* 34, 28–34. <https://doi.org/10.1002/xrs.782>
- Georgiadis, E., Giraudeau, J., Martinez, P., Lajeunesse, P., St-Onge, G., Schmidt, S., Massé, G., 2018. Deglacial to postglacial history of Nares Strait, Northwest Greenland: a marine perspective from Kane Basin. *Clim. Past* 14, 1991–2010. <https://doi.org/10.5194/cp-14-1991-2018>
- Govin, A., Braconnot, P., Capron, E., Cortijo, E., Duplessy, J.-C., Jansen, E., Labeyrie, L., Landais, A., Marti, O., Michel, E., Mosquet, E., Risebrobakken, B., Swingedouw, D., Waelbroeck, C., 2012. Persistent influence of ice sheet melting on high northern latitude climate during the early Last Interglacial. *Clim. Past* 8, 483–507. <https://doi.org/10.5194/cp-8-483-2012>
- Govin, A., Capron, E., Tzedakis, P.C., Verheyden, S., Ghaleb, B., Hillaire-Marcel, C., St-Onge, G., Stoner, J.S., Bassinot, F., Bazin, L., Blunier, T., Combourieu-Nebout, N., El Ouahabi, A., Genty, D., Gersonde, R., Jimenez-Amat, P., Landais, A., Martrat, B., Masson-Delmotte, V., Parrenin, F., Seidenkrantz, M.-S., Veres, D., Waelbroeck, C., Zahn, R., 2015. Sequence of events from the onset to the demise of the Last Interglacial: Evaluating strengths and limitations of chronologies used in climatic archives. *Quaternary Science Reviews* 129, 1–36. <https://doi.org/10.1016/j.quascirev.2015.09.018>
- Grant, K.M., Rohling, E.J., Ramsey, C.B., Cheng, H., Edwards, R.L., Florindo, F., Heslop, D., Marra, F., Roberts, A.P., Tamisiea, M.E., Williams, F., 2014. Sea-level variability over five glacial cycles. *Nat Commun* 5, 5076. <https://doi.org/10.1038/ncomms6076>
- Gray, W.R., De Lavergne, C., Inglis Wills, R.C., Menviel, L., Spence, P., Holzer, M., Kageyama, M., Michel, E., 2023. Poleward Shift in the Southern Hemisphere Westerly Winds Synchronous With the Deglacial Rise in CO₂. *Paleoceanog and Paleoclimatol* 38, e2023PA004666. <https://doi.org/10.1029/2023PA004666>
- Grieken, R. van, Markowicz, A. (Eds.), 2002. *Handbook of X-ray spectrometry*, 2nd ed., rev. expanded. ed, Practical spectroscopy. Marcel Dekker, New York.
- Grousset, F., Latouche, C., Parra, M., 1982. Late Quaternary sedimentation between the Gibbs Fracture and the Greenland Basin: Mineralogical and geochemical data. *Marine Geology* 47, 303–330. [https://doi.org/10.1016/0025-3227\(82\)90074-3](https://doi.org/10.1016/0025-3227(82)90074-3)
- Grützner, J., Higgins, S.M., 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, 17. <https://doi.org/10.1029/2009PA001873>
- Guihou, A., Pichat, S., Govin, A., Nave, S., Michel, E., Duplessy, J.-C., Telouk, P., Labeyrie, L., 2011. Enhanced Atlantic Meridional Overturning Circulation supports the Last Glacial Inception. *Quaternary Science Reviews* 30, 1576–1582. <https://doi.org/10.1016/j.quascirev.2011.03.017>
- Guihou, A., Pichat, S., Nave, S., Govin, A., Labeyrie, L., Michel, E., Waelbroeck, C., 2010. Late slowdown of the Atlantic Meridional Overturning Circulation during the Last Glacial Inception: New constraints from sedimentary (²³¹Pa/²³⁰Th). *Earth and Planetary Science Letters* 289, 520–529. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2009.11.045>
- Hartz, N., Milthers, V., 1901. Det sennglaciale ler i Allerød Teglværksgrav.

- Hass, H.C., 2002. A method to reduce the influence of ice-rafted debris on a grain size record from northern Fram Strait, Arctic Ocean. *Polar Research* 21, 299–306. <https://doi.org/10.3402/polar.v21i2.6491>
- Hatfield, R.G., Reyes, A.V., Stoner, J.S., Carlson, A.E., Beard, B.L., Winsor, K., Welke, B., 2016. Interglacial responses of the southern Greenland ice sheet over the last 430,000 years determined using particle-size specific magnetic and isotopic tracers. *Earth and Planetary Science Letters* 454, 225–236. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2016.09.014>
- Hátún, H., Sandø, A.B., Drange, H., Hansen, B., Valdimarsson, H., 2005. Influence of the Atlantic Subpolar Gyre on the Thermohaline Circulation. *Science* 309, 1841–1844. <https://doi.org/10.1126/science.1114777>
- Heaton, T.J., Köhler, P., Butzin, M., Bard, E., Reimer, R.W., Austin, W.E.N., Bronk Ramsey, C., Grootes, P.M., Hughen, K.A., Kromer, B., Reimer, P.J., Adkins, J., Burke, A., Cook, M.S., Olsen, J., Skinner, L.C., 2020. Marine20—The Marine Radiocarbon Age Calibration Curve (0–55,000 cal BP). *Radiocarbon* 62, 779–820. <https://doi.org/10.1017/RDC.2020.68>
- Heinrich, H., 1988. Origin and Consequences of Cyclic Ice Rafting in the Northeast Atlantic Ocean During the Past 130,000 Years. *Quat. res.* 29, 142–152. [https://doi.org/10.1016/0033-5894\(88\)90057-9](https://doi.org/10.1016/0033-5894(88)90057-9)
- Henry, L.G., McManus, J.F., Curry, W.B., Roberts, N.L., Piotrowski, A.M., Keigwin, L.D., 2016. North Atlantic ocean circulation and abrupt climate change during the last glaciation. *Science* 353, 470–474. <https://doi.org/10.1126/science.aaf5529>
- Hodell, D.A., Channell, J.E.T., 2016. Mode transitions in Northern Hemisphere glaciation: co-evolution of millennial and orbital variability in Quaternary climate. *Clim. Past* 12, 1805–1828. <https://doi.org/10.5194/cp-12-1805-2016>
- Hodell, D.A., Channell, J.E.T., Curtis, J.H., Romero, O.E., 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, PA4218. <https://doi.org/10.1029/2008PA001591>
- Hodell, D.A., Crowhurst, S.J., Lourens, L., Margari, V., Nicolson, J., Rolfe, J.E., Skinner, L.C., Thomas, N.C., Tzedakis, P.C., Mleneck-Vautravers, M.J., Wolff, E.W., 2023. A 1.5-million-year record of orbital and millennial climate variability in the North Atlantic. *Clim. Past* 19, 607–636. <https://doi.org/10.5194/cp-19-607-2023>
- Hodell, D.A., Lourens, L., Crowhurst, S., Konijnendijk, T., Tjallingii, R., Jiménez-Espejo, F., Skinner, L., Tzedakis, P.C., Abrantes, F., Acton, G.D., Alvarez Zarikian, C.A., Bahr, A., Balestra, B., Barranco, E.L., Carrara, G., Ducassou, E., Flood, R.D., Flores, J.-A., Furota, S., Grimalt, J., Grunert, P., Hernández-Molina, J., Kim, J.K., Krissek, L.A., Kuroda, J., Li, B., Lofi, J., Margari, V., Martrat, B., Miller, M.D., Nanayama, F., Nishida, N., Richter, C., Rodrigues, T., Rodríguez-Tovar, F.J., Roque, A.C.F., Sanchez Goñi, M.F., Sierro Sánchez, F.J., Singh, A.D., Sloss, C.R., Stow, D.A.V., Takashimizu, Y., Tzanova, A., Voelker, A., Xuan, C., Williams, T., 2015. A reference time scale for Site U1385 (Shackleton Site) on the SW Iberian Margin. *Global and Planetary Change* 133, 49–64. <https://doi.org/10.1016/j.gloplacha.2015.07.002>
- Hodell, D.A., Minth, E.K., Curtis, J.H., McCave, I.N., Hall, I.R., Channell, J.E.T., Xuan, C., 2009. Surface and deep-water hydrography on Gardar Drift (Iceland Basin) during the last interglacial period. *Earth and Planetary Science Letters* 288, 10–19. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2009.08.040>
- Hoffman, J.S., Clark, P.U., Parnell, A.C., He, F., 2017. Regional and global sea-surface temperatures during the last interglaciation. *Science* 355, 276–279. <https://doi.org/10.1126/science.aai8464>
- Hoffmann, S.S., Dalsing, R.E., Murphy, S.C., 2019. Sortable silt records of intermediate-depth

- circulation and sedimentation in the Southwest Labrador Sea since the Last Glacial Maximum. *Quaternary Science Reviews* 206, 99–110. <https://doi.org/10.1016/j.quascirev.2018.12.028>
- Holmes, D.E., Babila, T.L., Ninnemann, U., Bromley, G., Tyrrell, S., Paterson, G.A., Curran, M.J., Morley, A., 2022. Reorganization of Atlantic Waters at sub-polar latitudes linked to deep-water overflow in both glacial and interglacial climate states. *Clim. Past* 18, 989–1009. <https://doi.org/10.5194/cp-18-989-2022>
- Imbrie, J., Hays, J.D., Martinson, D.G., McIntyre, A., Mix, A.C., Morley, J.J., Pisias, N.G., Prell, W.L., Shackleton, N.J., 1984. The orbital theory of Pleistocene climate: support from a revised chronology of the marine $\delta^{18}\text{O}$ record 269–305.
- Jansen, J.H.F., Van der Gaast, S.J., Koster, B., Vaars, A.J., 1998. CORTEX, a shipboard XRF-scanner for element analyses in split sediment cores. *Marine Geology* 151, 143–153. [https://doi.org/10.1016/S0025-3227\(98\)00074-7](https://doi.org/10.1016/S0025-3227(98)00074-7)
- Jaume-Seguí, M., Kim, J., Pena, L.D., Goldstein, S.L., Knudson, K.P., Yehudai, M., Hartman, A.E., Bolge, L., Ferretti, P., 2021. Distinguishing Glacial AMOC and Interglacial Non-AMOC Nd Isotopic Signals in the Deep Western Atlantic Over the Last 1 Myr. *Paleoceanography and Paleoclimatology* 36. <https://doi.org/10.1029/2020PA003877>
- Jenkins, R., De Vries, J.L., 1970. *Practical X-ray spectrometry*. Macmillan International Higher Education.
- Jenkins, R., Manne, R., Robin, R., Senemaud, C., 1991. IUPAC—nomenclature system for x-ray spectroscopy. *X-Ray Spectrometry* 20, 149–155.
- Jennings, A., Sheldon, C., Cronin, T., Francus, P., Stoner, J., Andrews, J., 2011. The Holocene History of Nares Strait: Transition from Glacial Bay to Arctic-Atlantic Throughflow. *Oceanog.* 24, 26–41. <https://doi.org/10.5670/oceanog.2011.52>
- Jennings, A.E., Andrews, J.T., Oliver, B., Walczak, M., Mix, A., 2019. Retreat of the Smith Sound Ice Stream in the Early Holocene. *Boreas* 48, 825–840. <https://doi.org/10.1111/bor.12391>
- Jiang, Z., Brierley, C., Thornalley, D., Sax, S., 2023. No changes in overall AMOC strength in interglacial PMIP4 time slices. *Clim. Past* 19, 107–121. <https://doi.org/10.5194/cp-19-107-2023>
- Jochumsen, K., Quadfasel, D., Valdimarsson, H., Jónsson, S., 2012. Variability of the Denmark Strait overflow: Moored time series from 1996-2011. *J. Geophys. Res.* 117, n/a-n/a. <https://doi.org/10.1029/2012JC008244>
- Jonkers, L., Barker, S., Hall, I.R., Prins, M.A., 2015. Correcting for the influence of ice-rafted detritus on grain size-based paleocurrent speed estimates. *Paleoceanography* 30, 1347–1357. <https://doi.org/10.1002/2015PA002830>
- Jouzel, J., Masson-Delmotte, V., Cattani, O., Dreyfus, G., Falourd, S., Hoffmann, G., Minster, B., Nouet, J., Barnola, J.M., Chappellaz, J., Fischer, H., Gallet, J.C., Johnsen, S., Leuenberger, M., Loulergue, L., Luethi, D., Oerter, H., Parrenin, F., Raisbeck, G., Raynaud, D., Schilt, A., Schwander, J., Selmo, E., Souchez, R., Spahni, R., Stauffer, B., Steffensen, J.P., Stenni, B., Stocker, T.F., Tison, J.L., Werner, M., Wolff, E.W., 2007. Orbital and Millennial Antarctic Climate Variability over the Past 800,000 Years. *Science* 317, 793–796. <https://doi.org/10.1126/science.1141038>
- Kanzow, T., Zenk, W., 2014. Structure and transport of the Iceland Scotland Overflow plume along the Reykjanes Ridge in the Iceland Basin. *Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers* 86, 82–93. <https://doi.org/10.1016/j.dsr.2013.11.003>
- Kido, Y., Koshikawa, T., Tada, R., 2006. Rapid and quantitative major element analysis method for wet fine-grained sediments using an XRF microscanner. *Marine Geology* 229, 209–225. <https://doi.org/10.1016/j.margeo.2006.03.002>
- Kim, J., Goldstein, S.L., Pena, L.D., Jaume-Seguí, M., Knudson, K.P., Yehudai, M., Bolge, L.,

2021. North Atlantic Deep Water during Pleistocene interglacials and glacials. *Quaternary Science Reviews* 269, 107146. <https://doi.org/10.1016/j.quascirev.2021.107146>
- Kissel, C., 2005. Magnetic signature of rapid climatic variations in glacial North Atlantic, a review. *Comptes Rendus Geoscience* 337, 908–918. <https://doi.org/10.1016/j.crte.2005.04.009>
- Kissel, C., Laj, C., Labeyrie, L., Dokken, T., Voelker, A., Blamart, D., 1999. Rapid climatic variations during marine isotopic stage 3: magnetic analysis of sediments from Nordic Seas and North Atlantic. *Earth and Planetary Science Letters* 171, 489–502. [https://doi.org/10.1016/S0012-821X\(99\)00162-4](https://doi.org/10.1016/S0012-821X(99)00162-4)
- Kissel, C., Laj, C., Mulder, T., Wandres, C., Cremer, M., 2009. The magnetic fraction: A tracer of deep water circulation in the North Atlantic. *Earth and Planetary Science Letters* 288, 444–454. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2009.10.005>
- Kissel, C., Laj, C., Piotrowski, A.M., Goldstein, S.L., Hemming, S.R., 2008. Millennial-scale propagation of Atlantic deep waters to the glacial Southern Ocean. *Paleoceanography* 23, n/a-n/a. <https://doi.org/10.1029/2008PA001624>
- Kissel, C., Van Toer, A., Laj, C., Cortijo, E., Michel, E., 2013. Variations in the strength of the North Atlantic bottom water during Holocene. *Earth and Planetary Science Letters* 369–370, 248–259. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2013.03.042>
- Kleiven, F., Hall, I.R., McCave, I.N., Knorr, G., Jansen, E., 2011. Coupled deep-water flow and climate variability in the middle Pleistocene North Atlantic. *Geology* 39, 343–346. <https://doi.org/10.1130/G31651.1>
- Klockenkamper, R., 1997. Total-reflection X-ray fluorescence analysis. *Chemical Analysis Monograph Series*.
- Klockmann, M., Mikolajewicz, U., Kleppin, H., Marotzke, J., 2020. Coupling of the Subpolar Gyre and the Overturning Circulation During Abrupt Glacial Climate Transitions. *Geophys. Res. Lett.* 47. <https://doi.org/10.1029/2020GL090361>
- Kopp, R.E., Simons, F.J., Mitrovica, J.X., Maloof, A.C., Oppenheimer, M., 2013. A probabilistic assessment of sea level variations within the last interglacial stage. *Geophysical Journal International* 193, 711–716. <https://doi.org/10.1093/gji/ggt029>
- Koshikawa, T., Kido, Y., Tada, R., 2003. High-Resolution Rapid Elemental Analysis Using an XRF Microscanner. *Journal of Sedimentary Research* 73, 824–829. <https://doi.org/10.1306/020503730824>
- Kroopnick, P.M., 1985. The distribution of ^{13}C of ΣCO_2 in the world oceans. *Deep Sea Research Part A. Oceanographic Research Papers* 32, 57–84. [https://doi.org/10.1016/0198-0149\(85\)90017-2](https://doi.org/10.1016/0198-0149(85)90017-2)
- Labeyrie, L., Leclaire, H., Waelbroeck, C., Cortijo, E., Duplessy, J.-C., Vidal, L., Elliot, M., Le Coat, B., Auffret, G., 1999. Temporal variability of the surface and deep waters of the North West Atlantic Ocean at orbital and millennial scales, in: Clark, U., Webb, S., Keigwin, D. (Eds.), *Geophysical Monograph Series*. American Geophysical Union, Washington, D. C., pp. 77–98. <https://doi.org/10.1029/GM112p0077>
- Lacan, F., Jeandel, C., 2005. Acquisition of the neodymium isotopic composition of the North Atlantic Deep Water. *Geochem. Geophys. Geosyst.* 6, n/a-n/a. <https://doi.org/10.1029/2005GC000956>
- Lacourse, T., Gajewski, K., 2020. Current practices in building and reporting age-depth models. *Quat. res.* 96, 28–38. <https://doi.org/10.1017/qua.2020.47>
- Laj, C., 2003. MD 132 / P.I.C.A.S.S.O.-IMAGES11 cruise, Marion Dufresne R/V. <https://doi.org/10.17600/3200050>
- Laj, C., Guillou, H., Kissel, C., 2014. Dynamics of the earth magnetic field in the 10–75 kyr period comprising the Laschamp and Mono Lake excursions: New results from the

- French Chaîne des Puys in a global perspective. *Earth and Planetary Science Letters* 387, 184–197. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2013.11.031>
- Laj, C., Kissel, C., Beer, J., 2004. High Resolution Global Paleointensity Stack Since 75 kyr (GLOPIS-75) Calibrated to Absolute Values, in: Channell, J.E.T., Kent, D.V., Lowrie, W., Meert, J.G. (Eds.), *Geophysical Monograph Series*. American Geophysical Union, Washington, D. C., pp. 255–265. <https://doi.org/10.1029/145GM19>
- Laj, C., Kissel, C., Mazaud, A., Channell, J.E.T., Beer, J., 2000. North Atlantic palaeointensity stack since 75ka (NAPIS-75) and the duration of the Laschamp event. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 358, 1009–1025. <https://doi.org/10.1098/rsta.2000.0571>
- Lambeck, K., Rouby, H., Purcell, A., Sun, Y., Sambridge, M., 2014. Sea level and global ice volumes from the Last Glacial Maximum to the Holocene. *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* 111, 15296–15303. <https://doi.org/10.1073/pnas.1411762111>
- Lambelet, M., van de Flierdt, T., Crocket, K., Rehkämper, M., Kreissig, K., Coles, B., Rijkenberg, M.J.A., Gerringa, L.J.A., de Baar, H.J.W., Steinfeldt, R., 2016. Neodymium isotopic composition and concentration in the western North Atlantic Ocean: Results from the GEOTRACES GA02 section. *Geochimica et Cosmochimica Acta* 177, 1–29. <https://doi.org/10.1016/j.gca.2015.12.019>
- Lamy, F., Arz, H.W., Kilian, R., Lange, C.B., Lembke-Jene, L., Wengler, M., Kaiser, J., Baeza-Urrea, O., Hall, I.R., Harada, N., Tiedemann, R., 2015. Glacial reduction and millennial-scale variations in Drake Passage throughflow. *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* 112, 13496–13501. <https://doi.org/10.1073/pnas.1509203112>
- Landais, A., Stenni, B., Masson-Delmotte, V., Jouzel, J., Cauquoin, A., Fourné, E., Minster, B., Selmo, E., Extier, T., Werner, M., Vimeux, F., Uemura, R., Crotti, I., Grisart, A., 2021. Interglacial Antarctic–Southern Ocean climate decoupling due to moisture source area shifts. *Nat. Geosci.* 14, 918–923. <https://doi.org/10.1038/s41561-021-00856-4>
- Larsen, H.C., Saunders, A.D., Clift, P.D., Beget, J., Wei, W., Spezzaferri, S., 1994. Seven Million Years of Glaciation in Greenland. *Science* 264, 952–955. <https://doi.org/10.1126/science.264.5161.952>
- Lascu, I., Feinberg, J.M., Dorale, J.A., Cheng, H., Edwards, R.L., 2016. Age of the Laschamp excursion determined by U-Th dating of a speleothem geomagnetic record from North America. *Geology* 44, 139–142. <https://doi.org/10.1130/G37490.1>
- Laskar, J., Robutel, P., Joutel, F., Gastineau, M., Correia, A.C.M., Levrard, B., 2004. A long-term numerical solution for the insolation quantities of the Earth. *A&A* 428, 261–285. <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20041335>
- LeBel, D.A., Smethie, W.M., Rhein, M., Kieke, D., Fine, R.A., Bullister, J.L., Min, D.-H., Roether, W., Weiss, R.F., Andrié, C., Smythe-Wright, D., Peter Jones, E., 2008. The formation rate of North Atlantic Deep Water and Eighteen Degree Water calculated from CFC-11 inventories observed during WOCE. *Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers* 55, 891–910. <https://doi.org/10.1016/j.dsr.2008.03.009>
- Li, G., Piper, D.J.W., 2015. The influence of meltwater on the Labrador Current in Heinrich event 1 and the Younger Dryas. *Quaternary Science Reviews* 107, 129–137. <https://doi.org/10.1016/j.quascirev.2014.10.021>
- Lippold, J., Grütznér, J., Winter, D., Lahaye, Y., Mangini, A., Christl, M., 2009. Does sedimentary $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ from the Bermuda Rise monitor past Atlantic Meridional Overturning Circulation? *Geophys. Res. Lett.* 36, L12601. <https://doi.org/10.1029/2009GL038068>
- Lippold, J., Gutjahr, M., Blaser, P., Christner, E., de Carvalho Ferreira, M.L., Mulitza, S., Christl, M., Wombacher, F., Böhm, E., Antz, B., Cartapanis, O., Vogel, H., Jaccard, S.L., 2016. Deep water provenance and dynamics of the (de)glacial Atlantic meridional

