



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par l'Université Toulouse III – Paul Sabatier
Discipline ou spécialité : *Physique du Climat*

Présentée et soutenue le 8 avril 2014 par :

Yohan RUPRICH-ROBERT

***Variabilité climatique de l'Atlantique Nord
aux échelles de temps décennale à multidéennale :
mécanismes et prévisibilité***

JURY

Sylvain COQUILLAT (Professeur UPS)

Pascale DELECLUSE (DR Météo-France)

Gilles REVERDIN (DR CNRS)

Francis CODRON (MC UPMC)

Juliette MIGNOT (CR IRD)

Aurore VOLDOIRE (Ingénieur Météo-France)

Laurent DUBUS (CR EDF)

Christophe CASSOU (CR CNRS)

Laurent TERRAY (DR Cerfacs)

Président du jury

Rapporteuse

Rapporteur

Rapporteur

Examinatrice

Examinatrice

Invité

Directeur de thèse

Co-directeur de thèse

École doctorale : *SDU2E (Sciences de l'Univers, de l'Environnement et de l'Espace)*

Unité de recherche : *CNRS/Cerfacs*

Directeurs de Thèse : *Christophe CASSOU et Laurent Terray*

Remerciements

« Quand j'étais petit, j'aimais les dinosaures... ». C'est comme ça que certains commencent leurs lettres de motivation et on ne sait pas trop où cela peut mener. Dans mon cas, voilà le résultat : une thèse sur la variabilité du climat. Qui l'eût cru ? Qui aurait pu prévoir que j'en arriverais là lorsqu'à la fin de la troisième je n'obtenais pas mon brevet ? Un de mes camarades de classe m'a dit un jour que ce qu'il trouvait de bien chez moi c'est que « malgré toutes les taules que tu te prends, tu gardes toujours le moral ». Je ne sais pas s'il se « foutait » de moi, mais il avait raison, j'avais malgré tout le moral. C'est pourquoi je voudrais avant tout remercier ma mère qui m'a enseigné que les capacités d'un individu ne se réduisent pas à des notes. Merci Mômman, sans toi je ne serais pas là (à l'évidence) à faire cette recherche qui me passionne !

Après cette entorse à la règle des remerciements, je tiens bien entendu à remercier très chaleureusement mon directeur de thèse. Merci Christophe pour ton enthousiasme, ta patience, ta disponibilité et ton apprentissage. Nul doute qu'il me reste des tonnes de choses à découvrir et à comprendre, mais j'ai le sentiment que tu m'as donné les clés pour y arriver par moi-même. Merci aussi pour toutes ces heures de discussions scientifiques en tous genres. Elles n'étaient peut-être pas directement bénéfiques pour ma thèse mais ce sont pourtant elles qui me donnaient l'énergie nécessaire pour repartir de plus belle après des jours d'analyses infructueuses.

Laurent, merci beaucoup d'avoir suivi cette thèse à distance tout en étant présent lorsque j'en avais besoin. Les débuts furent difficiles certes, mais avec le temps j'ai fini par te trouver extrêmement sympathique. A ton contact j'ai appris la peur puis finalement la rigueur. Bon, ça ne s'est pas passé en un clic mais, « au jour d'aujourd'hui » (et même présentement !), je t'en suis très reconnaissant !

Je tiens également à remercier Pascale Delecluse, Gilles Reverdin et Francis Codron pour avoir accepté de rapporter ma thèse et Aurore Voltaire, Juliette Mignot et Laurent Dubus pour avoir participé à mon jury. Merci pour l'intérêt que vous avez manifesté à ce travail et pour la pertinence de vos commentaires. Je remercie particulièrement Gilles qui m'a permis de sortir de mon modèle et d'aller voir à quoi ressemble réellement l'Atlantique Nord en hiver. Ce fut une expérience inoubliable que je suis maintenant, après trois ans, prêt à recommencer. Enfin, un grand merci à Sylvain Coquillat pour avoir accepté de présider ce jury et d'avoir ainsi suivi d'un bout à l'autre mon parcours à Paul Sabatier.