- overturning circulation. *Earth and Planetary Science Letters* 445, 68–78. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2016.04.013>
- Lisiecki, L.E., Raymo, M.E., 2005. A Pliocene-Pleistocene stack of 57 globally distributed benthic $\delta^{18}\text{O}$ records. *Paleoceanography* 20, PA1003. <https://doi.org/10.1029/2004PA001071>
- Lofverstrom, M., Thompson, D.M., Otto-Bliesner, B.L., Brady, E.C., 2022. The importance of Canadian Arctic Archipelago gateways for glacial expansion in Scandinavia. *Nat. Geosci.* 15, 482–488. <https://doi.org/10.1038/s41561-022-00956-9>
- Lougheed, B.C., Obrochta, S.P., 2019. A Rapid, Deterministic Age-Depth Modeling Routine for Geological Sequences With Inherent Depth Uncertainty. *Paleoceanography and Paleoclimatology* 34, 122–133. <https://doi.org/10.1029/2018PA003457>
- Loulergue, L., Schilt, A., Spahni, R., Masson-Delmotte, V., Blunier, T., Lemieux, B., Barnola, J.-M., Raynaud, D., Stocker, T.F., Chappellaz, J., 2008. Orbital and millennial-scale features of atmospheric CH_4 over the past 800,000 years. *Nature* 453, 383–386. <https://doi.org/10.1038/nature06950>
- Lynch-Stieglitz, J., 2017. The Atlantic Meridional Overturning Circulation and Abrupt Climate Change. *Annu. Rev. Mar. Sci.* 9, 83–104. <https://doi.org/10.1146/annurev-marine-010816-060415>
- Lynch-Stieglitz, J., Adkins, J.F., Curry, W.B., Dokken, T., Hall, I.R., Herguera, J.C., Hirschi, J.J.-M., Ivanova, E.V., Kissel, C., Marchal, O., Marchitto, T.M., McCave, I.N., McManus, J.F., Mulitza, S., Ninnemann, U., Peeters, F., Yu, E.-F., Zahn, R., 2007. Atlantic Meridional Overturning Circulation During the Last Glacial Maximum. *Science* 316, 66–69. <https://doi.org/10.1126/science.1137127>
- Lynch-Stieglitz, J., Marchitto, T.M., 2014. Tracers of Past Ocean Circulation, in: *Treatise on Geochemistry*. Elsevier, pp. 435–451. <https://doi.org/10.1016/B978-0-08-095975-7.00616-1>
- Malaizé, B., Jullien, E., Tisserand, A., Skonieczny, C., Grousset, E.F., Eynaud, F., Kissel, C., Bonnin, J., Karstens, S., Martinez, P., Bory, A., Bout-Roumazielles, V., Caley, T., Crosta, X., Charlier, K., Rossignol, L., Flores, J.-A., Schneider, R., 2012. The impact of African aridity on the isotopic signature of Atlantic deep waters across the Middle Pleistocene Transition. *Quat. res.* 77, 182–191. <https://doi.org/10.1016/j.yqres.2011.09.010>
- Mao, L., Piper, D.J.W., Saint-Ange, F., Andrews, J.T., 2018. Labrador Current fluctuation during the last glacial cycle. *Marine Geology* 395, 234–246. <https://doi.org/10.1016/j.margeo.2017.10.012>
- Marino, G., Rohling, E.J., Rodríguez-Sanz, L., Grant, K.M., Heslop, D., Roberts, A.P., Stanford, J.D., Yu, J., 2015. Bipolar seesaw control on last interglacial sea level. *Nature* 522, 197–201. <https://doi.org/10.1038/nature14499>
- Marshall, N.R., Piper, D.J.W., Saint-Ange, F., Campbell, D.C., 2014. Late Quaternary history of contourite drifts and variations in Labrador Current flow, Flemish Pass, offshore eastern Canada. *Geo-Mar Lett* 34, 457–470. <https://doi.org/10.1007/s00367-014-0377-z>
- Martínez-Méndez, G., Zahn, R., Hall, I.R., Pena, L.D., Cacho, I., 2008. 345,000-year-long multi-proxy records off South Africa document variable contributions of Northern versus Southern Component Water to the Deep South Atlantic. *Earth and Planetary Science Letters* 267, 309–321. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2007.11.050>
- Martrat, B., Grimalt, J.O., Shackleton, N.J., de Abreu, L., Hutterli, M.A., Stocker, T.F., 2007. Four Climate Cycles of Recurring Deep and Surface Water Destabilizations on the Iberian Margin. *Science* 317, 502–507. <https://doi.org/10.1126/science.1139994>
- Mauritzen, C., 1996. Production of dense overflow waters feeding the North Atlantic across the

- Greenland-Scotland Ridge. Part 1: Evidence for a revised circulation scheme. *Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers* 43, 769–806. [https://doi.org/10.1016/0967-0637\(96\)00037-4](https://doi.org/10.1016/0967-0637(96)00037-4)
- Max, L., Nürnberg, D., Chiessi, C.M., Lenz, M.M., Mulitza, S., 2022. Subsurface ocean warming preceded Heinrich Events. *Nat Commun* 13, 4217. <https://doi.org/10.1038/s41467-022-31754-x>
- Mazaud, A., Channell, J.E.T., Stoner, J.S., 2012. Relative paleointensity and environmental magnetism since 1.2Ma at IODP site U1305 (Eirik Drift, NW Atlantic). *Earth and Planetary Science Letters* 357–358, 137–144. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2012.09.037>
- Mazaud, A., Michel, E., Dewilde, F., Turon, J.L., 2010. Variations of the Antarctic Circumpolar Current intensity during the past 500 ka. *Geochem. Geophys. Geosyst.* 11, n/a-n/a. <https://doi.org/10.1029/2010GC003033>
- McCave, I.N., Andrews, J.T., 2019a. Distinguishing current effects in sediments delivered to the ocean by ice. I. Principles, methods and examples. *Quaternary Science Reviews* 212, 92–107. <https://doi.org/10.1016/j.quascirev.2019.03.031>
- McCave, I.N., Andrews, J.T., 2019b. Distinguishing current effects in sediments delivered to the ocean by ice. II. Glacial to Holocene changes in high latitude North Atlantic upper ocean flows. *Quaternary Science Reviews* 223, 105902. <https://doi.org/10.1016/j.quascirev.2019.105902>
- McCave, I.N., Hall, I.R., 2006. Size sorting in marine muds: Processes, pitfalls, and prospects for paleoflow-speed proxies. *Geochem. Geophys. Geosyst.* 7, 37. <https://doi.org/10.1029/2006GC001284>
- McCave, I.N., Hall, I.R., Bianchi, G.G., 2006. Laser vs. settling velocity differences in silt grain-size measurements: estimation of palaeocurrent vigour. *Sedimentology* 53, 919–928. <https://doi.org/10.1111/j.1365-3091.2006.00783.x>
- McCave, I.N., Lonsdale, P.F., Hollister, C.D., Gardner, W.D., 1980. Sediment Transport Over the Hatton and Gardar Contourite Drifts. *SEPM JSR Vol. 50*, 1049–1062. <https://doi.org/10.1306/212F7B76-2B24-11D7-8648000102C1865D>
- McCave, I.N., Manighetti, B., Robinson, S.G., 1995. Sortable silt and fine sediment size/composition slicing: parameters for palaeocurrent speed and palaeoceanography. *Paleoceanography and Paleoclimatology* 10, 593–610. <https://doi.org/10.1029/94PA03039>
- McCave, I.N., Thornalley, D.J.R., Hall, I.R., 2017. Relation of sortable silt grain-size to deep-sea current speeds: Calibration of the ‘Mud Current Meter.’ *Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers* 127, 1–12. <https://doi.org/10.1016/j.dsr.2017.07.003>
- McCave, I.N., Tucholke, B.E., 1986. Deep current-controlled sedimentation in the western North Atlantic.
- McManus, J.F., Francois, R., Gherardi, J.-M., Keigwin, L.D., Brown-Leger, S., 2004. Collapse and rapid resumption of Atlantic meridional circulation linked to deglacial climate changes. *Nature* 428, 834–837. <https://doi.org/10.1038/nature02494>
- McManus, J.F., Oppo, D.W., Cullen, J.L., 1999. A 0.5-Million-Year Record of Millennial-Scale Climate Variability in the North Atlantic. *Science* 283, 971–975. <https://doi.org/10.1126/science.283.5404.971>
- Menviel, L., Capron, E., Govin, A., Dutton, A., Tarasov, L., Abe-Ouchi, A., Drysdale, R.N., Gibbard, P.L., Gregoire, L., He, F., Ivanovic, R.F., Kageyama, M., Kawamura, K., Landais, A., Otto-Bliesner, B.L., Oyabu, I., Tzedakis, P.C., Wolff, E., Zhang, X., 2019. The penultimate deglaciation: protocol for Paleoclimate Modelling Intercomparison Project (PMIP) phase 4 transient numerical simulations between 140 and 127 ka, version 1.0. *Geosci. Model Dev.* 12, 3649–3685. <https://doi.org/10.5194/gmd-12-3649->

2019

- Middleton, G.V., 1976. Hydraulic Interpretation of Sand Size Distributions. *The Journal of Geology* 84, 405–426. <https://doi.org/10.1086/628208>
- Mie, G., 1912. Grundlagen einer Theorie der Materie. *Ann. Phys.* 344, 1–40. <https://doi.org/10.1002/andp.19123441102>
- Milanković, M., 1941. *Kanon der Erdbestrahlung und seine Anwendung auf das Eiszeitenproblem*: Éditions speciales/Académie royale Serbe; 132: Section des sciences mathématiques et naturelles.
- Miller, M.C., McCAYE, I.N., Komar, P.D., 1977. Threshold of sediment motion under unidirectional currents. *Sedimentology* 24, 507–527. <https://doi.org/10.1111/j.1365-3091.1977.tb00136.x>
- Mirzaloo, M., Nürnberg, D., Kienast, M., Lubbe, H.J.L., 2019. Synchronous changes in sediment transport and provenance at the Iceland-Faroe Ridge linked to millennial climate variability from 55 to 6 ka BP. *Geochem. Geophys. Geosyst.* 20, 4184–4201. <https://doi.org/10.1029/2019GC008298>
- Moffa-Sánchez, P., Hall, I.R., Thornalley, D.J.R., Barker, S., Stewart, C., 2015. Changes in the strength of the Nordic Seas Overflows over the past 3000 years. *Quaternary Science Reviews* 123, 134–143. <https://doi.org/10.1016/j.quascirev.2015.06.007>
- Moffa-Sánchez, P., Moreno-Chamarro, E., Reynolds, D.J., Ortega, P., Cunningham, L., Swingedouw, D., Amrhein, D.E., Halfar, J., Jonkers, L., Jungclaus, J.H., Perner, K., Wanamaker, A., Yeager, S., 2019. Variability in the Northern North Atlantic and Arctic Oceans Across the Last Two Millennia: A Review. *Paleoceanography and Paleoclimatology* 34, 1399–1436. <https://doi.org/10.1029/2018PA003508>
- Mokeddem, Z., McManus, J.F., 2017. Insights into North Atlantic deep water formation during the peak interglacial interval of Marine Isotope Stage 9 (MIS 9). *Clim Dyn* 49, 3193–3208. <https://doi.org/10.1007/s00382-016-3505-9>
- Moros, M., Endler, R., Lackschewitz, K.S., Wallrabe-Adams, H.-J., Mienert, J., Lemke, W., 1997. Physical properties of Reykjanes Ridge sediments and their linkage to high-resolution Greenland Ice Sheet Project 2 ice core data. *Paleoceanography* 12, 687–695. <https://doi.org/10.1029/97PA02030>
- Moros, M., Kuijpers, A., Snowball, I., Lassen, S., Bäckström, D., Gingele, F., McManus, J., 2002. Were glacial iceberg surges in the North Atlantic triggered by climatic warming? *Marine Geology* 192, 393–417. [https://doi.org/10.1016/S0025-3227\(02\)00592-3](https://doi.org/10.1016/S0025-3227(02)00592-3)
- Moseley, H.G.J., 1913. XCIII. The high-frequency spectra of the elements. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 26, 1024–1034.
- Mulder, T., Hassan, R., Ducassou, E., Zaragosi, S., Gonthier, E., Hanquiez, V., Marchès, E., Toucanne, S., 2013. Contourites in the Gulf of Cadiz: a cautionary note on potentially ambiguous indicators of bottom current velocity. *Geo-Mar Lett* 33, 357–367. <https://doi.org/10.1007/s00367-013-0332-4>
- NEEM community members, 2013. Eemian interglacial reconstructed from a Greenland folded ice core. *Nature* 493, 489–494. <https://doi.org/10.1038/nature11789>
- Nehrbass-Ahles, C., Shin, J., Schmitt, J., Bereiter, B., Joos, F., Schilt, A., Schmidely, L., Silva, L., Teste, G., Grilli, R., Chappellaz, J., Hodell, D., Fischer, H., Stocker, T.F., 2020. Abrupt CO₂ release to the atmosphere under glacial and early interglacial climate conditions. *Science* 369, 1000–1005. <https://doi.org/10.1126/science.aay8178>
- Ng, H.C., Robinson, L.F., McManus, J.F., Mohamed, K.J., Jacobel, A.W., Ivanovic, R.F., Gregoire, L.J., Chen, T., 2018. Coherent deglacial changes in western Atlantic Ocean circulation. *Nat Commun* 9, 2947. <https://doi.org/10.1038/s41467-018-05312-3>
- NGRIP members, 2004. High-resolution record of Northern Hemisphere climate extending into the last interglacial period. *Nature* 431, 147–151. <https://doi.org/10.1038/nature02805>

- Nuber, S., Rae, J.W.B., Zhang, X., Andersen, M.B., Dumont, M.D., Mithan, H.T., Sun, Y., De Boer, B., Hall, I.R., Barker, S., 2023. Indian Ocean salinity build-up primes deglacial ocean circulation recovery. *Nature* 617, 306–311. <https://doi.org/10.1038/s41586-023-05866-3>
- O'Regan, M., Sellén, E., Jakobsson, M., 2014. Middle to late Quaternary grain size variations and sea-ice rafting on the Lomonosov Ridge. *Polar Research* 33, 23672. <https://doi.org/10.3402/polar.v33.23672>
- Oppo, D.W., McManus, J.F., Cullen, J.L., 2006. Evolution and demise of the Last Interglacial warmth in the subpolar North Atlantic. *Quaternary Science Reviews* 25, 3268–3277. <https://doi.org/10.1016/j.quascirev.2006.07.006>
- Osman, M.B., Tierney, J.E., Zhu, J., Tardif, R., Hakim, G.J., King, J., Poulsen, C.J., 2021. Globally resolved surface temperatures since the Last Glacial Maximum. *Nature* 599, 239–244. <https://doi.org/10.1038/s41586-021-03984-4>
- Østerhus, S., Sherwin, T., Quadfasel, D., Hansen, B., 2008. The Overflow Transport East of Iceland, in: Dickson, R.R., Meincke, J., Rhines, P. (Eds.), *Arctic–Subarctic Ocean Fluxes: Defining the Role of the Northern Seas in Climate*. Springer Netherlands, Dordrecht, pp. 427–441. https://doi.org/10.1007/978-1-4020-6774-7_19
- Paillard, D., 2001. Glacial cycles: Toward a new paradigm. *Rev. Geophys.* 39, 325–346. <https://doi.org/10.1029/2000RG000091>
- Paillard, D., Labeyrie, L., Yiou, P., 1996. Macintosh Program performs time-series analysis. *Eos Trans. AGU* 77, 379–379. <https://doi.org/10.1029/96EO00259>
- Parnell-Turner, R., White, N.J., McCave, I.N., Henstock, T.J., Murton, B., Jones, S.M., 2015. Architecture of North Atlantic contourite drifts modified by transient circulation of the Icelandic mantle plume. *Geochem. Geophys. Geosyst.* 16, 3414–3435. <https://doi.org/10.1002/2015GC005947>
- Past Interglacials Working Group of PAGES, 2016. Interglacials of the last 800,000 years: Interglacials of the Last 800,000 Years. *Rev. Geophys.* 54, 162–219. <https://doi.org/10.1002/2015RG000482>
- Paterson, G.A., Heslop, D., 2015. New methods for unmixing sediment grain size data. *Geochem. Geophys. Geosyst.* 16, 4494–4506. <https://doi.org/10.1002/2015GC006070>
- Peeters, F.J.C., Acheson, R., Brummer, G.-J.A., de Ruijter, W.P.M., Schneider, R.R., Ganssen, G.M., Ufkes, E., Kroon, D., 2004. Vigorous exchange between the Indian and Atlantic oceans at the end of the past five glacial periods. *Nature* 430, 661–665. <https://doi.org/10.1038/nature02785>
- Pieńkowski, A.J., England, J.H., Furze, M.F.A., Blasco, S., Mudie, P.J., MacLean, B., 2013. 11,000yrs of environmental change in the Northwest Passage: A multiproxy core record from central Parry Channel, Canadian High Arctic. *Marine Geology* 341, 68–85. <https://doi.org/10.1016/j.margeo.2013.04.008>
- Pieńkowski, A.J., England, J.H., Furze, M.F.A., Marret, F., Eynaud, F., Vilks, G., Maclean, B., Blasco, S., Scourse, J.D., 2012. The deglacial to postglacial marine environments of SE Barrow Strait, Canadian Arctic Archipelago. *Boreas* 41, 141–179. <https://doi.org/10.1111/j.1502-3885.2011.00227.x>
- Pöppelmeier, F., Jeltsch-Thömmes, A., Lippold, J., Joos, F., Stocker, T.F., 2023. Multi-proxy constraints on Atlantic circulation dynamics since the last ice age. *Nat. Geosci.* 16, 349–356. <https://doi.org/10.1038/s41561-023-01140-3>
- Potts, P.J., 1987. X-ray fluorescence analysis: principles and practice of wavelength dispersive spectrometry, in: Potts, P.J. (Ed.), *A Handbook of Silicate Rock Analysis*. Springer Netherlands, Dordrecht, pp. 226–285. https://doi.org/10.1007/978-94-015-3988-3_8
- Poutiers, J., Gonthier, E. (1978). Sur la susceptibilité magnétique des sédiments, indicateurs de la dispersion du matériel volcanoclastique à partir de l'Islande et des Faeroes. *Bull. Inst.*

- Géol. Bassin Aquitaine*, 23, 214–226.
- Praetorius, S.K., McManus, J.F., Oppo, D.W., Curry, W.B., 2008. Episodic reductions in bottom-water currents since the last ice age. *Nature Geosci* 1, 449–452. <https://doi.org/10.1038/ngeo227>
- Rahmstorf, S., 2002. Ocean circulation and climate during the past 120,000 years. *Nature* 419, 207–214. <https://doi.org/10.1038/nature01090>
- Rahmstorf, S., Box, J.E., Feulner, G., Mann, M.E., Robinson, A., Rutherford, S., Schaffernicht, E.J., 2015. Exceptional twentieth-century slowdown in Atlantic Ocean overturning circulation. *Nature Clim Change* 5, 475–480. <https://doi.org/10.1038/nclimate2554>
- Railsback, L.B., Gibbard, P.L., Head, M.J., Voarintsoa, N.R.G., Toucanne, S., 2015. An optimized scheme of lettered marine isotope substages for the last 1.0 million years, and the climatostratigraphic nature of isotope stages and substages. *Quaternary Science Reviews* 111, 94–106. <https://doi.org/10.1016/j.quascirev.2015.01.012>
- Rasmussen, T.L., Thomsen, E., Van Weering, T.C.E., Labeyrie, L., 1996. Rapid changes in surface and deep water conditions at the Faeroe Margin during the last 58,000 years. *Paleoceanography* 11, 757–771. <https://doi.org/10.1029/96PA02618>
- Raymo, M.E., Ruddiman, W.F., Backman, J., Clement, B.M., Martinson, D.G., 1989. Late Pliocene variation in northern hemisphere ice sheets and North Atlantic deep water circulation. *Paleoceanography* 4, 413–446. <https://doi.org/10.1029/PA004i004p00413>
- Richter, T.O., van der Gaast, S., Koster, B., Vaars, A., Gieles, R., de Stigter, H.C., De Haas, H., van Weering, T.C.E., 2006. The Avaatech XRF Core Scanner: technical description and applications to NE Atlantic sediments. Geological Society, London, Special Publications 267, 39–50. <https://doi.org/10.1144/GSL.SP.2006.267.01.03>
- Rosby, T., Flagg, C.N., 2012. Direct measurement of volume flux in the Faroe-Shetland Channel and over the Iceland-Faroe Ridge. *Geophys. Res. Lett.* 39, n/a-n/a. <https://doi.org/10.1029/2012GL051269>
- Ruddiman, W.F., Raymo, M.E., Martinson, D.G., Clement, B.M., Backman, J., 1989. Pleistocene evolution: Northern hemisphere ice sheets and North Atlantic Ocean. *Paleoceanography* 4, 353–412. <https://doi.org/10.1029/PA004i004p00353>
- Sánchez Goñi, M.F., Bard, E., Landais, A., Rossignol, L., d'Errico, F., 2013. Air–sea temperature decoupling in western Europe during the last interglacial–glacial transition. *Nature Geosci* 6, 837–841. <https://doi.org/10.1038/ngeo1924>
- Sarafanov, A., Falina, A., Mercier, H., Sokov, A., Lherminier, P., Gourcuff, C., Gladyshev, S., Gaillard, F., Daniault, N., 2012. Mean full-depth summer circulation and transports at the northern periphery of the Atlantic Ocean in the 2000s. *J. Geophys. Res.* 117. <https://doi.org/10.1029/2011JC007572>
- Saunders, P.M., 1996. The Flux of Dense Cold Overflow Water Southeast of Iceland. *Journal of Physical Oceanography* 26, 85–95.
- Saunders, P.M., 1994. The flux of overflow water through the Charlie-Gibbs Fracture Zone. *J. Geophys. Res.* 99, 12343. <https://doi.org/10.1029/94JC00527>
- Schmidely, L., Nehrbass-Ahles, C., Schmitt, J., Han, J., Silva, L., Shin, J., Joos, F., Chappellaz, J., Fischer, H., Stocker, T.F., 2021. CH₄ and N₂O fluctuations during the penultimate deglaciation. *Clim. Past* 17, 1627–1643. <https://doi.org/10.5194/cp-17-1627-2021>
- Schmittner, A., Gruber, N., Mix, A.C., Key, R.M., Tagliabue, A., Westberry, T.K., 2013. Biology and air–sea gas exchange controls on the distribution of carbon isotope ratios ($\delta^{13}\text{C}$) in the ocean. *Biogeosciences* 10, 5793–5816. <https://doi.org/10.5194/bg-10-5793-2013>
- Seidel, M., Hlawitschka, M., 2015. An R-Based function for modeling of end member compositions. *Math Geosci* 47, 995–1007.
- Sévellec, F., Fedorov, A.V., 2015. Unstable AMOC during glacial intervals and millennial

- variability: The role of mean sea ice extent. *Earth and Planetary Science Letters* 429, 60–68. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2015.07.022>
- Shackleton, N.J., Opdyke, N.D., 1977. Oxygen isotope and palaeomagnetic evidence for early Northern Hemisphere glaciation. *Nature* 270, 216–219. <https://doi.org/10.1038/270216a0>
- Shakun, J.D., Clark, P.U., He, F., Marcott, S.A., Mix, A.C., Liu, Z., Otto-Bliesner, B., Schmittner, A., Bard, E., 2012. Global warming preceded by increasing carbon dioxide concentrations during the last deglaciation. *Nature* 484, 49–54. <https://doi.org/10.1038/nature10915>
- Shimada, C., Sato, T., Toyoshima, S., Yamasaki, M., Tanimura, Y., 2008. Paleocological significance of laminated diatomaceous oozes during the middle-to-late Pleistocene, North Atlantic Ocean (IODP Site U1304). *Marine Micropaleontology* 69, 139–150. <https://doi.org/10.1016/j.marmicro.2008.07.004>
- Shin, J., Nehrbass-Ahles, C., Grilli, R., Chowdhry Beeman, J., Parrenin, F., Teste, G., Landais, A., Schmidely, L., Silva, L., Schmitt, J., Bereiter, B., Stocker, T.F., Fischer, H., Chappellaz, J., 2020. Millennial-scale atmospheric CO₂ variations during the Marine Isotope Stage 6 period (190–135 ka). *Clim. Past* 16, 2203–2219. <https://doi.org/10.5194/cp-16-2203-2020>
- Siegbahn, M., Lindsay, G.A., 1925. *The Spectroscopy of X-rays*. Oxford University Press, H. Milford.
- Singh, H., Singh, A.D., Tripathi, R., Singh, P., Verma, K., Voelker, A.H.L., Hodell, D.A., 2023. Centennial-millennial scale ocean-climate variability in the northeastern Atlantic across the last three terminations. *Global and Planetary Change* 223, 104100. <https://doi.org/10.1016/j.gloplacha.2023.104100>
- Skinner, L.C., Fallon, S., Waelbroeck, C., Michel, E., Barker, S., 2010. Ventilation of the Deep Southern Ocean and Deglacial CO₂ Rise. *Science* 328, 1147–1151. <https://doi.org/10.1126/science.1183627>
- Southard, J.B., Boguchwal, L.A., 1990. Bed Configurations in Steady Unidirectional Water Flows. Part 2. Synthesis of Flume Data. *Journal of Sedimentary Petrology* 60, 658–679.
- Spratt, R.M., Lisiecki, L.E., 2016. A Late Pleistocene sea level stack. *Clim. Past* 12, 1079–1092. <https://doi.org/10.5194/cp-12-1079-2016>
- Stein, R., Hefter, J., Grützner, J., Voelker, A., Naafs, B.D.A., 2009. Variability of surface water characteristics and Heinrich-like events in the Pleistocene midlatitude North Atlantic Ocean: Biomarker and XRD records from IODP Site U1313 (MIS 16-9). *Paleoceanography* 24. <https://doi.org/10.1029/2008PA001639>
- Stevenard, N., Govin, A., Kissel, C., Van Toer, A., 2023. Correction of the IRD Influence for Paleo-Current Flow Speed Reconstructions in Hemipelagic Sediments. *Paleoceanog and Paleoclimatol* 38. <https://doi.org/10.1029/2022PA004500>
- Stevenard, N., Montero-Serrano, J., Eynaud, F., St-Onge, G., Zaragosi, S., Copland, L., 2021. Lateglacial and Holocene sedimentary dynamics in northwestern Baffin Bay as recorded in sediment cores from Cape Norton Shaw Inlet (Nunavut, Canada). *Boreas* bor.12575. <https://doi.org/10.1111/bor.12575>
- Stocker, T.F., Johnsen, S.J., 2003. A minimum thermodynamic model for the bipolar seesaw. *Paleoceanography* 18. <https://doi.org/10.1029/2003PA000920>
- Stommel, H., 1961. Thermohaline Convection with Two Stable Regimes of Flow. *Tellus* 13, 224–230. <https://doi.org/10.1111/j.2153-3490.1961.tb00079.x>
- Stow, D.A.V., Holbrook, J.A., 1984. North Atlantic contourites: an overview. *SP* 15, 245–256. <https://doi.org/10.1144/GSL.SP.1984.015.01.16>
- Süfke, F., Pöppelmeier, F., Goepfert, T.J., Regelous, M., Koutsodendris, A., Blaser, P., Gutjahr, M., Lippold, J., 2019. Constraints on the Northwestern Atlantic Deep Water Circulation

- From $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ During the Last 30,000 Years. *Paleoceanography and Paleoclimatology* 34, 1945–1958. <https://doi.org/10.1029/2019PA003737>
- Sun, Y., Knorr, G., Zhang, X., Tarasov, L., Barker, S., Werner, M., Lohmann, G., 2022. Ice sheet decline and rising atmospheric CO_2 control AMOC sensitivity to deglacial meltwater discharge. *Global and Planetary Change* 210, 103755. <https://doi.org/10.1016/j.gloplacha.2022.103755>
- Sun, Y., McManus, J.F., Clemens, S.C., Zhang, X., Vogel, H., Hodell, D.A., Guo, F., Wang, T., Liu, X., An, Z., 2021. Persistent orbital influence on millennial climate variability through the Pleistocene. *Nat. Geosci.* 14, 812–818. <https://doi.org/10.1038/s41561-021-00794-1>
- Tauxe, L., 1993. Sedimentary records of relative paleointensity of the geomagnetic field: Theory and practice. *Rev. Geophys.* 31, 319. <https://doi.org/10.1029/93RG01771>
- Telford, R., Heegaard, E., Birks, H., 2004. All age–depth models are wrong: but how badly? *Quaternary Science Reviews* 23, 1–5. <https://doi.org/10.1016/j.quascirev.2003.11.003>
- Thirion-Merle, V., 2014. Spectrométrie de fluorescence X, in: Dillmann, P., Bellot-Gurlet, L. (Eds.), *Circulation et provenance des matériaux dans les sociétés anciennes*. Editions des archives contemporaines, pp. 291–298. <https://doi.org/10.17184/eac.4103>
- Thornalley, D.J.R., Blaschek, M., Davies, F.J., Praetorius, S., Oppo, D.W., McManus, J.F., Hall, I.R., Kleiven, H., Renssen, H., McCave, I.N., 2013. Long-term variations in Iceland–Scotland overflow strength during the Holocene. *Clim. Past* 9, 2073–2084. <https://doi.org/10.5194/cp-9-2073-2013>
- Thornalley, D.J.R., Oppo, D.W., Ortega, P., Robson, J.I., Brierley, C.M., Davis, R., Hall, I.R., Moffa-Sanchez, P., Rose, N.L., Spooner, P.T., Yashayaev, I., Keigwin, L.D., 2018. Anomalously weak Labrador Sea convection and Atlantic overturning during the past 150 years. *Nature* 556, 227–230. <https://doi.org/10.1038/s41586-018-0007-4>
- Tjallingii, R., Röhl, U., Kölling, M., Bickert, T., 2007. Influence of the water content on X-ray fluorescence core-scanning measurements in soft marine sediments. *Geochem. Geophys. Geosyst.* 8, 12. <https://doi.org/10.1029/2006GC001393>
- Tkaczuk, G., 2020. Dynamique de la circulation profonde en Atlantique Nord au cours du dernier Interglaciaire (MSc). Université de Bordeaux.
- Toucanne, S., Soulet, G., Vázquez Riveiros, N., Boswell, S.M., Dennielou, B., Waelbroeck, C., Bayon, G., Mojtahid, M., Bosq, M., Sabine, M., Zaragosi, S., Bourillet, J., Mercier, H., 2021. The North Atlantic Glacial Eastern Boundary Current as a Key Driver for Ice-Sheet—AMOC Interactions and Climate Instability. *Paleoceanogr Paleoclimatol* 36. <https://doi.org/10.1029/2020PA004068>
- Toyos, M.H., Lamy, F., Lange, C.B., Lembke-Jene, L., Saavedra-Pellitero, M., Esper, O., Arz, H.W., 2020. Antarctic Circumpolar Current Dynamics at the Pacific Entrance to the Drake Passage Over the Past 1.3 Million Years. *Paleoceanography and Paleoclimatology* 35. <https://doi.org/10.1029/2019PA003773>
- Trachsel, M., Telford, R.J., 2017. All age–depth models are wrong, but are getting better. *Holocene* v. 27, 860–869. <https://doi.org/10.1177/0959683616675939>
- Tzedakis, P.C., Crucifix, M., Mitsui, T., Wolff, E.W., 2017. A simple rule to determine which insolation cycles lead to interglacials. *Nature* 542, 427–432. <https://doi.org/10.1038/nature21364>
- Tzedakis, P.C., Raynaud, D., McManus, J.F., Berger, A., Brovkin, V., Kiefer, T., 2009. Interglacial diversity. *Nature Geosci* 2, 751–755. <https://doi.org/10.1038/ngeo660>
- Tzedakis, P.C., Wolff, E.W., Skinner, L.C., Brovkin, V., Hodell, D.A., McManus, J.F., Raynaud, D., 2012. Can we predict the duration of an interglacial? *Clim. Past* 8, 1473–1485. <https://doi.org/10.5194/cp-8-1473-2012>
- van Sebille, E., Johns, W.E., Beal, L.M., 2012. Does the vorticity flux from Agulhas rings

- control the zonal pathway of NADW across the South Atlantic?. *J. Geophys. Res.* 117, n/a-n/a. <https://doi.org/10.1029/2011JC007684>
- Veres, D., Bazin, L., Landais, A., Toyé Mahamadou Kele, H., Lemieux-Dudon, B., Parrenin, F., Martinerie, P., Blayo, E., Blunier, T., Capron, E., Chappellaz, J., Rasmussen, S.O., Severi, M., Svensson, A., Vinther, B., Wolff, E.W., 2013. The Antarctic ice core chronology (AICC2012): an optimized multi-parameter and multi-site dating approach for the last 120 thousand years. *Clim. Past* 9, 1733–1748. <https://doi.org/10.5194/cp-9-1733-2013>
- Voelker, A.H.L., Rodrigues, T., Billups, K., Oppo, D., McManus, J., Stein, R., Hefter, J., Grimalt, J.O., 2010. Variations in mid-latitude North Atlantic surface water properties during the mid-Brunhes (MIS 9–14) and their implications for the thermohaline circulation. *Clim. Past* 6, 531–552. <https://doi.org/10.5194/cp-6-531-2010>
- Waelbroeck, C., Lougheed, B.C., Vazquez Riveiros, N., Missiaen, L., Pedro, J., Dokken, T., Hajdas, I., Wacker, L., Abbott, P., Dumoulin, J.-P., Thil, F., Eynaud, F., Rossignol, L., Fersi, W., Albuquerque, A.L., Arz, H., Austin, W.E.N., Came, R., Carlson, A.E., Collins, J.A., Dennielou, B., Desprat, S., Dickson, A., Elliot, M., Farmer, C., Giraudeau, J., Gottschalk, J., Henderiks, J., Hughen, K., Jung, S., Knutz, P., Lebreiro, S., Lund, D.C., Lynch-Stieglitz, J., Malaizé, B., Marchitto, T., Martínez-Méndez, G., Mollenhauer, G., Naughton, F., Nave, S., Nürnberg, D., Oppo, D., Peck, V., Peeters, F.J.C., Penaud, A., Portilho-Ramos, R. da C., Repschläger, J., Roberts, J., Rühlemann, C., Salgueiro, E., Sanchez Goni, M.F., Schönfeld, J., Scussolini, P., Skinner, L.C., Skonieczny, C., Thornalley, D., Toucanne, S., Rooij, D.V., Vidal, L., Voelker, A.H.L., Wary, M., Weldeab, S., Ziegler, M., 2019. Consistently dated Atlantic sediment cores over the last 40 thousand years. *Sci Data* 6, 165. <https://doi.org/10.1038/s41597-019-0173-8>
- Wary, M., Eynaud, F., Rossignol, L., Lapuyade, J., Gasparotto, M.-C., Londeix, L., Malaizé, B., Castéra, M.-H., Charlier, K., 2016. Norwegian Sea warm pulses during Dansgaard-Oeschger stadials: Zooming in on these anomalies over the 35–41 ka cal BP interval and their impacts on proximal European ice-sheet dynamics. *Quaternary Science Reviews* 151, 255–272. <https://doi.org/10.1016/j.quascirev.2016.09.011>
- Wary, M., Eynaud, F., Sabine, M., Zaragosi, S., Rossignol, L., Malaizé, B., Palis, E., Zumaque, J., Caille, C., Penaud, A., Michel, E., Charlier, K., 2015. Stratification of surface waters during the last glacial millennial climatic events: a key factor in subsurface and deep-water mass dynamics. *Clim. Past* 11, 1507–1525. <https://doi.org/10.5194/cp-11-1507-2015>
- Wary, M., Eynaud, F., Swingedouw, D., Masson-Delmotte, V., Matthiessen, J., Kissel, C., Zumaque, J., Rossignol, L., Jouzel, J., 2017. Regional seesaw between the North Atlantic and Nordic Seas during the last glacial abrupt climate events. *Clim. Past* 13, 729–739. <https://doi.org/10.5194/cp-13-729-2017>
- Wassenburg, J.A., Vonhof, H.B., Cheng, H., Martínez-García, A., Ebner, P.-R., Li, X., Zhang, H., Sha, L., Tian, Y., Edwards, R.L., Fiebig, J., Haug, G.H., 2021. Penultimate deglaciation Asian monsoon response to North Atlantic circulation collapse. *Nat. Geosci.* <https://doi.org/10.1038/s41561-021-00851-9>
- Weeks, R., Laj, C., Endignoux, L., Fuller, M., Roberts, A., Manganne, R., Blanchard, E., Goree, W., 1993. Improvements in long-core measurement techniques: applications in palaeomagnetism and palaeoceanography. *Geophysical Journal International* 114, 651–662. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.1993.tb06994.x>
- Weltje, G.J., 1997. End-member modeling of compositional data: Numerical-statistical algorithms for solving the explicit mixing problem. *Mathematical Geology* 29, 503–549. <https://doi.org/10.1007/BF02775085>

- Weltje, G.J., Bloemsma, M.R., Tjallingii, R., Heslop, D., Röhl, U., Croudace, I.W., 2015. Prediction of geochemical composition from XRF core scanner data: A new multivariate approach including automatic selection of calibration samples and quantification of uncertainties, in: Croudace, I.W., Rothwell, R.G. (Eds.), *Micro-XRF Studies of Sediment Cores*. Springer Netherlands, Dordrecht, pp. 507–534. https://doi.org/10.1007/978-94-017-9849-5_21
- Weltje, G.J., Tjallingii, R., 2008. Calibration of XRF core scanners for quantitative geochemical logging of sediment cores: Theory and application. *Earth and Planetary Science Letters* 274, 423–438. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2008.07.054>
- Wentworth, C.K., 1922. A Scale of Grade and Class Terms for Clastic Sediments. *The Journal of Geology* 30, 377–392. <https://doi.org/10.1086/622910>
- Wu, L., Wang, R., Xiao, W., Krijgsman, W., Li, Q., Ge, S., Ma, T., 2018. Late Quaternary deep stratification-climate coupling in the Southern Ocean: Implications for changes in abyssal carbon storage. *Geochem. Geophys. Geosyst.* 19, 379–395. <https://doi.org/10.1002/2017GC007250>
- Wu, L., Wilson, D.J., Wang, R., Yin, X., Chen, Z., Xiao, W., Huang, M., 2020. Evaluating Zr/Rb ratio from XRF scanning as an indicator of grain-size variations of glaciomarine sediments in the Southern Ocean. *Geochem. Geophys. Geosyst.* 21. <https://doi.org/10.1029/2020GC009350>
- Wu, S., Lembke-Jene, L., Lamy, F., Arz, H.W., Nowaczyk, N., Xiao, W., Zhang, X., Hass, H.C., Titschack, J., Zheng, X., Liu, J., Dumm, L., Diekmann, B., Nürnberg, D., Tiedemann, R., Kuhn, G., 2021. Orbital- and millennial-scale Antarctic Circumpolar Current variability in Drake Passage over the past 140,000 years. *Nat Commun* 12, 3948. <https://doi.org/10.1038/s41467-021-24264-9>
- Xu, X., Bower, A., Furey, H., Chassignet, E.P., 2018. Variability of the Iceland-Scotland Overflow Water Transport Through the Charlie-Gibbs Fracture Zone: Results From an Eddy-Resolving Simulation and Observations. *J. Geophys. Res. Oceans* 123, 5808–5823. <https://doi.org/10.1029/2018JC013895>
- Xu, X., Rhines, P.B., Chassignet, E.P., Schmitz, W.J., 2015. Spreading of Denmark Strait Overflow Water in the Western Subpolar North Atlantic: Insights from Eddy-Resolving Simulations with a Passive Tracer. *Journal of Physical Oceanography* 45, 2913–2932. <https://doi.org/10.1175/JPO-D-14-0179.1>
- Xu, X., Schmitz, W.J., Hurlburt, H.E., Hogan, P.J., Chassignet, E.P., 2010. Transport of Nordic Seas overflow water into and within the Irminger Sea: An eddy-resolving simulation and observations. *J. Geophys. Res.* 115, C12048. <https://doi.org/10.1029/2010JC006351>
- Xuan, C., Channell, J.E.T., 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. <https://doi.org/10.1016/j.quascirev.2016.04.010>
- Yashayaev, I., Bersch, M., van Aken, H.M., 2007. Spreading of the Labrador Sea Water to the Irminger and Iceland basins. *Geophys. Res. Lett.* 34, L10602. <https://doi.org/10.1029/2006GL028999>
- Yin, Q.Z., Wu, Z.P., Berger, A., Goose, H., Hodell, D., 2021. Insolation triggered abrupt weakening of Atlantic circulation at the end of interglacials. *Science* 373, 1035–1040. <https://doi.org/10.1126/science.abg1737>
- Yu, E.-F., Francois, R., Bacon, M.P., 1996. Similar rates of modern and last-glacial ocean thermohaline circulation inferred from radiochemical data. *Nature* 379, 689–694. <https://doi.org/10.1038/379689a0>
- Zhang, X., Barker, S., Knorr, G., Lohmann, G., Drysdale, R., Sun, Y., Hodell, D., Chen, F.,

2021. Direct astronomical influence on abrupt climate variability. *Nat. Geosci.* 14, 819–826. <https://doi.org/10.1038/s41561-021-00846-6>
- Zhang, X., Lohmann, G., Knorr, G., Purcell, C., 2014. Abrupt glacial climate shifts controlled by ice sheet changes. *Nature* 512, 290–294. <https://doi.org/10.1038/nature13592>
- Zhang, X., Wang, H., Xu, S., Yang, Z., 2020. A basic end-member model algorithm for grain-size data of marine sediments. *Estuarine, Coastal and Shelf Science* 236, 106656. <https://doi.org/10.1016/j.ecss.2020.106656>
- Zhao, N., Oppo, D.W., Huang, K.-F., Howe, J.N.W., Blusztajn, J., Keigwin, L.D., 2019. Glacial–interglacial Nd isotope variability of North Atlantic Deep Water modulated by North American ice sheet. *Nat Commun* 10, 5773. <https://doi.org/10.1038/s41467-019-13707-z>
- Zou, S., Bower, A., Furey, H., Susan Lozier, M., Xu, X., 2020. Redrawing the Iceland–Scotland Overflow Water pathways in the North Atlantic. *Nat Commun* 11, 1890. <https://doi.org/10.1038/s41467-020-15513-4>
- Zou, S., Lozier, S., Zenk, W., Bower, A., Johns, W., 2017. Observed and modeled pathways of the Iceland Scotland Overflow Water in the eastern North Atlantic. *Progress in Oceanography* 159, 211–222. <https://doi.org/10.1016/j.pocean.2017.10.003>
- Zumaque, J., Eynaud, F., Zaragosi, S., Marret, F., Matsuzaki, K.M., Kissel, C., Roche, D.M., Malaizé, B., Michel, E., Billy, I., Richter, T., Palis, E., 2012. An ocean–ice coupled response during the last glacial: a view from a marine isotopic stage 3 record south of the Faeroe Shetland Gateway. *Clim. Past* 8, 1997–2017. <https://doi.org/10.5194/cp-8-1997-2012>

Annexes

Annexe S1 : Comparaison des techniques de mesures de microgranulométrie

En plus de l'analyse de la granulométrie par diffraction laser (méthode que j'ai employé et décrite dans le **Chapitre II**), d'autres méthodes existent que je décris succinctement ici car elles ont été utilisées pour obtenir des résultats que je serai amené à discuter.