Merci aussi à toi Tonton Julien. Pour ton écoute, ton partage et toutes nos discussions qui m'ont aidé aussi bien scientifiquement qu'humainement à venir à bout de cette thèse. J'espère que l'on retournera bientôt à la Loupiotte siffler des pichets de Chouffe. Avec un peu de chance on aura le droit à un concert de Drum&Bass ou de Zebda... Tiens, voilà MP La Rouge sur son tricycle-caravane (c'est un ficus qu'elle trimbale ???), Laure sur sa mobylette, Olivier dans son gilet fluo hyper sexy et Sébou (eye-contact) qui rappliquent pour le concert. Salut à vous les cyclistes et merci pour tous ces moments de détente partagés.

Tout peut sembler beau comme ça, mais cette thèse fut aussi synonyme de lutte acharnée à coup de lancers de trombones, de post-its, de gommes et même d'« Elocoptères » ! Merci Petite Fleur pour ta gentillesse. La seule crainte que j'ai c'est de ne jamais pouvoir retrouver de co-bureau aussi agréable que toi. Merci aussi grande Elo pour toutes nos « pantalonnades » qui me permettaient de débrancher le cerveau, cela me faisait le plus grand bien. A bientôt les amies !

Je souhaite remercier l'équipe de gestion du Cerfacs et plus particulièrement Chantal (et son rire que j'ai pu emporter dans mes bagages), Michèle et Nathalie pour leur disponibilité, leurs accueils souriants et leur aide pour remplir toutes les formalités administratives. Merci à tous les membres de CSG – club des supers géniaux – pour leur patience et leur solution à tous les problèmes. Merci à toute l'équipe GlobC pour m'avoir accueilli en stage et en thèse. Je vous souhaite à tous le meilleur.

Cette thèse a aussi vu son lot de déménagements, cinq apparts lors de la première année... mais j'ai fini par trouver un petit nid douillet avec une coloc qui m'a servi de réveil matin durant deux ans bien malgré moi. Merci Marie, tes quiches aux poireaux étaient des plus réconfortantes lorsque je rentrais tard et stressé du labo ! Je remercie aussi ma famille d'avoir fait un aller-retour du Nord de la France pour assister à ma soutenance. J'espère que vous ne le regrettez pas trop... Et merci encore à ma maman pour avoir relu et corrigé ma thèse (oui il reste encore « quelques » traces de mon passé de cancre).

Pour finir, même si des remerciements ne suffiront pas à exprimer toute ma reconnaissance, je te remercie Johanna. Merci de m'écouter lorsque j'ai besoin de parler de mes recherches même s'il est 1h du matin passé. Merci de m'aider à préparer ces horribles présentations orales qu'on m'impose. Merci d'être venue me nourrir quand je me laissais mourir de faim lors de ces longs mois de rédaction. Et enfin, merci de me rappeler qu'il existe un monde en dehors de la science et que ce monde est beau. Merci Johanna, merci d'être là, merci d'être toi.

Liste des principaux acronymes

AABW : AntArctic Bottom Water. Eaux profondes formées aux bords du continent Antarctique (p.29)

ACC : Antarctic Circumpolar Current – courant circumpolaire Antarctique (p.27)

AMOC : Atlantic Meridional Overturning Circulation – circulation océanique de retournement de l'Atlantique (p.64)

AMOC_y : indice d'AMOC de résolution temporelle annuelle maximisant la variabilité basse fréquence (p.89)

AMV : Atlantic Multidecadal Variability. Variabilité basse fréquence des températures de surface de la mer moyennées sur l'ensemble de l'Atlantique Nord (p.54)

AR : AutoRegressive process. Modèle statistique (p.126 et p. 156)

EAP : East Atlantic Pattern. 2^{ème} mode de variabilité atmosphérique de la region Nord Atlantique - Europe extrait par EOF (p.44)

EOF : Empirical Orthogonal Function (p.43)

EM : Ensemble Mean. Moyenne intermembre d'une simulation d'ensemble (p.139)

ES : Ensemble Spread. Ecart-type intermembre d'une simulation d'ensemble (p.139)

FAR : Fractionally AutoRegressive process. Modèle statistique (p.156)

GCM : Global Climate Model – modèle global de climat (p.59)