S1.1. Le Sedigraph

Le Sedigraph détermine la granulométrie de particules dispersées dans un liquide selon l'application de la loi de Stokes ([Stokes, 1901](#)). Un mince faisceau de rayons X mesure la concentration des particules en suspension à une hauteur de sédimentation diminuant en fonction du temps. Cet appareil part du principe que les particules en suspension ont tendance à sédimenter plus ou moins rapidement selon leur taille (donc assimilée à une densité). En effet, les particules les plus fines auront tendance à mettre plus de temps à sédimenter que les particules plus grossières, et donc seront mesurées après celles-ci par les rayons X. Les résultats sont obtenus sous la forme d'une distribution en « pourcentages cumulatifs plus fins que » exprimée en diamètres sphériques équivalents (ex : une valeur de 70 % à 50 μm signifie que 70 % des particules sont plus fines que 50 μm). Cette méthode de mesure était très utilisée dans les années 1980-90, et elle l'est encore utilisée aujourd'hui pour la mesure de sédiments fins (< 63 μm). Cependant, la durée de la mesure d'un échantillon pouvant atteindre 15 à 20 minutes ([Delaune et al., 1991](#)), la communauté se tourne vers d'autres instruments de mesure.

S1.2. Le Counter Coulter

Le compteur Coulter est un appareil de mesure granulométrique qui détermine, en fonction de leurs dimensions, le nombre de particules en suspension dans un électrolyte ([Grappin and Jeunet, 1971](#)). L'appareil comprend une sonde en verre munie d'un orifice ayant une taille calibrée. Deux électrodes entre lesquelles passe un courant électrique sont placées de chaque côté de l'orifice. La sonde est immergée dans le liquide à analyser (**Fig. 1**). Le passage d'une particule dans l'ouverture modifie la résistance électrique du milieu et par conséquent l'intensité du courant entre les électrodes. Cette modification du courant se traduit par une impulsion électrique dont l'intensité est proportionnelle au volume de la particule. Chaque

impulsion est comptée électroniquement (Grappin and Jeunet, 1971). Dans le traitement, les particules sont considérées comme sphériques et le volume est converti en taille. Cet appareil de mesure est encore aujourd'hui fréquemment utilisé car largement conseillé pour la mesure des limons (argile et silt). Ils sont notamment très utilisés pour leur précision dans les mesures de silt non-cohésifs (Bianchi et al., 1999; McCave and Hall, 2006).

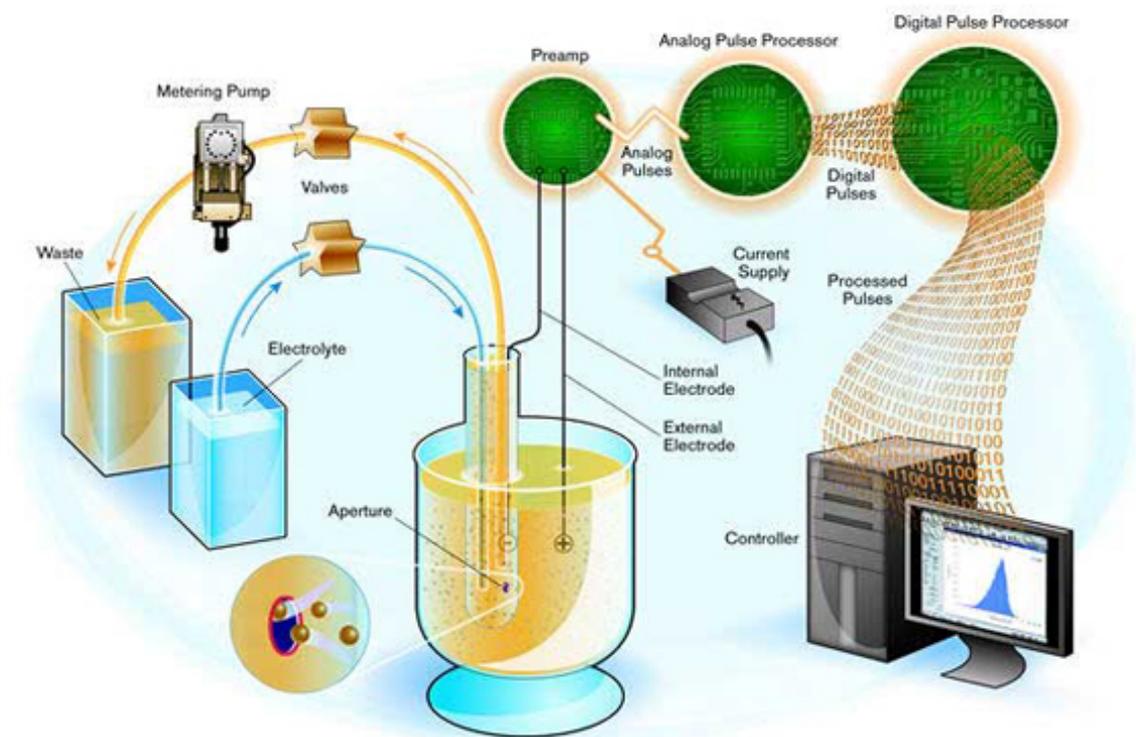


Figure S1-0-1 : Schéma de fonctionnement du Beckman compteur Coulter. Source : Beckman.

S1.3. Avantages et inconvénients des différentes méthodes granulométriques

Les trois types de mesures de la micro-granulométrie d'un échantillon de sédiment (Sédigraph, compteur Coulter, diffraction laser) sont les plus utilisées pour les reconstitutions d'intensité de courant. Elles ont chacune leurs avantages et leurs inconvénients, qui seront discutés ici.

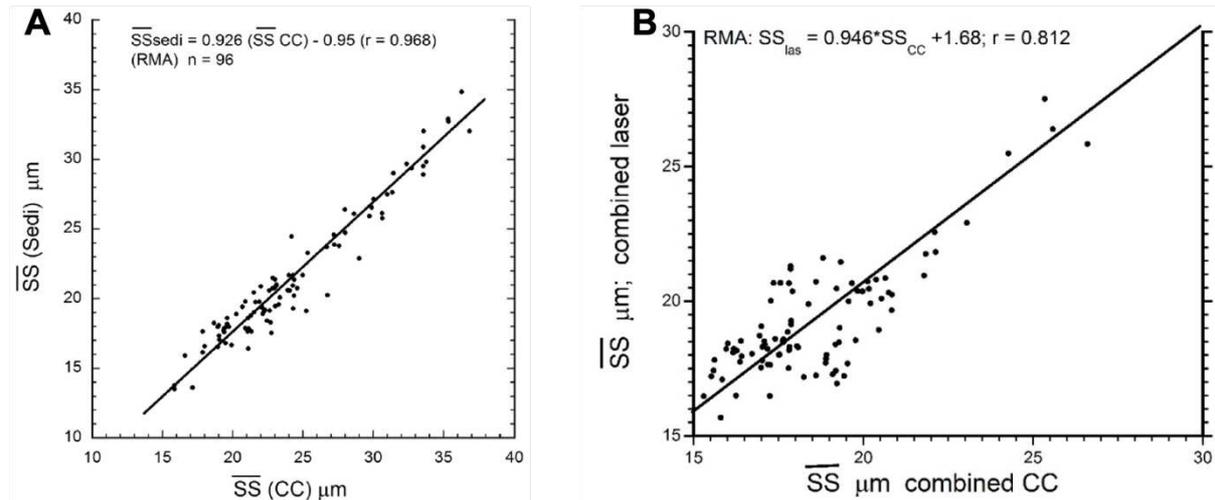


Figure SI-2 : Corrélation linéaires entre les valeurs de SS du Sédigraph (Sedi), du compteur Coulter (CC) et du diffractomètre laser (laser). A) SS(sedi) vs SS(CC) de McCave et al. (2017) & B) SS(laser) vs SS(CC) de McCave et Andrews (2019). Les données de la figure B) sont un mélange de deux jeux de données, dont un obtenu au diffractomètre laser Fritsch ($r = 0,55$) et un au Malvern ($r = 0,91$).

La granulométrie obtenue par diffraction laser a été un temps critiquée, notamment pour les mesures de particules fines et plates qui peuvent être sous-estimées (McCave et al., 2006) par rapport aux mesures de Sedigraph et de compteur Coulter. Le Sédigraph a quant à lui tendance à surestimer le pourcentage des silt grossiers (Bianchi et al., 1999). D'après des mesures d'échantillons standards, Bianchi et al. (1999) estimaient que le Coulter était plus précis que le Sedigraph pour la mesure du \overline{SS} d'après des mesures d'échantillons standards, notamment pour les échantillons ayant un faible SS% (< 7,5 %). Plus récemment, sur des échantillons sédimentaires de l'Atlantique Nord, McCave et al. (2017) ont montré une bonne intercalibration entre les données de \overline{SS} des deux appareils ($r = 0,97$; **Fig. 2A**). Récemment, une comparaison entre des données de \overline{SS} mesurées par un Coulter et par un diffractomètre laser a été réalisée (McCave and Andrews, 2019) avec une analyse statistique de *Reduced Major Axis* (RMA ; Miller and Kahn, 1962). Ces résultats montrent également une bonne intercalibration avec un coefficient de corrélation de 0,81 (**Fig. 3B**), dont un coefficient de 0,91 avec les données d'un granulomètre Malvern et 0,55 avec un granulomètre Fritsch. Quoiqu'il en soit, la granulométrie par diffraction laser montre de plus en plus sa fiabilité dans la mesure des particules fines et des indicateurs d'intensité de courant comme le \overline{SS} (Marshall et al., 2014; Li and Piper, 2015; Mao et al., 2018; McCave and Andrews, 2019; Wu et al., 2020; Toucanne et al., 2021). Si les trois méthodes peuvent donc être utilisées pour la mesure du \overline{SS} , seule la diffraction laser donne accès à un large spectre de taille de grains (0,01 μm à 3,5 mm) par

rapport au Sedigraph (0 à 50 μm) ou au Coulter (<100 μm en général, bien que les plus appareils récents proposent des gammes plus grandes, pouvant aller jusqu'à 2 mm).

Les mesures de granulométrie laser offrent donc la possibilité d'avoir une image globale des distributions granulométriques d'un échantillon, tout en permettant de calculer le \overline{SS} et SS% de façon précise et fiable.

Annexe S2 : “Supplemental Information” du Chapitre IV

This supplementary material explains in more details the results of XRF calibration for the North Atlantic cores. These calibrations follow the method proposed by (Weltje et al., 2015).

Text S1.

Figures S2-1. and **S2-2.** show correlations between elemental concentrations from the measured XRF (discrete samples) and predicted XRF (e.g. predicted by the calibration). Predicted rubidium (Rb) concentrations are significantly correlated to the “true” concentrations with a R^2 of 0.9 and 0.91 for cores MD03-2679 and MD03-2673, respectively. Predicted zirconium (Zr) concentrations are significantly correlated to the “true” concentrations with a R^2 of 0.69 and 0.89 for cores MD03-2679 and MD03-2673, respectively.

Figure S2-3. shows the distributions (%) in log-scale of each calibrated element over the studied period for the two North Atlantic cores.

Figure S2-4. shows profiles of $\ln(\text{Zr}/\text{Rb})$ (calibrated), $\text{Rb}_{\text{carb free}}$ and $\text{Zr}_{\text{carb free}}$ for the two North Atlantic cores. In order to observe elemental variability of the detrital fraction, the biogenic carbonate (CaCO_3) influence was removed from the $\text{Rb}_{\text{carb free}}$ and $\text{Zr}_{\text{carb free}}$ concentrations following the equation given by Poutiers and Gonthier (1978) and used by Kissel et al. (2013) ($\text{concentration}\% / 100 - \text{CaCO}_3\%$). The CaCO_3 concentrations were obtained with the assumption that Ca concentrations obtained by XRF measurements are representative of biogenic carbonate content.

Figure S2-5. Shows all grain-size distributions (a, c, e) and sand fraction profiles (b, d, f) of the three studied cores. The sortable silt interval is marked by light yellow areas in a, c, e. The percentile 80 (i.e. grain-size value below which 80% of the data is, also given in Table 2) of the average grain-size distribution is marked by red dotted lines in a, c, e.

References

- Kissel, C., Van Toer, A., Laj, C., Cortijo, E., & Michel, E. (2013). Variations in the strength of the North Atlantic bottom water during Holocene. *Earth and Planetary Science Letters*, 369–370, 248–259. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2013.03.042>
- Poutiers, J., Gonthier, E. (1978). Sur la susceptibilité magnétique des sédiments, indicateurs de la dispersion du matériel volcanoclastique à partir de l'Islande et des Faeroes. *Bull. Inst. Géol. Bassin Aquitaine*, 23, 214–226.
- Weltje, G. J., Bloemsa, M. R., Tjallingii, R., Heslop, D., Röhl, U., & Croudace, I. W. (2015). Prediction of Geochemical Composition from XRF Core Scanner Data: A New Multivariate Approach Including Automatic Selection of Calibration Samples and Quantification of Uncertainties. In I. W. Croudace & R. G. Rothwell (Eds.), *Micro-XRF Studies of Sediment Cores* (Vol. 17, pp. 507–534). Dordrecht: Springer Netherlands. https://doi.org/10.1007/978-94-017-9849-5_21

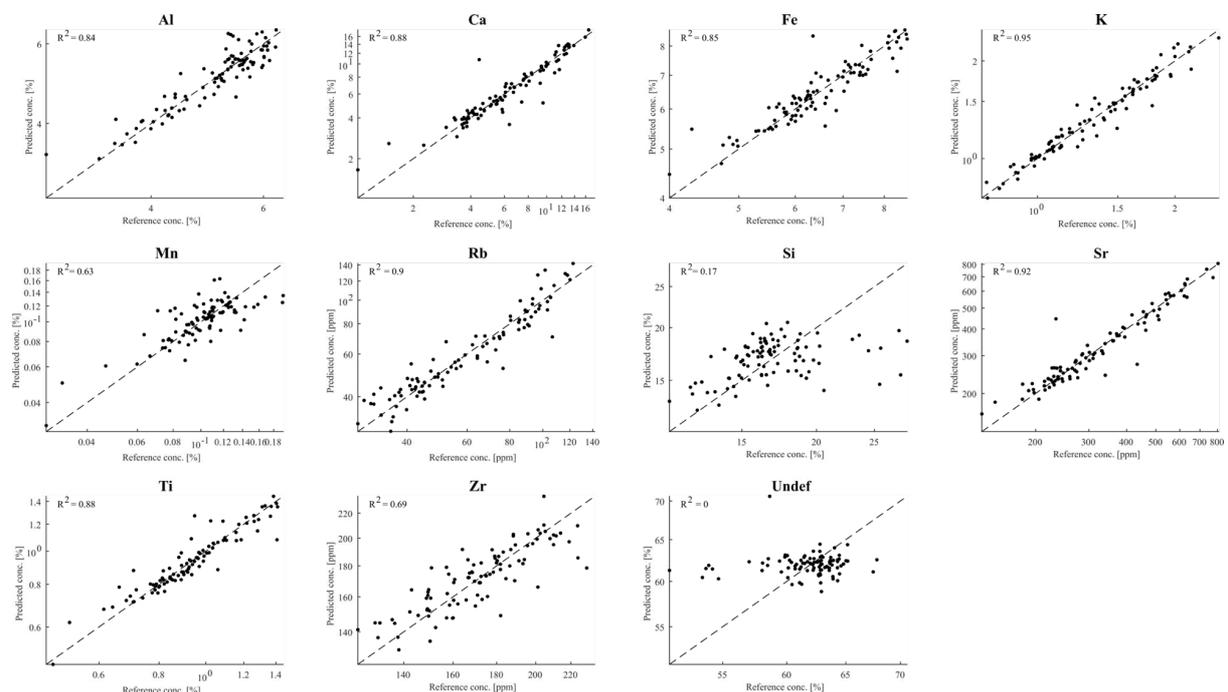


Figure S2-1. Correlations for core MD03-2679 between elemental concentrations directly measured on discrete samples (using ED-XRF) and predicted concentrations obtained on core-scanner data after running the Multivariate log-ratio calibration (Weltje et al. 2015).

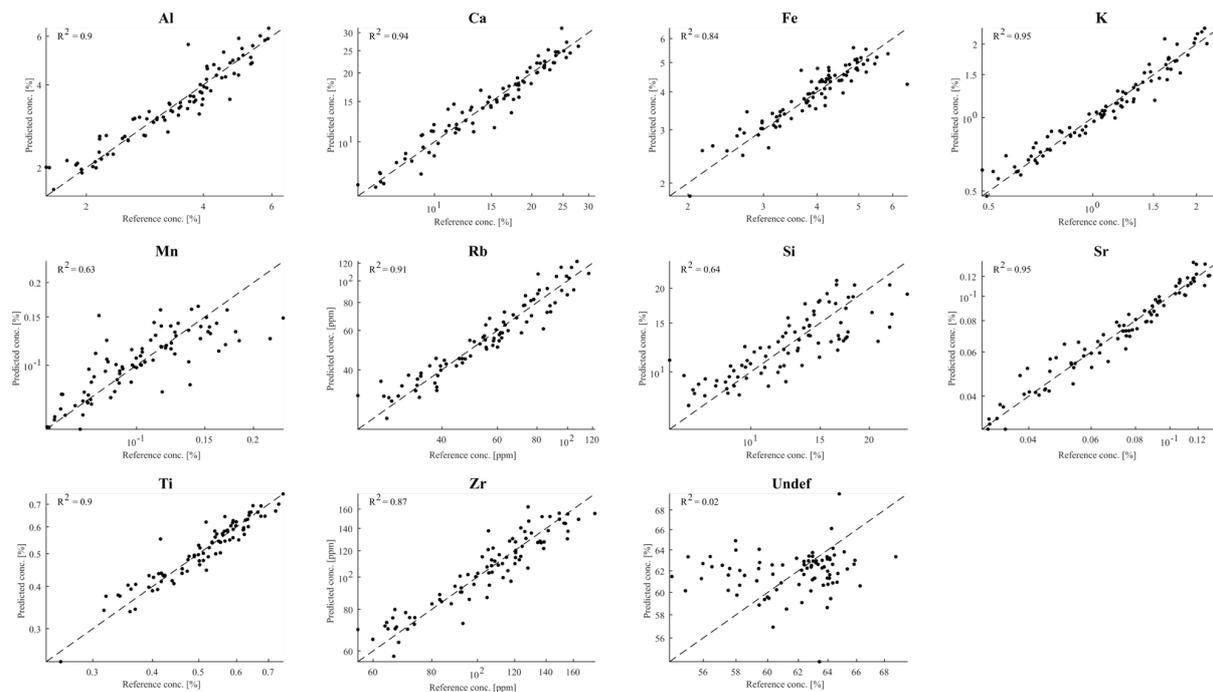


Figure S2-2. Same as Figure S1 for core MD03-2673.

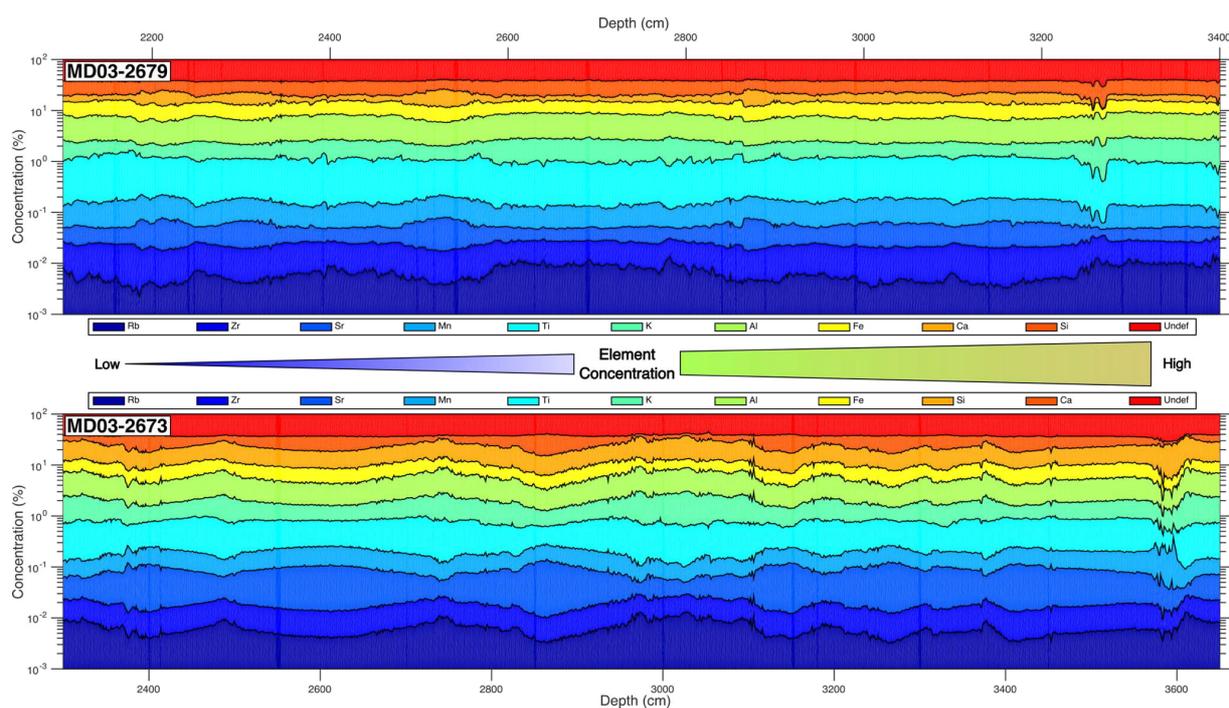


Figure S2-3: Calibrated concentrations (in %) obtained after running the Multivariate log-ratio calibration (Weltje et al. 2015) in cores (top) MD03-2679 and (bottom) MD03-2673 are plotted versus depth for the ten calibrated elements and the undefined fraction (“Undef”). Note that concentrations on the y-scale are plotted in log-scale.

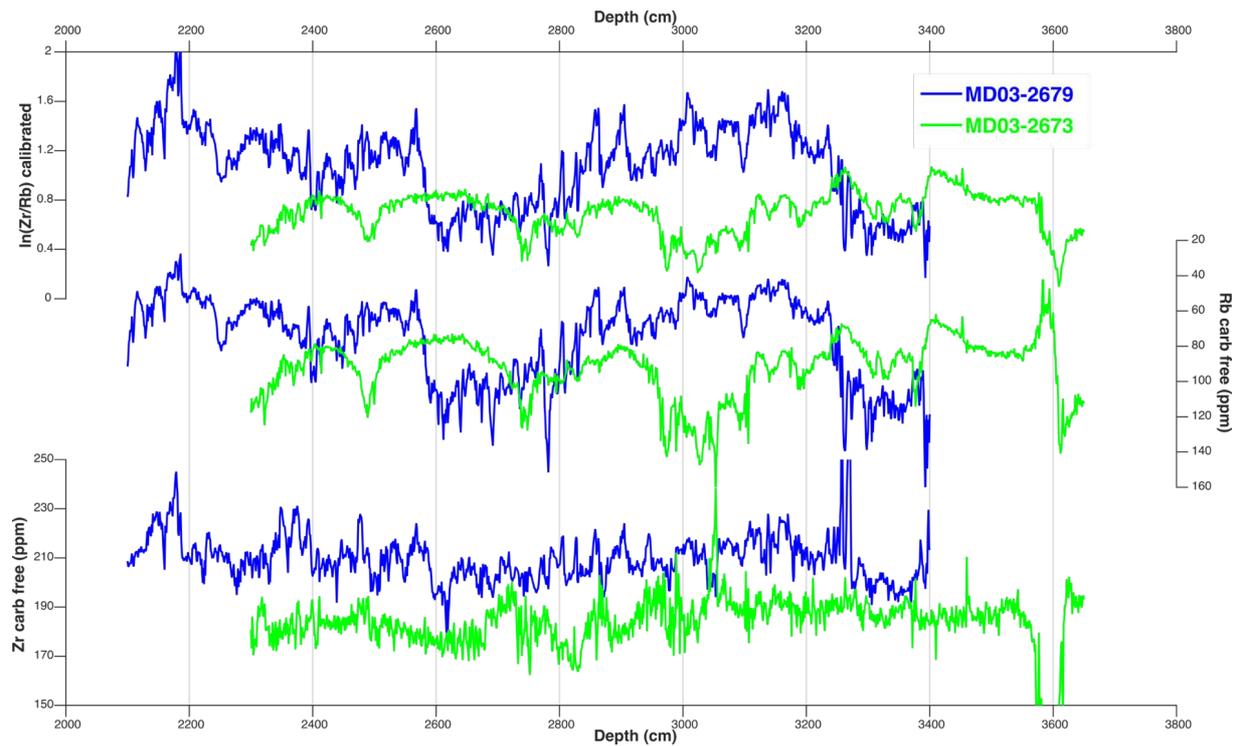


Figure S2-4: (top) $\ln(\text{Zr}/\text{Rb})$, (middle) Rb and (bottom) Zr downcore profiles of calibrated data for cores MD03-2679 (blue) and MD03-2673 (green) on their respective depth scale. Rb and Zr concentrations are expressed in “carbonate free” in order to remove the dilution effect of biogenic carbonates. These concentrations were corrected following the equation given by Poutiers and Gonthier (1978) and Kissel et al. (2013) ($\text{concentration}\% / 100 - \text{CaCO}_3\%$) assuming that Ca concentrations are representative of all biogenic carbonates (CaCO_3). Note that Rb concentrations are plotted in reverse scale.

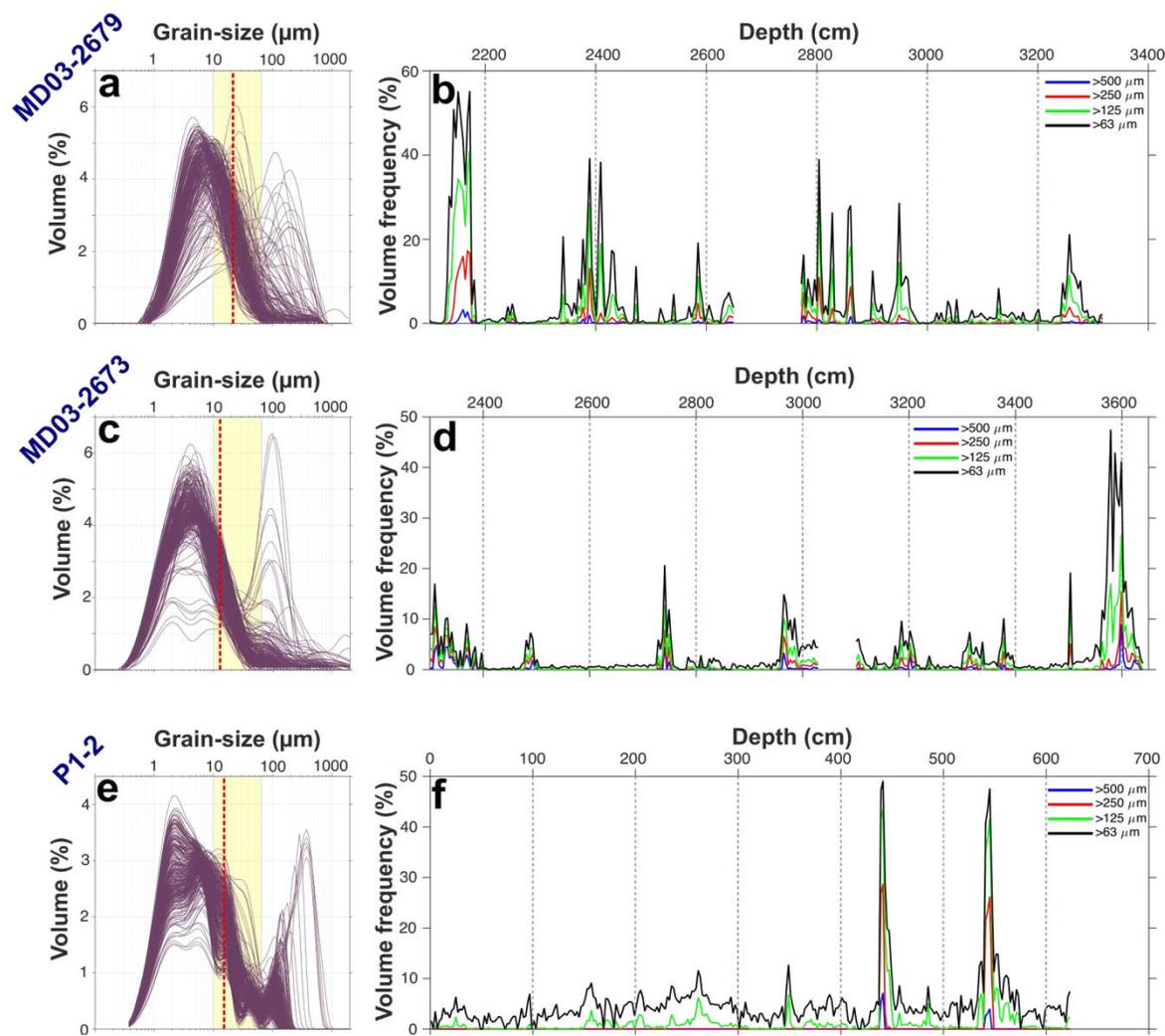


Figure S2-5: Grain-size distributions (a, c, e) and volume frequency (%) sand fraction profiles (b, d, f) of the core MD03-2679 (a, b), core MD03-2673 (c, d) and core ANT30-P1-2 (e, f). The sortable silt interval is marked by light yellow areas in a, c, e. The percentile 80 (i.e. grain-size value below which 80% of the data is, also given in Table 2) of the average grain-size distribution is marked by red dotted lines in a, c, e.

Annexe S3 : “Supplemental Material” du Chapitre V

S3.1. Methods

S3.1.1. Magnetic properties

The Natural Remanent Magnetization (NRM) was first measured and then stepwise demagnetized in 11 steps (5, 10, 15, 20, 25, 30, 35, 40, 45, 50, 60 and 80 mT). Anhysteretic Remanent Magnetization (ARM), acquired in a 100 mT alternative field and a 50 μ T bias field

was measured and demagnetized with the same 11 steps as NRM. The Isothermal Remanent Magnetization (IRM) was acquired in 6 steps up to 1 T (50, 100, 200, 300, 500 and 1000 mT) using 2G pulsed IRM solenoid. A reverse field 0.3 T were applied to obtain S-ratio_{0.3 T}. IRM_{1T} was then demagnetized using 10 steps (10, 15, 20, 25, 30, 35, 40, 45, 50, 60 and 80 mT). The volume low field magnetic susceptibility (κ_{lf}) was measured with a 45 mm inner diameter Bartington coil with the same spatial resolution as the magnetometers.

Magnetic hysteresis measurements were realized on dry sediment using an alternating gradient force magnetometer AGFM2099. The hysteresis loops were produced by applying a field between +1 and -1 T. The saturation magnetization (M_s) and remanent saturation magnetization (M_{rs}) were defined after a correction for the diamagnetic and paramagnetic components. The coercive force (H_c) and the remanent coercive force (H_{cr}) were determined with the hysteresis loop and from the remanent curve, respectively.

S3.1.2. Grain size analyses

All samples (2 cm³) were decalcified at room temperature during 2 hours using acetic acid (20%) and rinsed three times with deionized water in the centrifuge at 3,000 rpm for 10 min. Subsequently, the samples were treated with ~20 ml of hydrogen peroxide (33%) in a bath at 85°C during 2 hours to remove the organic matter, followed again by three rinsing. Finally, the opal was removed using 2M of sodium carbonate (50 ml) during 5 hours in a bath at 85°C, followed by three rinses. Prior to grain-size measurements, 2 ml of a solution of sodium hexametaphosphate (Calgon, 2 g/L) was added to the sample, then placed in an ultrasonic tank during 2 min. The laser diffraction measurements were run in a deionized water tank with red light, Fraunhofer approximation and no ultrasound during the measurement in order not to warm up the solution and change its optical properties

S3.1.3. XRF measurements

After a careful smoothing, the sediment surface was covered with an *Ultralene* Foil to avoid the contamination of the sensor. XRF data were collected every 1 cm with downcore and cross-core slits of 1 and 1.2 cm, respectively, throughout the entire length of the cores. The counting time was 10 s at 10 kV (no filter, under helium flow) for light elements and 30 kV (Pd

thick filter, under air flow) for heavier elements, with an X-ray intensity of 140 and 90 μA , respectively. Three replicas were measured every 10 cm to estimate the measurement precision (**Table 1**). A certified standard SARM4 (“monitor scan”) was measured at 10 kV between each section measurement in order to further ensure the reproducibility of the data and verify the presence of reliable technical conditions of measurement, such as the absence of helium leak in the measuring chamber, which would impact light element measurements. For the upper half of cores MD03-2679 and MD03-2673, we selected discrete samples used for XRF calibration (Weltje et al., 2015) in order to cover a large range of XRF-scan values. For the bottom half of the cores MD03-2679 and MD03-2673 and the entire core MD03-2685, we defined the depth of discrete samples with the automatic selection of “optimal” calibration depths using the GUI Matlab *Xelerate* (Weltje et al., 2015), based on XRF core-scanner measurements. Once the “optimal” depths were selected, we collected 96, 85 and 90 discrete samples for cores MD03-2679, MD03-2673 and MD03-2685, respectively. These samples were dried and powdered with an agate mortar. We measured them three times with the PANalytical Epsilon 3^{XLE} Energy Dispersive XRF spectrometer available at the LSCE to estimate the measurement precision (**Table 1**). This error is calculated (as well for core-scanner measurements) as the relative Root Mean Square Error (RMSE) expressed in percent. The Multivariate Log-ratio Calibration (MLC) was realized using 10 elements (**Table 1**) with the GUI Matlab *Xelerate* (Weltje et al., 2015). The associated errors of these calibrations are 0.087, 0.184 and 0.144 for the $\ln(\text{Ti}/\text{K})$ ratio and 0.164, 0.272, 0.205 for the $\ln(\text{Zr}/\text{Rb})$ ratio, for cores MD03-2685, MD03-2679 and MD03-2673, respectively.

Table S3-1 : Geochemical elements and their associated voltage and RMSE (%) for core scanner and discrete measurements.

	Core Scanner				Discrete samples			
	Voltage (kV)	RMSE (%)			Voltage (kV)	RMSE (%)		
		MD03- 2685	MD03- 2679	MD03- 2673		MD03- 2685	MD03- 2679	MD03- 2673
Mg	10	7.4	14.7	4.4	5	7.2	6.4	10.9
Al	10	0.8	0.8	1.9	5	1.8	1.6	2.6
Si	10	13.5	13.1	4.6	5	1.3	1.1	2.0
K	10	1.7	1.6	1.2	12	1.1	0.9	1.2
Ca	10	1.0	1.1	0.9	12	0.8	0.6	0.9
Ti	10	0.8	0.7	0.9	12	0.8	0.7	1.2
Mn	10	2.1	1.2	1.0	20	2.7	2.6	3.0
Fe	10	1.2	1.1	0.9	20	0.3	0.3	0.4
Rb	30	3.3	3.2	1.9	50	7.2	6.2	7.8
Sr	30	2.3	2.5	1.2	50	1.2	1.3	0.9
Zr	30	2.5	2.8	1.5	50	3.6	3.4	5.1

S3.1.4. Biogenic carbonate influence correction

To explore the detrital changes of basaltic-rich sediment from the Iceland-Scotland sill, we calculated the iron (Fe), titanium (Ti) and the volume low field magnetic susceptibility corrected for the influence of biogenic carbonate dilution. For this purpose, we followed the method of [Poutiers & Gonthier, \(1978\)](#). We used the XRF-calibrated Ca concentration as a reference to interpolate the CaCO₃ percentages following the equation:

$$data_{carb\ free} = \frac{data}{Ca\% \times \frac{M(CaCO_3)}{M(Ca)}} \quad (1)$$

Where M(CaCO₃) and M(Ca) are the molar mass of the carbonate molecule and calcium atom, respectively, and Ca% is the XRF-calibrated concentration of Ca. To take into account the pick-up coil resolution of 5.8 cm of the κ_{lf} records, we applied a 5-point smoothing on the Ca concentration before the calculation.

S3.1.5. Normalization of records

All normalized data presented in the main text are calculated by subtracting the mean and divided by the standard deviation of each record. They were both calculated using the “*nanmean*” and “*nanstd*” Matlab functions.

S3.2. Chronologies

S3.2.1. Age models of the MD03 cores

The construction of the three MD03-2685, MD03-2679 and MD03-2673 age models is described in the main text. The following figures illustrate the correlations between records (**Figs. 1 & 2**), the age-depth plot with uncertainties (**Fig. 3**) and the downcore variations of sedimentation rates (**Fig. 4**).

Fig. 5 illustrates the original and new age models of IODP U1385 and U1308.

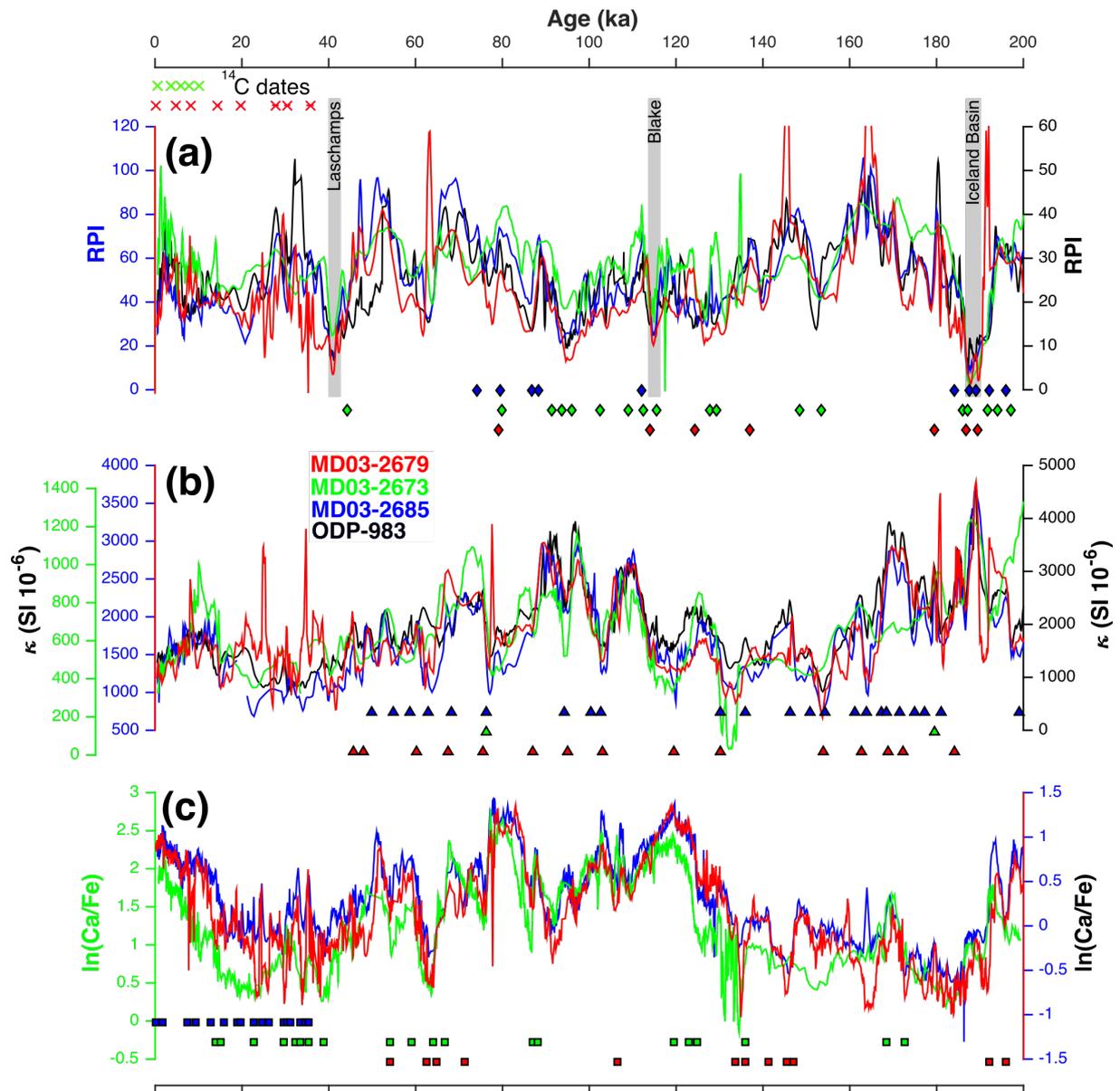


Figure S3-1: Comparison of the different records used to correlate the core chronologies between them and the ODP site 983 for the 0-200 ka period. (a) Relative Paleointensity (RPI); (b) low field magnetic susceptibility; (c) $\ln(\text{Ca}/\text{Fe})$ ratio. Diamonds, triangles and squares are used to show tie-points associated to RPI, κ and $\ln(\text{Ca}/\text{Fe})$, respectively. Red = MD03-2679; green = MD03-2673; blue = MD03-2685; black = ODP-983 magnetic data from Channell et al. (2013) plotted on the AICC2012 (Bazin et al., 2013; Veres et al., 2013) chronology from Barker et al. (2015). Gray vertical bars in (a) indicated paleomagnetic excursion.