GES : Gaz à Effet de Serre (p.7)

GHG : Green House Gases – version anglaise de GES (p.82)

GIN (mer de) : Groenland-Islande-Norvège (p.70 et p.84)

HC200/500 : contenu de chaleur océanique des 200/500 premiers mètres de l'océan (p.91)

ITCZ : InterTropical Convergence Zone – version anglaise de ZCIT (p.95)

MC : expérience d'ensemble « Maintien Chaud » (p.138)

MF : expérience d'ensemble « Maintien Froid » (p.138)

MOC : Meridional Overturning Circulation – Circulation méridienne de retournement (p.33)

NAC : North Atlantic Current – dérive Nord Atlantique (p.84)

NADW : North Atlantic Deep Water. Eaux profondes formées dans l'Atlantique Nord (p.29)

NAE : Nord Atlantique – Europe (p.42)

NAO : North Atlantic Oscillation. Premier mode de variabilité atmosphérique de la région Nord Atlantique – Europe extrait par EOF (p.42)

NASST : North Atlantic Sea Surface Temperature. Températures de surface moyennées sur l'ensemble de l'Atlantique Nord (p.54)

PC : Principal Component. Série temporelle associée à une EOF (p.43)

PDF : Probability Density Function – fonction de densité de probabilité (p.97 et p. 106)

PDV : Pacific Decadal Variability. Premier mode de variabilité basse fréquence de la température de surface du Pacifique Nord (p.51)

PiCTL : Preindustrial ConTroL simulation. Longues simulations numériques (>500 ans) durant lesquelles les forçages externes sont maintenus constants à leur valeur de 1860 (p.77)

R : entropie Relative. Mesure de la prévisibilité d'un système (p.144)

R_{dispersion} : composante de l'entropie Relative provenant de la *dispersion* d'un échantillon (p.146)

R_{signal} : composante de l'entropie Relative provenant de l'anomalie moyenne (ou *signal*) d'un échantillon (p.146)

SC200/500 : Concentration en sel de l'océan moyennée sur les 200/500 premiers mètres de l'océan (p.91)

SLP : Sea Level Pressure – pression atmosphérique au niveau de la mer (p.85)

SPG : SubPolar Gyre – gyre subpolair (p.82)

SSS : Sea Surface Salinity – salinité de surface de la mer (p.84)

SST : Sea Surface Temperature – température de surface de la mer (p.44)

STG : SubTropical Gyre – gyre subtropical (p.85)

TC : expérience d'ensemble « Transition Chaud » (p.138)

TF : expérience d'ensemble « Transition Froid » (p.138)

ZCIT : Zone de Convergence InterTropical (p.13)

Sommaire

Résumé	i
Abstract	ii
Introduction	1
Chapitre I – L'équilibre climatique et sa dynamique	3
<i>I-1) Le système climatique</i>	<i>4</i>
<i>I-2) L'équilibre énergétique</i>	<i>7</i>
I-2-1) L'équilibre énergétique global	7
I-2-2) Le déséquilibre radiatif méridien	9
<i>I-3) Quelques notions de dynamique atmosphérique.....</i>	<i>11</i>
I-3-1) Le chauffage solaire et la dynamique tropicale	11
I-3-1-a) Les cellules de Hadley	11
I-3-1-b) Les cellules de Walker	13
I-3-2) La rotation terrestre et la dynamique des moyennes latitudes.....	14
I-3-2-a) Le jet stream	14
I-3-2-b) Les méandres stationnaires du jet	16
I-3-2-c) les dépressions	17
<i>I-4) Quelques notions de dynamique océanique</i>	<i>19</i>
I-4-1) Le vent : moteur de la circulation océanique de surface	19
I-4-1-a) Découverte du lien entre le vent et les courants de surface	20
I-4-1-b) Le transport d'Ekman.....	20
I-4-1-c) Le transport d'Ekman en présence d'une côte et à l'équateur	22
I-4-2) Le vent : moteur de la circulation océanique intérieure.....	22
I-4-2-a) Le pompage d'Ekman	22
I-4-2-b) La relation de Sverdrup.....	24
I-4-2-c) La modification de Stommel.....	25
I-4-2-d) Le modèle de Munk	26
I-4-2-e) Le Courant Circumpolaire Antarctique (ACC)	27
I-4-2-f) Transport de chaleur méridien associé aux gyres.....	28
I-4-3) La circulation thermohaline	29
I-4-3-a) La formation des eaux profondes	29
I-4-3-b) La remontée des eaux profondes	31
I-4-3-c) Transport de chaleur méridien associé à la circulation thermohaline	32
I-4-4) De la circulation thermohaline à la mesure de la MOC	32
<i>I-5) Bilan</i>	<i>35</i>
Chapitre II : La variabilité de l'Atlantique Nord aux échelles de temps décennale à multidécaennale	37
<i>II-1) La variabilité forcée.....</i>	<i>39</i>
II-1-1) Les forçages naturels	39
II-1-1-a) La variation de l'énergie solaire incidente	39
II-1-1-b) Les volcans	40