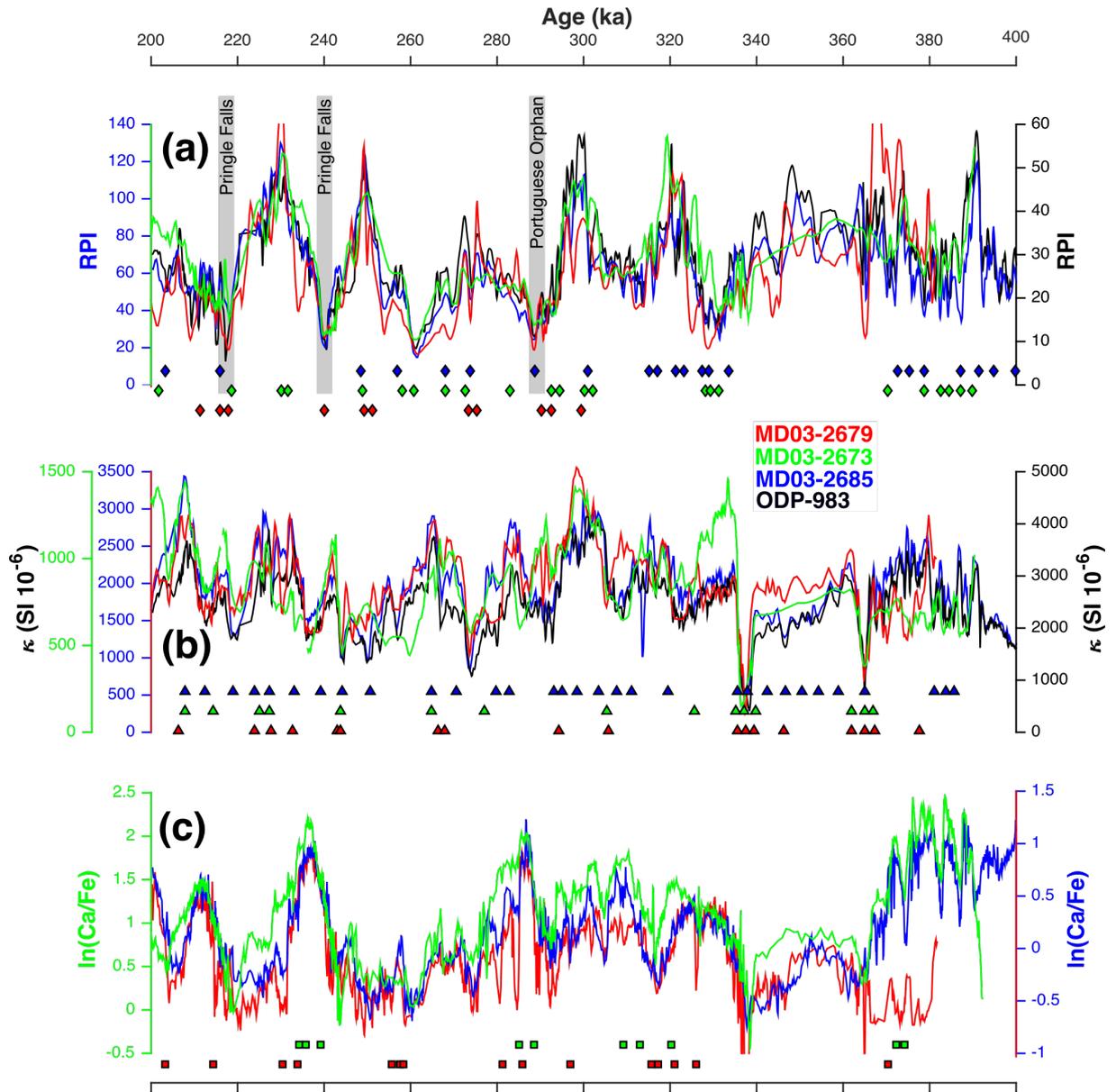


Figure S3-2 : same legend as Fig. 1 but for the 200-400 ka interval.

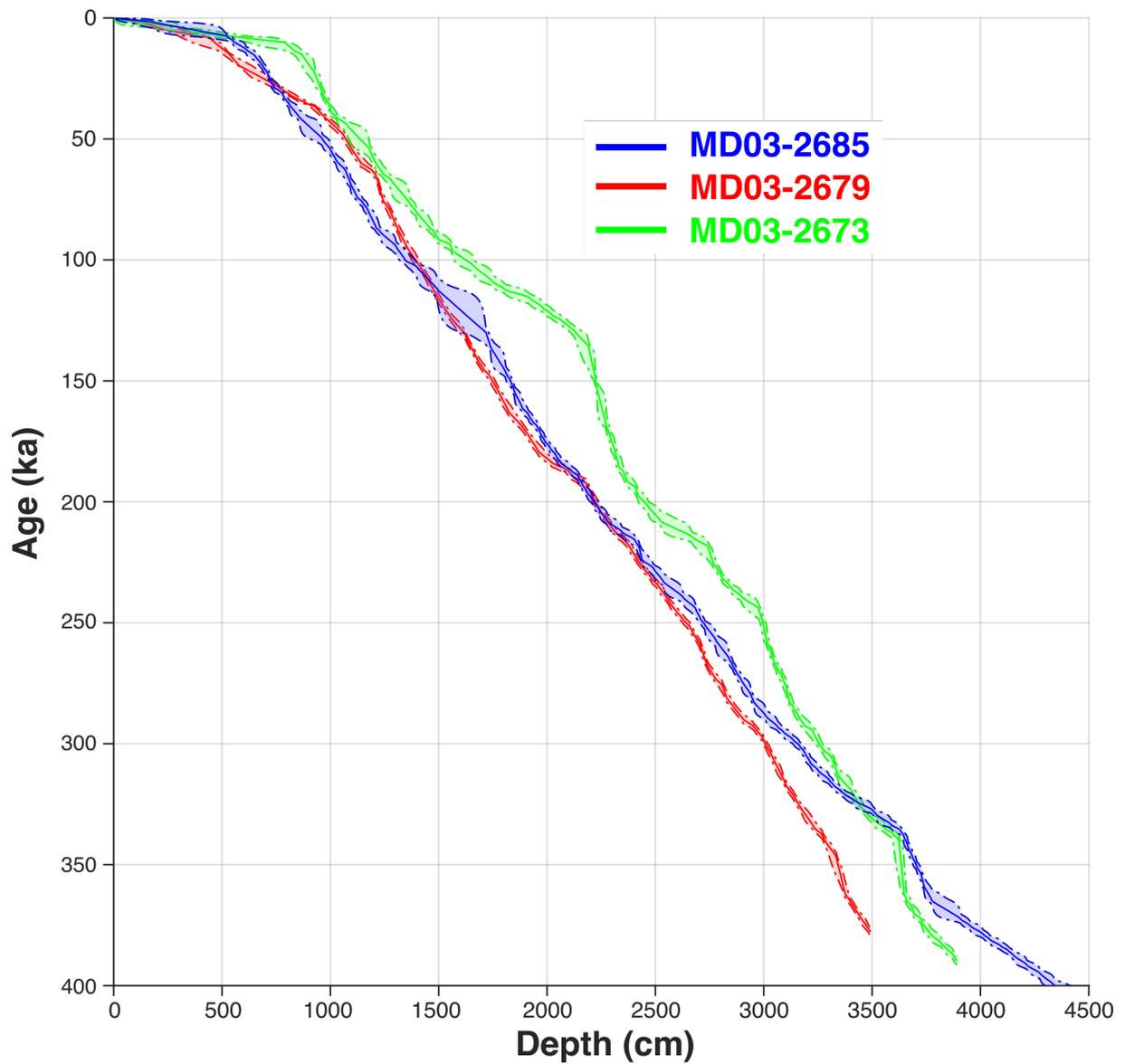


Figure S3-3: Age-Depth plot of the three Bayesian age models of the three cores presented in this study. The envelop is the confidence interval (95 %). Red = MD03-2679; green = MD03-2673; blue = MD03-2685.

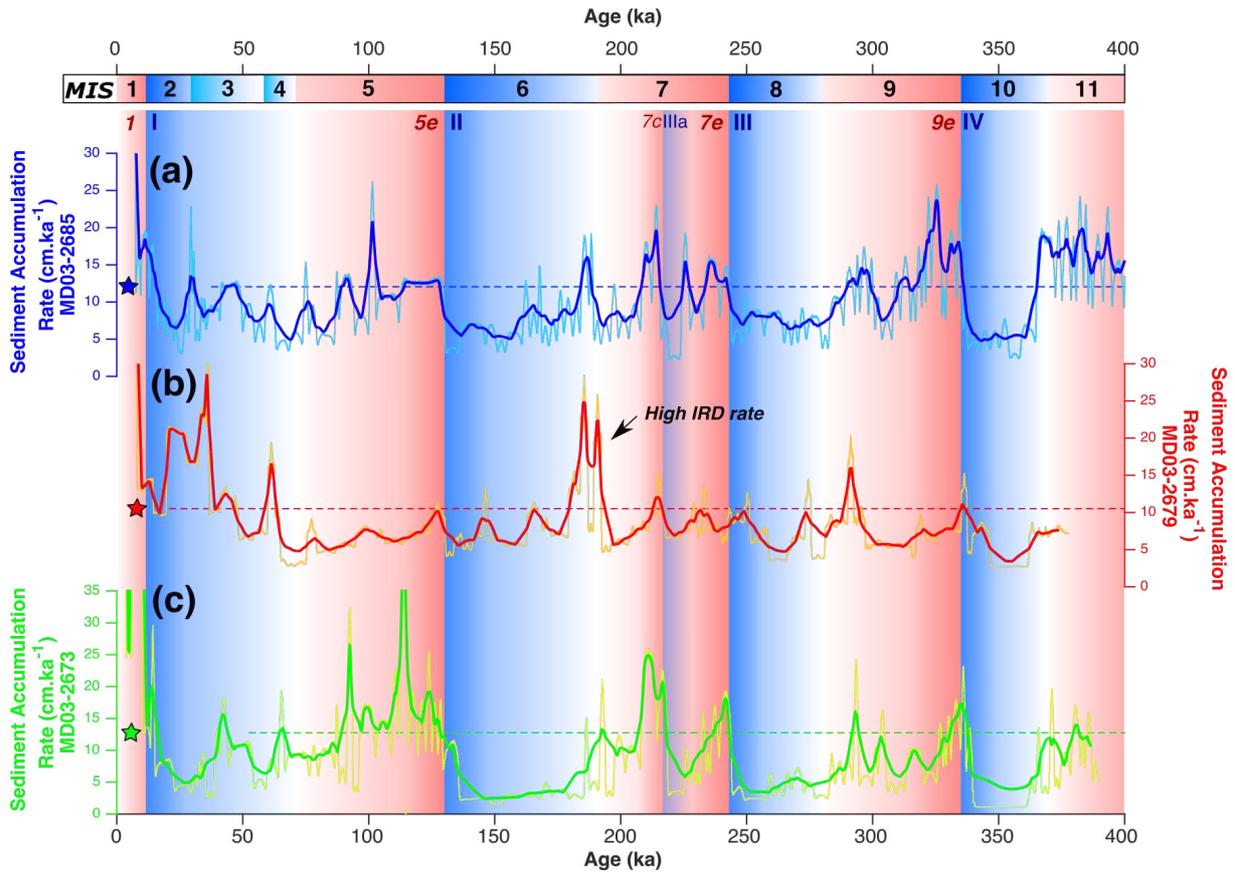


Figure S3-4 : Sediment accumulation rates calculated with the GUI Matlab “Undatable” (Lougheed & Obrochta, 2019). (a) core MD03-2685, (b) core MD03-2679 and (c) core MD03-2673. Light colors are the raw sediment accumulation rate and bold are the 50 cm mean. Dashed lines are the mean sediment accumulation calculate on the interval without sediment deformations.

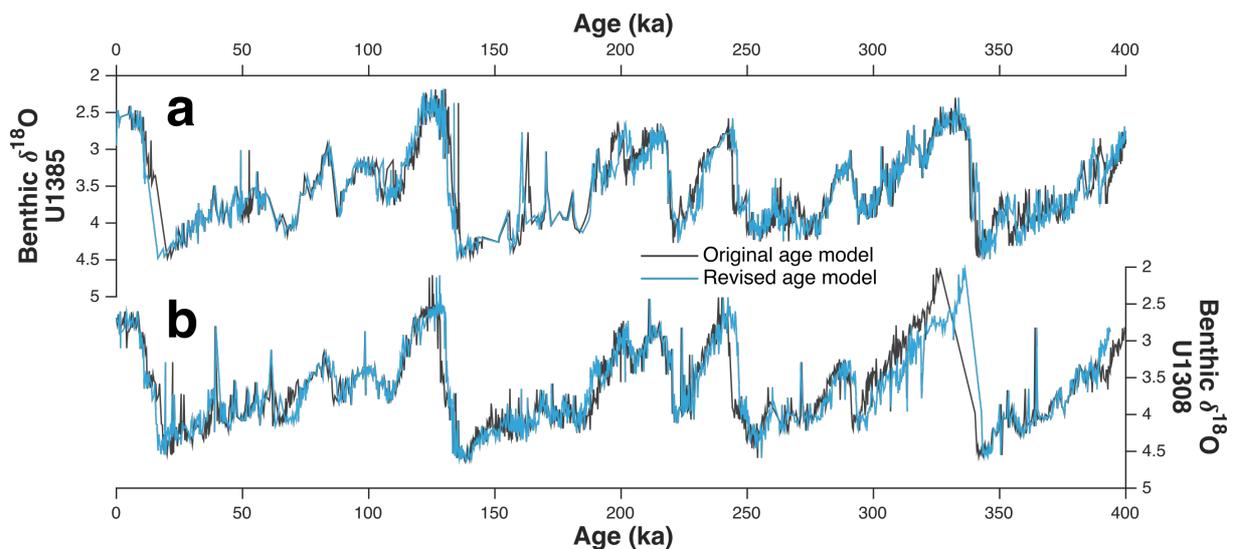


Figure S3-2: Comparison between the original age models of IODP U1385 and U1308 and the revised age models.

Calypso-CASQ correlations

In order to convert the CASQ depth scale, where radiocarbon samples were collected, to Calypso depth scale, we correlated the $\ln(\text{Ca}/\text{Ti})$ variations of the Calypso (from this study) and the CASQ (from T. Richter, personal communication) cores and the κ_{lf} for the deepest part of the CASQ cores, where no XRF data were available. The **Fig. 5** shows the records of CASQ and Calypso on the Calypso depth scale.

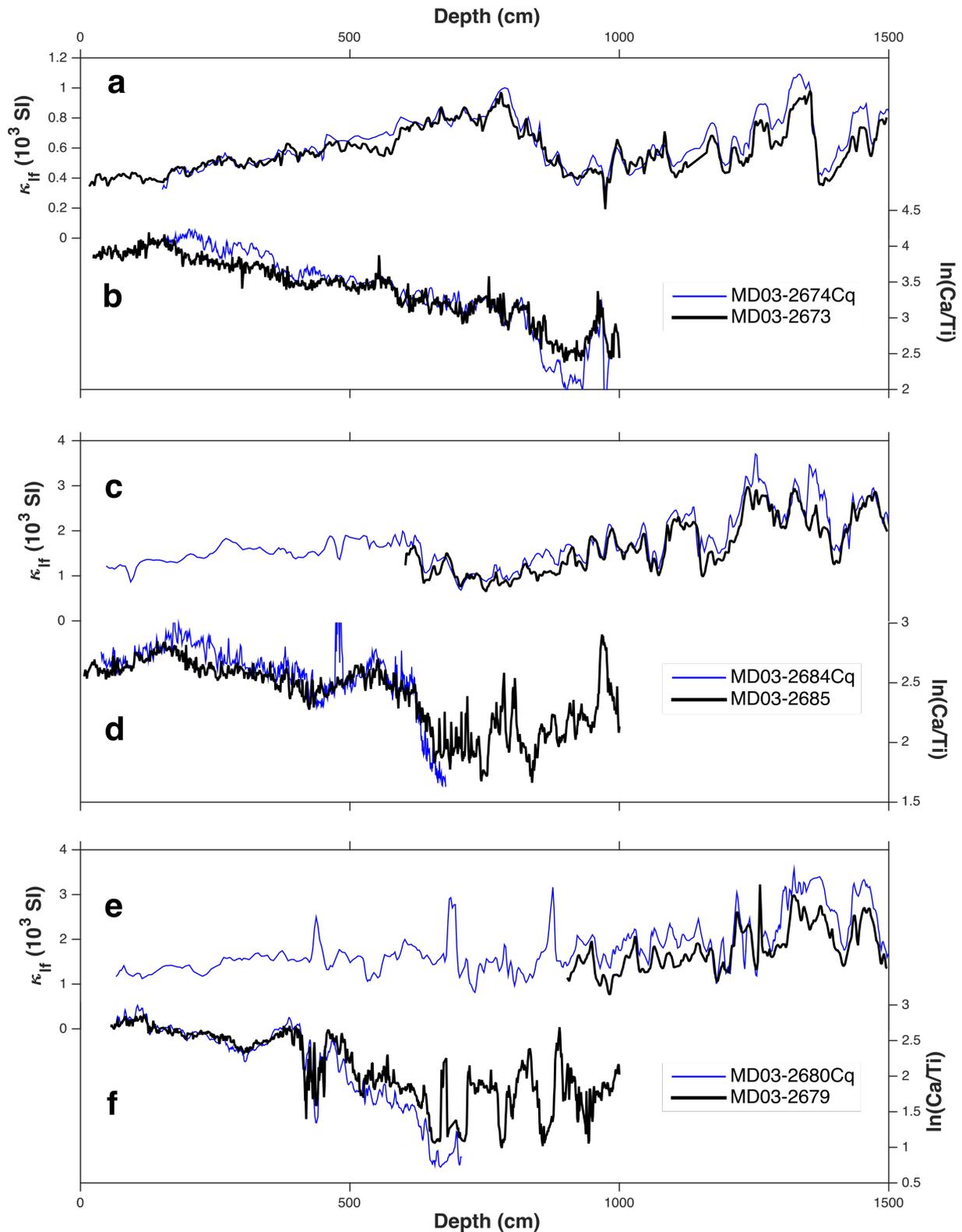


Figure S3-3: Records used to correlate the CASQ and the Calypso depth scales. (a, c, e) low field volume magnetic susceptibility, (b, d, f) geochemical $\ln(\text{Ca/Ti})$ ratio. (a,b) Cores MD03-2673 and MD03-2674Cq, (c, d) cores MD03-2685 and MD03-2684Cq and (e, f) cores MD03-2679 and MD03-2680Cq. All the data are plotted with the Calypso depth scales.

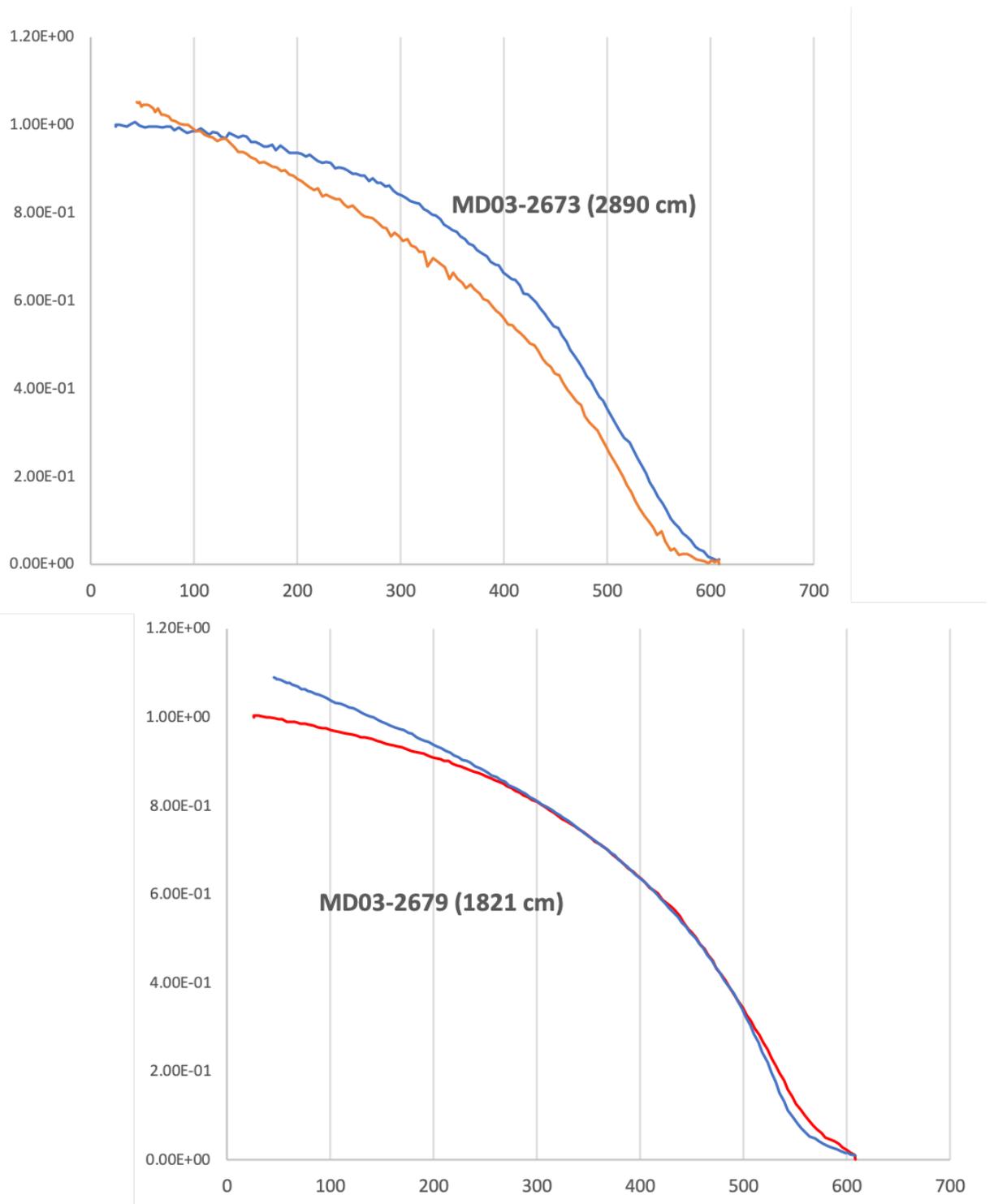


Figure S3-4 : Two examples of thermomagnetic curves from cores MD03-2679 and MD03-2673. The x axis is the heat temperature ($^{\circ}\text{C}$) and the y axis is the magnetization. The heat temperature associated with a magnetization falling to zero corresponds to magnetite minerals.

Liste des figures

- Figure I-1 : Variabilité du volume des glaces enregistrée dans le $\delta^{18}\text{O}$ des foraminifères benthiques (Lisiecki et Raymo, 2005) au cours du Quaternaire (a), du dernier million d'années (b) et des derniers 400 ka (c).** Les numéros associés au MIS concernent les derniers 400 ka uniquement Les MIS impairs (à l'exception du MIS 3) sont indiqués en rouges et les MIS pairs sont indiqués en bleus sur le graphique (c). _____ 8
- Figure I-2 : Valeurs des pics d'insolation calorifique reçue durant le semestre d'été comparées au temps depuis le pic de $\delta^{18}\text{O}$ des foraminifères benthiques du précédent interglaciaire sur le dernier million d'année, d'après Tzedakis et al. (2017).** La diagonale sépare les pics d'insolation associés aux interglaciaires (ronds rouges) de ceux associés aux « interglaciaires continus » (diamant noir) et des interstades (triangles bleus). L'aire autour de cette droite représente les percentiles 25 et 75 %. _____ 9
- Figure I-3 : Éléments essentiels d'une Terminaison, d'après Denton et al. (2010).** _____ 11
- Figure I-4 : Synthèse des données des forçages externes et internes du climat au cours des derniers 400 ka.** De haut en bas : (a) Paramètres d'obliquité et précession (Berger et Loutre, 1991) et insolation au solstice de Juin à 65°N (Laskar et al., 2004) ; (b) nombre d'IRD par gramme de sédiment sec du forage ODP-983 (Barker et al., 2015) ; (c) variations du $\delta^{18}\text{O}$ benthique du stack LR04 (Lisiecki et Raymo, 2005) ; (d) δD du forage de glace antarctique EPICA Dome C (Jouzel et al., 2007 ; Landais et al., 2021) ; (e) $\delta^{18}\text{O}$ de la carotte de glace groenlandaise NGRIP (NGRIP members, 2004) et synthétique (Barker et al., 2011) ; (f) variations du CO_2 du forage EDC (ligne continue : Bereiter et al., 2015) ; (g) variations du CH_4 du forage EDC (ligne continue : Loulergue et al., 2008) ; (h) $\delta^{18}\text{O}$ de la calcite de la cave Sanbao (Cheng et al., 2009, 2016). Les points rouges du CO_2 et CH_4 font référence à Shin et al. (2021). Les points jaunes du CO_2 et CH_4 font référence à Nehrbass-Ahles et al. (2020). Les points verts du CH_4 font référence à Schmidely et al. (2021). _____ 14
- Figure I-5 : Même légende que la Figure I-4 pour la période 0 – 20 ka (gauche) et la période 20 – 115 ka (droite).** BA = Bølling-Allerød, YD = Younger Dryas, HS =Heinrich Stadial. _____ 17
- Figure I-6 : Même légende que la Figure I-4 pour la période 115 – 140 ka (gauche) et 140 – 230 ka.** HS = Heinrich Stadial. _____ 22
- Figure I-7 : Même légende que la Figure I-4 pour la période 230 – 250 ka (gauche) et 250 – 320 ka (droite).** YD-III = Younger Dryas III, BA-III = Bølling-Allerød III, MI-III = Mystery Interval III, d'après Duan et al. (2022). _____ 25
- Figure I-8 : Même légende que la Figure I-4 pour la période 320 – 345 ka (gauche) et 325 – 400 ka (droite).** HS = Heinrich Stadial. _____ 28
- Figure I-9 : Superposition des différents forçages externes et internes au cours des 4 derniers interglaciaires stricts suivant une période glaciaire.** Paramètres externes (a-c) : (a) Insolation au solstice d'été à 65°N (Berger et Loutre 1991) ;(b) Paramètre d'obliquité (Berger et Loutre 1991) ; (c) paramètre de précession des équinoxes (Berger et Loutre 1991). Paramètres internes (d-f) : (d) stack LR04 du $\delta^{18}\text{O}$ des foraminifères benthiques (Lisiecki et Raymo, 2005) ; (e) concentrations en CO_2 reconstitué à partir des carottes de glace Antarctique (Beireiter et al., 2015) ; (f) concentrations en CH_4 reconstitué des carottes de glace Antarctique (Loulergue et al. 2012). _____ 30
- Figure I-10 : Carte schématique de la circulation à grande échelle en Atlantique Nord, d'après Daniault et al. (2016).** La bathymétrie change de couleur à 100 m, 1000 m et tous les 1000 m en dessous de cette limite. Les stations de la section OVIDE sont indiquées par des points noirs. Les points jaunes indiquent des limites de « régions » utilisé dans Daniault et al. (2016). Les grandes structures topographiques sont labélisées comme suit : Azores-Biscay Rise (ABR), Bight Fracture Zone (BFZ), Charlie-Gibbs Fracture Zone (CGFZ), Faraday Fracture Zone (FFZ), Maxwell Fracture Zone (MFZ), Mid-Atlantic Ridge (M.A.R.), Iberian Abyssal Plain (I.A.P.), Northwest Corner (NWC), Rockall Trough (RT), Rockall Plateau (Rockall P.) et Maury Channel (MC). Les principales masses d'eau sont labélisées comme suit : Denmark Strait Overflow Water (DSOW), Iceland-Scotland Overflow Water (ISOW), Labrador Sea Water (LSW), Mediterranean Water (MW) et Lower North East Atlantic Deep Water (LNEADW). _____ 33
- Figure I-11 : Salinité (haut), température potentielle (milieu) et vitesse d'écoulement (bas) le long de la section OVIDE (indiquée en noir sur l'insert), d'après Daniault et al. (2016).** Les barres verticales grises représentent les grands ensembles géographiques (voir texte) dont les limites sont indiquées par les points jaunes sur la section OVIDE de la Figure I-10. Les lignes grises horizontales représentent les isopycnes définissant les 4 grands ensembles de masses d'eau (voir texte). Reykjanes Ridge (RR), Eriador Seamount

(ESM) et Azores-Biscay Rise (ABR). Les vitesses d'écoulement (en $m.s^{-1}$) négatives (positives) correspondent à un écoulement vers le Sud (Nord). L'ensemble des abréviations est référencé dans le lexique. _____ 34

Figure I-12 : Circulation océanique méridienne supérieure en l'Atlantique Nord ($\sigma_1 = 32.15$) d'après Daniault et al. (2016). Les principaux courants sont labélisés : East Greenland Current (EGC), East Greenland Coastal Current (EGCC), West Greenland Current (WGC), North Atlantic Current (NAC), East Reykjanes Ridge Current (ERRC) et Irminger Current (IC). Les nombres en noirs sur fond blanc indiquent le volume transporté d'après Daniault et al. (2016). Les nombres en blanc sur fonds noirs indiquent le volume transporté d'après Sarafanov et al. (2012). Les nombres en gris proviennent de Rossby and Flagg (2012) pour l'Est de l'Islande et Østerhus et al. (2008) et Sarafanov et al. (2012) pour l'Ouest de l'Islande. Le rond avec une croix indique la zone de mélange diapycnal en mer d'Irminger. _____ 35

Figure I-13 : Circulation intermédiaire en l'Atlantique Nord ($\sigma_1 = 32.15 < \sigma < \sigma_2 = 36.94$) d'après Daniault et al. (2016). Les principaux courants sont labélisés : Mediterranean Water (MW) et Labrador Sea Water (LSW). Les nombres en noirs sur fond blanc indiquent le volume transporté d'après Daniault et al. (2016). Les nombres en blanc sur fonds noirs indiquent le volume transporté d'après Sarafanov et al. (2012). Le rond avec une croix indique la zone de mélange diapycnal en mer d'Irminger. Le rond avec un point indique la zone de remontée d'eau de la couche sous-jacente au Sud du plateau de Rockall. _____ 38

Figure I-14 : Circulation océanique profonde en l'Atlantique Nord ($\sigma > \sigma_2 = 36.94$) d'après Daniault et al. (2016). Les principaux courants sont labélisés : Deep Labrador Current (DLC), Deep Western Boundary Current (DWBC). Les courants de débordements indiqués : Denmark Strait Overflow Water (DSOW), Iceland–Scotland Overflow Water (ISOW). Les nombres en noirs sur fond blanc indiquent le volume transporté d'après Daniault et al. (2016). Les nombres en blanc sur fonds noirs indiquent le volume transporté d'après Sarafanov et al. (2012). Le rond avec une croix indique la zone de convection diapycnale d'eau en mer d'Irminger. Le rond avec un point indique la zone de remontée d'eau de la couche sous-jacente au Sud du plateau de Rockall. _____ 39

Figure I-15 : Distribution de probabilité (échelle logarithmique) des trajectoires simulées de bouées initiées dans la zone de fracture de Charlie-Gibbs sur 10 ans, d'après Zou et al. (2020). Les lignes de contours noires représentent l'âge moyen des bouées. _____ 41

Figure I-16 : Distribution des types d'échos sismiques obtenus le long du Björn et du Gardar drifts, d'après Bianchi and McCave, 2000. Le contour rouge représente le Björn Drift et le bleu le Gardar Drift. _____ 43

Figure I-17 : Coupes de la partie Nord (gauche) et Sud (droite) du flanc Est de la ride de Reykjanes, d'après Bianchi and McCave, (2000). Les lignes et numéros correspondent aux isopycnes densité potentielle $\sigma_{2,5}$, à 2.5 km de profondeur. La LDW (Labrador Deep Water) correspond aux eaux du Deep Labrador Current (DLC) dans la Figure I-14. _____ 44

Figure I-18 : Schémas de l'enrichissement / appauvrissement de l'ISOW en particules riches en Ti. Cas d'ISOW intense (haut) et peu intense (bas). Les schémas ne sont pas à l'échelle réelle. _____ 50

Figure I-19 : Schémas de l'enrichissement / appauvrissement des sédiments en Zirconium ou Rubidium. Cas d'un courant intense (haut) et peu intense (bas). _____ 51

Figure I-20 : Diagramme d'Hovmöller synthétisant les données de $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ au à l'Ouest du bassin Nord-Atlantique, d'après Süfke et al. (2019). Les ronds blancs représentent les points de données utilisés pour la construction de ce diagramme. _____ 53

Figure I-21 : Diagrammes d'Hovmöller de différentes compilations de traceurs de ventilation de masses d'eau ou d'intensité de l'AMOC de la moyenne zonale à 32°N, d'après (Pöppelmeier et al., 2023). (b) $\delta^{13}\text{C}$, (c) différence entre les âges ^{14}C des foraminifères benthiques et planctoniques, (d) ϵNd et (e) rapport $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$. Les valeurs de la courbe rouge sur chaque figure indiquent la force de AMOC (Sv) comme simulé par le modèle climatique Bern3D (voir Pöppelmeier et al., 2023). _____ 54

Figure I-22 : même légende que la Figure I-21 représentant la moyenne zonale à 27°S. _____ 55

Figure I-23 : Comparaison entre l'intensité de l'ISOW (c-d) et différents traceurs climatiques, d'après Thornalley et al. (2013). (a) intervalles de retraits des calottes Groenlandaise (GIS) et Laurentide (LIS) ; (b) pourcentage d'abondance de quartz du plateau nord isalndais comme traceur de débâcle de glace ; (c) stack de l'intensité de l'ISOW (Thornalley et al., 2013) ; (d) susceptibilité magnétique le long du Gardar drift (Kissel et al., 2013) ; (e) altitude de la ligne d'équilibre du glacier Jostedalbreen, Norvège (traceur du retrait glaciaire) ; (f) températures d'été au Nord-Ouest de l'Europe (vert) et températures de surface en mer Nordiques (gris). _____ 57

Figure I-24 : Compilation de différents traceurs « associés à l'AMOC » au cours des derniers 1500 ans, d'après Caesar et al. (2021). _____ 59

Figure I-25 : Valeurs moyenne d'ARM_{30mT} carotte par carotte, d'après Kissel et al. (1999). (a) valeurs moyennes durant le MIS 3 (27 – 60 ka) ; (b) moyennes des minima (gris) et maxima (noir) sur la période 30 – 46 ka. La localisation des carottes est indiquée sur la carte, avec le trajet des principales masses d'eau profondes. _____	60
Figure I-26 : Modèle conceptuel de l'hydrologie en Atlantique Nord et mers Nordiques, d'après Wary et al. (2017). (a, c et e) durant les Stadials et (b, d et f) durant les Interstadials. (c-d) section Sud-Nord durant l'été et (e-f) durant l'hiver. _____	62
Figure I-27 : Variations de différents traceurs de l'AMOC au cours du dernier cycle interglaciaire-glaciaire. (a) ϵ Nd de l'ODP 1063 (Bermuda Rise ; Böhm et al., 2015) ; (b) compilation de différents enregistrements de $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ du site de Bermuda Rise, d'après Henry et al. (2016) ; (c) $\delta^{13}\text{C}$ benthique enregistré aux sites IODP U1305 (Eirik Drift ; Galaasen et al., 2014), U1308 (ride médio-Atlantique ; Hodell and Channell, 2016) et U1385 (marge portugaise, "site de Shackleton" ; Hodell et al., 2023). _____	65
Figure I-28 : Enregistrements de $\delta^{13}\text{C}$ et de K/Ti en Atlantique Nord. Données de $\delta^{13}\text{C}$ (brutes et lissées sur 5 points) provenant des sites IODP (a) U1385 (site de Shackleton ; Hodell et al., 2023), (b) U1308 (ride Médio-Atlantique ; Hodell and Channell, 2016), (c) U1305 (Eirik Drift ; Galaasen et al., 2020) et (d) données de K/Ti (échelle inversée) du site U1314 (Gardar Drift ; Grützner and Higgins, 2010). _____	67
Figure I-29 : Variabilité de la ventilation des eaux profondes au niveau d'Eirik Drift durant les plateaux de $\delta^{18}\text{O}$ interglaciaires, d'après Galaasen et al. (2020). (A) Insolation au 21 Juin à 65°N ; (B) traceurs des décharges sédimentaires de la calotte Groenlandaise ; (C) $d_{13}\text{C}$ des foraminifères benthiques en Atlantique Nord à des profondeurs moyennes (violet clair), en Atlantic Sud à de grandes profondeurs (violet foncé) et au niveau d'Eirik Drift ; (D) IRD (%) au niveau d'Eirik Drift ; (E) $\delta^{13}\text{C}$ et (F) $\delta^{18}\text{O}$ des foraminifères benthiques à Eirik Drift et au niveau de la zone de fracture Charlie-Gibbs. _____	71
Figure I-30 : Changement de l'AMOC en réponse à une hausse abrupte de $4\times\text{CO}_2$ d'après Bellomo et al. (2021). (a) et (b) montrent les anomalies de l'AMOC (en Sv) à 26,5°N pour (a) CMIP5 et (b) CMIP6. (c) et (d) montrent les changements de l'AMOC sur un transect en Atlantique Nord des scénarios exprimant (c) un fort déclin et (d) un faible déclin de l'AMOC. _____	74
Figure II-1 : Carte bathymétrique de la zone de prélèvement « Gardar Drift » de l'expédition P.I.C.A.S.S.O. (Laj, 2003). La localisation des carottes sédimentaires et leurs noms y sont indiqués. Le suffixe C2 après le nom désigne un carottage de type CASQ. La lettre G après le nom désigne un carottage par gravité. Les noms sans suffixe correspondent à un carottage long de type Calypso. _____	77
Figure II-2 : Exemple de corrélations entre carottes gravité (gauche), CASQ (milieu) et Calypso (droite). _____	78
Figure II-3 : Schéma des différents constituants du carottier géant Calypso (Laj, 2003). _____	79
Figure II-4 : Résumé schématisé des différents sous-échantillonnages utilisés durant cette thèse. _____	82
Figure II-5 : schéma de fonctionnement d'un diffractomètre laser. Source : Pharmacopeia . _____	85
Figure II-6 : Susceptibilité magnétique des carottes MD03-2679 (haut) et MD03-2679 (bas). Les données obtenues par U-Channel sont indiquées par des courbes bleues et par les KLY2 et KLY3 sur échantillons discrets par des courbes rouges. _____	90
Figure II-7 : Exemples de tests effectués sur des échantillons de la carotte MD03-2679. A) Test de reproductibilité, B) Test de l'influence de l'opale biogène, C) Test de l'efficacité du dispersant & D) Test de l'influence de vitesse de rotation de la pôle dans la cuve de mesure. Obsc = Obscuration. _____	93
Figure II-8 : Transitions d'électrons possibles (notation de Siegbahn) dans un atome lourd qui produisent les principales raies et pics dans un spectre de rayon-X, R. Klockenkämper (1997). _____	96
Figure II-9 : Schéma simplifié de la géométrie d'excitation des rayons-X d'une analyse XRF (pas à l'échelle) avec une représentation des éléments Si, Ca et Fe (Richter et al., 2006, puis modifié par Tjallingii et al., 2007). Les éléments sont d'abord ionisés par le rayon-X primaire (1), puis émettent une radiation de fluorescence spécifique par élément (2) qui est enregistrée par le détecteur. Les éléments les plus lourds (ici Fe) qui émettent une énergie de fluorescence plus forte possèdent une profondeur critique (Δx) plus importante que les éléments légers. _____	97
Figure II-10 : Schéma du principe d'un spectromètre à dispersion d'énergie (Thirion-Merle, 2014). _____	98
Figure II-11 : Schéma des différentes particules « ferromagnétiques » au sens large. (Gauche) particules ferromagnétiques ; (milieu gauche) particules ferrimagnétiques ; (milieu droite) particules antiferromagnétiques ; (droite) particules antiferromagnétiques inclinées. Les cases du haut représente l'orientation de l'aimantation rémanente ; les cases du bas représente l'aimantation macroscopique résultante de cette aimantation. _____	108
Figure II-12 : Diagramme ternaire des différents oxydes de fer. _____	109
Figure II-13 : Schéma du fonctionnement du banc de mesure de susceptibilité volumique d'un u-channel réalisé au LSCE. _____	111

Figure II-14 : Vue schématique en coupe d'un magnétomètre du LSCE, modifié d'après Weeks et al., (1993).	112
Figure II-15 : Relations empiriques entre l'ARM et la k_{LF} ou l'IRM. Cette relation permet de mettre en évidence les variations de concentration en magnétites et/ou les évolution granulométriques.	117
Figure II-16 : Schéma d'une « boucle » d'hystérésis magnétique. La plupart des annotations sur le schéma font référence aux paramètres magnétiques décrits dans le texte.	118
Figure II-17 : Diagramme de Day montrant les relations entre granulométrie et domaines magnétiques. SD = Single-Domain ; PSD = Pseudo Single Domain ; MD = Multi-Domains. Les tailles reportées aux limites SD/PSD/MD sont approximatives pour les magnétites. Les formes vertes avec des flèches représentent des grains associés à chaque type de domaine magnétique.	119
Figure II-18 : Schéma d'un magnétomètre à champ de gradient alternatif.	120
Figure III-1 : Étapes de la création de la courbe synthétique de température du Groenland, d'après Barker et al. (2011). (a) δD (‰) de la carotte EDC (Jouzel et al., 2007) et AA_{T_lo} ; (b) $\delta^{18}O$ (‰) de la carotte NGRIP (NGRIP members, 2004) et GL_{T_lo} ; (c) $GL_{T_syn_lo}$ (‰) avec (orange) et sans (rouge) décalage de 2 ka lié à la bascule bipolaire ; (d) anomalies de température Antarctique AA_{T_hi} ($\Delta\%$) ; (e) anomalies de température du Groenland GL_{T_hi} ($\Delta\%$) ; bleu clair et dérivée de AA_{T_hi} ($\Delta\% \cdot ka^{-1}$) ; bleu foncé) ; (f) $GL_{T_syn_hi}$ ($\Delta\%$) produit par mise à l'échelle de AA_{T_hi} ; (g) courbe synthétique de température du Groenland GL_{T_syn} (‰ ; violet) comparée à l'enregistrement de $\delta^{18}O$ (‰ ; gris) de la carotte NGRIP (NGRIP members, 2004). A noter que tous les enregistrements sont représentés en échelle d'âge AICC2012 (Bazin et al., 2013; Veres et al., 2013).	126
Figure III-2 : Résultat des corrélations CASQ-Calypto des trois carottes étudiées. Corrélation avec la susceptibilité magnétique en champ faible (a, c, e) et le rapport géochimique $\ln(Ca/Ti)$ pour les couples de carottes (a, b) MD03-2673-74Cq, (c, d) MD03-2685-84Cq et (e, f) MD03-2679-80Cq.	129
Figure III-3 : Exemple de définition des points d'ancrages entre la carotte MD03-2685 et le forage ODP-983. Variations des RPI du champ magnétique terrestre (haut) et des valeurs de susceptibilité magnétique (bas). La période 175-280 ka a été utilisé comme exemple pour une meilleure lisibilité.	132
Figure III-4 : Modèles Bayésiens âge-profondeur des trois carottes étudiées durant cette thèse. L'enveloppe correspond à l'intervalle de confiance (95 %). Courbe bleue = MD03-2685-84Q ; Courbe rouge = MD03-2679-80Q ; Courbe verte = MD03-2673-74Q.	133
Figure III-5 : Comparaisons des différents enregistrements utilisés pour les corrélations entre les carottes étudiées durant ma thèse et le site ODP-983 pour la période 0-200 ka. (a) Paléo-intensité relative du champ magnétique terrestre ; (b) susceptibilité magnétique ; (c) $\ln(Ca/Fe)$. Courbes rouges = MD03-2679 ; courbes vertes = MD03-2673 ; courbes bleues = MD03-2685 ; courbes noires = ODP-983 de Channell et al. (2013) avec le modèle d'âge de Barker et al. (2015) aligné sur AICC2012 (Bazin et al., 2013; Veres et al., 2013). Les différents points sous chaque courbe indiquent les tie-points et datations utilisés, représentés par des couleurs différentes selon le même code couleur que les courbes. Les croix (haut) font référence aux datations au radiocarbone ; les diamants aux points d'ancrages réalisés à l'aide des variations de RPI ; les triangles sont associés aux variations de susceptibilité magnétique k_{LF} ; les carrés sont associés aux points d'ancrages réalisés avec les variations du rapport géochimique $\ln(Ca/Fe)$. Les bandes grises (a) représente les excursions magnétiques enregistrées par les 4 carottes.	135
Figure III-6 : Même légende que la Figure III-4 pour la période 200 – 400 ka.	136
Figure III-7 : Taux d'accumulation de sédiment ($cm \cdot ka^{-1}$) calculés par le GUI Matlab « Undatable » (Lougheed and Obrochta, 2019). (a) Carotte MD03-2685, (b) carotte MD03-2679 et (c) carotte MD03-2673. Les deux courbes par carottes représentent les données brutes (courbes fines) et lissées sur 50 cm (courbes en gras). Les lignes en pointillés et les étoiles représentent le taux d'accumulation de sédiment moyen sur la période couverte par la partie de la carotte Calypso non-pistonnée.	137
Figure V-1: Bathymetry and modern salinity section of the subpolar North Atlantic basin and location of the three couples of cores studied here. A) Bathymetric map with the main deep currents (blue arrows), the three couples of cores (yellow circles) and the three ODP and IODP drilling sites used in this study (red diamonds). B) Salinity section (in red on the map) from Nordic seas to Iberian margin with de latitude and depth of each core represented on the map. DSOW = Denmark Strait Overflow Water; ISOW = Iceland-Scotland Overflow Water; DWBC = Deep Western Boundary Current; LSW = Labrador Sea Water; NAC = North Atlantic Current; NEADW = North East Atlantic Deep Water; CGFZ = Charlie-Gibbs Fracture Zone.	166
Figure V-2: ARM versus IRM plots and Day diagrams of the three studied cores. (a-c) ARM versus IRM plots showing magnetic concentration and grain-size dispersion of cores (a) MD03-2685-84Cq, (b) MD03-2679-80Cq and (c) MD03-2673-74Cq. (d-e) Day diagrams of cores (d) MD03-2679 and (e) MD03-2673, focused on MIS 7 and MIS 9.	172

- Figure V-3: Downcore magnetic proxy variability of the three cores over the last 400 ka.** (a) The low field volume magnetic susceptibility corrected for biogenic carbonates, (b) the anhysteretic remanent magnetization and (c) the grain-size proxy ARM/IRM (coarser to lower values). Red = MD03-2679-80Cq; blue = MD03-2685-84Cq; brown = MD03-2673. The MIS boundaries are defined after [Lisiecki & Raymo \(2005\)](#) and the light yellow vertical bars indicate the terminations. _____ 174
- Figure V-4: Downcore XRF proxy variability in the three cores over the last 400 ka.** (a) The Fe content (ppm) corrected for biogenic carbonates, (b) the Ti content (ppm) corrected for biogenic carbonates, (c) the source ratio $\ln(\text{Ti}/\text{K})$ and (d) the grain-size ratio $\ln(\text{Zr}/\text{Rb})$. Red = MD03-2679; blue = MD03-2685; brown = MD03-2673. The MIS boundaries are defined after [Lisiecki & Raymo \(2005\)](#) and the light yellow vertical bars indicate the terminations. _____ 175
- Figure V-5: Downcore grain-size proxy variability of the cores MD03-2679 and MD03-2673 during MIS 7 and 9.** (a) The mean-size of sortable silt fraction (μm), (b) the percentage of sortable silt fraction and (c) the mean grain-size. The three tracers were calculated from the IRD-corrected grain-size distributions from [Stevenard et al. \(2023\)](#). Red = MD03-2679; brown = MD03-2673. The MIS boundaries are defined after [Lisiecki & Raymo \(2005\)](#) and the light yellow vertical bars indicate the terminations. Note that the y-scales on the right for core MD03-2679 and on the left for core MD03-2673. _____ 177
- Figure V-6: Comparison of ISOW intensity tracers with the ice-sheet volume and deep water mass ventilation proxy from the IODP U1308 ([Hodell et al., 2008](#)) and U1385 ([Hodell et al., 2023](#)).** (a) Benthic $\delta^{18}\text{O}$, (b) benthic $\delta^{13}\text{C}$, (c) the normalized source ratio $\ln(\text{Ti}/\text{K})$, (d) the normalized grain-size ratio $\ln(\text{Zr}/\text{Rb})$, (e) the normalized magnetic grain-size ratio ARM/IRM and (f) the normalized volume low field magnetic susceptibility free of biogenic carbonate influence. MIS boundaries are defined after [Lisiecki & Raymo \(2005\)](#). Light-yellow vertical bars and blue vertical bars indicate terminations and transitions between interglacial to glacial ISOW states, respectively. _____ 181
- Figure V-7: Comparison of ISOW intensity and North Atlantic meltwater and ice-sheet volume during the transitions from strong to weak ISOW states over the last 400 ka.** (a) IRD count record from ODP site 983 on the same chronology as for the studied cores ([Barker et al., 2015](#)), (b) $\delta^{18}\text{O}$ from IODP sites U1308 and U1385 ([Hodell et al., 2008, 2023](#)), (c) the normalized $\ln(\text{Zr}/\text{Rb})$ ratio, (d) the normalized $\ln(\text{Ti}/\text{K})$ ratio, (e) the normalized volume low field magnetic susceptibility free of biogenic carbonate influence and (f) the normalized magnetic grain-size ratio ARM/IRM. _____ 183
- Figure VI-1 : Variations des différents traceurs continus et normalisés des trois carottes étudiées durant cette thèse.** (a) $\ln(\text{Ti}/\text{K})$, (b) $\ln(\text{Zr}/\text{Rb})$, (c) ARM/IRM, (d) κ_{f} corrigée de l'influence des carbonates. Bleu = MD03-2685-84Cq, rouge = MD03-2679-80Cq, marron = MD03-2673. _____ 191
- Figure VI-2 : Exemple de traceurs normalisés. Ici, ce sont les données XRF $\ln(\text{Zr}/\text{Rb})$ et $\ln(\text{Ti}/\text{K})$ des trois carottes étudiées qui sont illustrées.** L'enveloppe autour des courbes représente l'intervalle de confiance (95 %) associé à la calibration (voir [Chapitre II.3.](#)). Bleu = MD03-2685, rouge = MD03-2679, vert = MD03-2673. _____ 192
- Figure VI-3 : Résultats graphiques en biplot des différentes PCA réalisées.** PCA utilisant (a, c, e) les données des trois carottes et (b, d, f) les données des carottes MD03-2673 et MD03-2685 uniquement. Les PCA ont été réalisées avec les traceurs (a, b) κ_{f} corrigée des carbonates, ARM/IRM, $\ln(\text{Ti}/\text{K})$, $\ln(\text{Zr}/\text{Rb})$, (c, d) ARM/IRM, $\ln(\text{Ti}/\text{K})$, $\ln(\text{Zr}/\text{Rb})$ et (e, f) $\ln(\text{Ti}/\text{K})$ et $\ln(\text{Zr}/\text{Rb})$. Le pourcentage indiqué sur les titres des axes correspond au pourcentage de variance expliqué par les composantes principales. Ces PCA ont été réalisées à l'aide de la fonction Matlab « pca ». _____ 194
- Figure VI-4 : Résultats des différents stacks réalisés en utilisant les trois carottes étudiées.** Construit à l'aide des traceurs (a) κ_{f} corrigée des carbonates, ARM/IRM, $\ln(\text{Ti}/\text{K})$, $\ln(\text{Zr}/\text{Rb})$; (b) ARM/IRM, $\ln(\text{Ti}/\text{K})$, $\ln(\text{Zr}/\text{Rb})$ et (c) $\ln(\text{Ti}/\text{K})$ et $\ln(\text{Zr}/\text{Rb})$. Les pourcentages font référence à la variance moyenne expliquée par les 100 PCA, incluant l'erreur associée. _____ 196
- Figure VI-5 : Même légende que la figure Figure VI-4 avec uniquement les enregistrements des carottes MD03-2673 et MD03-2685.** _____ 197
- Figure VI-6 : Comparaison des deux stacks XRF avec celui de la NADW de [Kissel et al. \(2008\)](#) sur la période 20-65 ka.** Stack de l'ISOW réalisé avec les données XRF (a) des 3 carottes étudiées, (b) des carottes MD03-2673 et MD03-2685; (c) stack de la NADW réalisé par [Kissel et al. \(2008\)](#) sur l'échelle d'âge GISP2. _____ 199
- Figure VI-7 : Stack ISOW_{int} final et la PC2 associée.** (a) stack ISOW_{int} représentant la PC1 (73.35 %) et (b) résultat de la PC2 (17.82 %). L'enveloppe représente l'intervalle de confiance σ . _____ 200
- Figure VII-1 : Variations d'intensité de l'ISOW à partir du stack ISOW_{int}.** (a) stack ISOW_{int}, (b) signal « long-terme » lissé sur 7 ka et (c) anomalie d'intensité de l'ISOW par rapport au signal long terme. Les barres verticales bleues représentent les transitions entre le régime de forte intensité et celui de faible intensité. Les barres verticales rouges représentent les transitions inverses. _____ 203

- Figure VII-2 : Schémas représentant les différentes fonctions utilisées pour la détection et la comparaison des dates de points de bascule du système climatique.** Détection à l'aide des fonctions Matlab (a) « KS_detection » (Bagniewski et al., 2021), (b) « dtJump » et (c) détection des paires d'évènements de points de bascule par la fonction Matlab « pairs ». Les barres verticales et cercles représentent les points de bascule identifiés, en rouge ou en bleu pour ceux correspondant respectivement à une hausse ou une baisse dans l'enregistrement. La fenêtre « w » (dont la largeur peut être ajustée) correspond à la période de recherche de paires d'évènements. _____ 204
- Figure VII-3 : Tests de lissages de 300, 700 et 1100 ans de la dérivée première du stack ISOW_{int}.** _____ 207
- Figure VII-4 : Tests de sensibilité des seuils de la fonction « pairs » afin de définir le seuil produisant un pourcentage suffisamment élevé de paires d'évènements entre les deux méthodes de détection.** Tests effectués pour les variables (a) ISOW_{int}, (b) GL_{T_syn} (Barker et al., 2011), (c) NPS% de l'ODP-983 (Barker et al., 2015) et (d) IRD (#/g) de l'ODP-983 (Barker et al., 2015). La courbe bleue représente le nombre de paires d'évènements comparé au nombre d'évènements détectés par la fonction « KS_detection ». La courbe rouge représente le nombre de paires d'évènements comparé au nombre d'évènements détectés par la méthode « dtJump ». _____ 208
- Figure VII-5 : Courbes des anomalies d'intensité de l'ISOW et des températures de l'air de surface au Groenland (Barker et al., 2011).** Courbes d'anomalies de (a, c) l'intensité de l'ISOW à l'aide du stack ISOW_{int} et (b, d) des températures de surface de l'air au Groenland à l'aide de la courbe GL_{T_syn} (Barker et al., 2011) pour les périodes (a, b) 0-200 ka et (c, d) 200-400 ka. Les barres verticales rouges et bleues claires représentent les périodes où les valeurs deviennent positives, respectivement dans les régimes forts et faibles de l'ISOW. _____ 210
- Figure VII-6 : Cross-correlation entre l'anomalie d'intensité de l'ISOW (ISOW_{int} hi) et de température de l'air du Groenland (GL_{T_syn} hi ; Barker et al., 2011) au cours des derniers 380 ka.** Des valeurs positives indiquent que les variations d'intensité de l'ISOW surviennent avant celles des températures de surface du Groenland, et inversement pour des valeurs négatives. _____ 211
- Figure VII-7 : Résultats des détections automatiques d'évènements abrupts.** Ces détections concernent les enregistrements (a) ISOW_{int}, (b) GL_{T_syn} (‰), (c) NPS (%) et (d) IRD (#/g). Les barres et cercles rouges représentent les points de bascule « positifs » (réchauffement, renforcement d'intensité de l'ISOW ou diminution des IRD) détectés respectivement par les méthodes KS_detection et dtJump. Les barres et cercles bleus représentent les points de bascule « négatifs » (refroidissement, diminution d'intensité de l'ISOW ou augmentation des IRD) détectés respectivement par les méthodes KS_detection et dtJump. _____ 213
- Figure VII-8 : Boîtes à moustaches des décalages temporels calculés à partir des paires d'évènements.** Ils concernent les points de bascule détectés par les fonctions (a) dtJump et (b) KS_detection. Les « boîtes » représentent les premiers et troisièmes quartiles, appelées interquartile (IQR), séparés par un trait noir représentant la médiane. Les « moustaches » vont jusqu'à la dernière valeur représentant 1.5 fois l'IQR, Les valeurs supérieures aux « moustaches » sont indiquées par un « + » rouge et considérées comme valeur aberrante. Des valeurs positives (négatives) signifient une avance (un retard) du changement de l'intensité de l'ISOW sur l'autre traceur considéré. _____ 216
- Figure VIII-1 : Variations d'intensité de l'ISOW illustrées par le stack ISOW_{int} au cours des interglaciaires stricts (complets) des derniers 400 ka.** Ces interglaciaires ont été alignés sur le changement rapide pendant les terminaisons, comme enregistré par le stack ISOW_{int}. A noter que 5 ka couvrent le même intervalle de temps pour chaque fenêtre d'interglaciaire. _____ 225
- Figure VIII-2 : Comparaison des intensités de l'ISOW avec les paramètres orbitaux durant les quatre derniers interglaciaires (complets) des derniers 400 ka.** (a) Insolation moyenne du semestre d'été aux latitudes 65-75-85°N d'après Yin et al. (2021), paramètres de (b) obliquité et (c) précession des équinoxes (Berger and Loutre, 1991), et (d) stack ISOW_{int}. La bande grise horizontale représente la valeur du seuil d'insolation déclenchant une chute de l'AMOC, d'après Yin et al. (2021). Les intervalles rouges représentent les interglaciaires stricts. De gauche à droite : MIS 5e, 7c, 7e et 9e. _____ 227
- Figure VIII-3 : Traceurs paléoclimatiques comparés aux variations d'intensité de l'ISOW.** (a) anomalie d'insolation au solstice d'été par rapport à l'actuel, (b) comptage d'IRD (#/g) au site ODP-983 (Barker et al., 2015), (c) variations du δD au forage EDC (Jouzel et al., 2007; Landais et al., 2021) indicateur des variations de température de surface antarctiques, (d) courbe synthétique des températures de surface au Groenland (Barker et al., 2011), (e) stack de l'intensité de l'ISOW, (f) concentration en CO₂ atmosphérique (Bereiter et al., 2015). Tous les traceurs (b-g) sont reportés avec la chronologie AICC2012 (Bazin et al., 2013; Veres et al., 2013). Les bandes verticales représentent les quatre étapes temporelles décrites dans le texte. _____ 231
- Figure VIII-4 : Traceurs paléoclimatiques comparés aux variations d'intensité de l'ISOW durant les MIS 7a-c.** (a) Paramètres d'obliquité (noir) et précession (vert pâle), (b) comptage d'IRD (#/g) au site ODP-983 (Barker

et al., 2015), (c) variations du δD au forage EDC (*Jouzel et al., 2007; Landais et al., 2021*), (d) courbe synthétique des températures de surface au Groenland (*Barker et al., 2011*), (e) stack de l'intensité de l'ISOW, (f) concentration en CO_2 atmosphérique (*Bereiter et al., 2015*). Tous les traceurs (b-g) sont reportés avec la chronologie AICC2012 (*Bazin et al., 2013; Veres et al., 2013*). Les bandes verticales représentent les périodes décrites dans le texte. _____ 238

Figure S1-1 : Schéma de fonctionnement du Beckman compteur Coulter. Source : Beckman. _____ 271

Figure S3-1: Comparison of the different records used to correlate the core chronologies between them and the ODP site 983 for the 0-200 ka period. (a) Relative Paleointensity (RPI); (b) low field magnetic susceptibility; (c) $\ln(Ca/Fe)$ ratio. Diamonds, triangles and squares are used to show tie-points associated to RPI, κ_{lf} and $\ln(Ca/Fe)$, respectively. Red = MD03-2679; green = MD03-2673; blue = MD03-2685; black = ODP-983 magnetic data from *Channell et al. (2013)* plotted on the AICC2012 (*Bazin et al., 2013; Veres et al., 2013*) chronology from *Barker et al. (2015)*. Gray vertical bars in (a) indicated paleomagnetic excursion. _ 282

Figure S3-2 : same legend as Fig. 1 but for the 200-400 ka interval. _____ 283

Figure S3-3: Age-Depth plot of the three Bayesian age models of the three cores presented in this study. The envelop is the confidence interval (95 %). Red = MD03-2679; green = MD03-2673; blue = MD03-2685. _ 284

Figure S3-4 : Sediment accumulation rates calculated with the GUI Matlab "Undatable" (*Lougheed & Obrochta, 2019*). (a) core MD03-2685, (b) core MD03-2679 and (c) core MD03-2673. Light colors are the raw sediment accumulation rate and bold are the 50 cm mean. Dashed lines are the mean sediment accumulation calculate on the interval without sediment deformations. _____ 285

Figure S3-5: Comparison between the original age models of IODP U1385 and U1308 and the revised age models. _____ 285

Figure S3-6: Records used to correlate the CASQ and the Calypso depth scales. (a, c, e) low field volume magnetic susceptibility, (b, d, f) geochemical $\ln(Ca/Ti)$ ratio. (a,b) Cores MD03-2673 and MD03-2674Cq, (c, d) cores MD03-2685 and MD03-2684Cq and (e, f) cores MD03-2679 and MD03-2680Cq. All the data are plotted with the Calypso depth scales. _____ 287

Figure S3-7 : Two examples of thermomagnetic curves from cores MD03-2679 and MD03-2673. The x axis is the heat temperature ($^{\circ}C$) and the y axis is the magnetization. The heat temperature associated with a magnetization falling to zero corresponds to magnetite minerals. _____ 288

Liste des tableaux

Tableau I-1 : Récapitulatif des forçages externes et internes durant les Interglaciaires des derniers 400 ka. Les couleurs claires (bleu) et chaudes (orange) indiquent les valeurs basses ou fortes, respectivement, des paramètres climatiques.	13
Tableau II-1 : Informations sur les carottes utilisées durant cette thèse.	80
Tableau II-2 : Comparaison des échelles de tailles granulométriques, modifié d'après Blott & Pye (2001).	84
Tableau II-3 : Tests de Fisher et corrélations de Pearson par éléments entre les sections doublement mesurées par Grégoire Tkaczuk et moi-même.	102
Tableau II-4 : Tension de mesure par élément mesuré et RMSE (%) associée pour les analyses continues et les échantillons discrets.	104
Tableau II-5 : Compositions géochimiques certifiées (en ppm) des étalons utilisés pour les mesures au spectromètre ED-XRF Epsilon.	106
Tableau II-6 : Paramètres magnétiques moyens des trois carottes étudiées. L'inclinaison moyenne est calculée sans prendre en compte l'excursion de l'Iceland Basin. L'erreur associée correspond l'écart-type.	115
Tableau III-1 : Dates radiocarbone AMS ¹⁴C et calibrations utilisées dans cette étude. Les codes de laboratoire indiqués par « SacA-... » sont associés aux mesures réalisées à Gif-sur-Yvette. Les autres sont associés aux mesures faites à Poznan (Pologne). Une partie de ces mesures ont été réalisées par Kissel et al. (2009) et sont indiquées par des « * ».	130
Table V-1: AMS radiocarbon dates of cores MD03-2679-80Q and MD03-2673-74Q.	170
Tableau VII-1 : Paramètres utilisés pour la détection des points de bascule de la méthode « KS_detection » (Bagniewski et al., 2021).	205
Tableau VII-2 : Répartitions des différentes paires, triplés ou quadruplés d'évènements détectés par les méthodes KS_detection et dtJump.	214
Table S3-1 : Geochemical elements and their associated voltage and RMSE (%) for core scanner and discrete measurements.	280

*À ma formidable femme
et mes deux merveilleux enfants.*