II-1-2) Les forçages anthropiques	40
II-1-2-a) Aux impacts globaux	40
II-1-2-b) Aux impacts locaux	41
II-2) <i>La variabilité interne atmosphérique de l'Atlantique Nord</i>	42
II-2-1) L'Oscillation Nord Atlantique (NAO)	42
II-2-2) Le mode Est-Atlantique (EAP)	45
II-2-3) Influence de l'océan sur l'atmosphère.....	46
II-3) <i>Signature spatiale de la variabilité décennale à multidécennale observée</i>	48
II-4) <i>Quelques mots sur la variabilité décennale du Pacifique Nord</i>	51
II-5) <i>Zoom sur l'Atlantique Nord</i>	54
II-6) <i>Aux origines de la variabilité décennale de la température de surface de l'Atlantique Nord</i>	56
II-6-1) Séparation des variabilités forcée et interne à partir des observations	57
II-6-2) Séparation des variabilités forcée et interne via les modèles numériques de climat	59
II-7) <i>Mécanismes de la variabilité interne de l'Atlantique Nord aux échelles décennale à multidécennale</i>	62
II-7-1) Le modèle « <i>white noise integrator</i> » et ses limites	62
II-7-1-a) Concepts.....	62
II-7-1-b) Limite	63
II-7-2) Les liens entre l'AMV et la MOC dans les modèles	64
II-7-3) La variabilité de l'AMOC.....	65
II-7-3-a) La variabilité décennale à multidécennale de l'AMOC	67
II-7-3-b) Le gyre subpolaire : moteur de la variabilité de l'AMOC	68
II-8) <i>La prévision décennale</i>	73
Chapitre III : Mécanismes de la variabilité interne de l'Atlantique Nord aux échelles décennale à multidécennale et influences sur l'Europe	77
III-1) <i>Influences saisonnières des modes atmosphériques Est Atlantique et Oscillation Nord Atlantique sur la variabilité multidécennale de l'Atlantique Nord</i>	79
III-1-1) Résumé	79
III-1-2) Article publié dans <i>Climate Dynamics</i>	80
III-2) <i>Influences de l'AMV sur les conditions climatiques européennes</i>	106
III-2-1) Modulation des conditions continentales estivales par l'AMV.....	107
III-2-2) Modulation des conditions continentales hivernales par l'AMV	109
III-2-3) Conclusion.....	111
III-3) <i>Un mode décennal superposé au mode multidécennal</i>	112
III-3-1) Caractéristiques de la variabilité décennale de l'Atlantique Nord dans CNRM-CM5	112
III-3-1-a) Signature en température de surface et en AMOC.....	112
III-3-1-b) Liens avec le gyre subpolaire	114
III-3-1-c) Un mode oscillant.....	115
III-3-2) Mécanismes de la variabilité décennale de l'Atlantique Nord	116
III-3-3) Conclusion et discussion	119
Chapitre IV : La prévisibilité décennale de la région Atlantique Nord – Europe	121
IV-1) <i>La prévisibilité du système climatique à l'échelle décennale : une étude comparative des estimations diagnostique et pronostique</i>	124
IV-1-1) Estimation diagnostique de la prévisibilité	124
IV-1-1-a) La « <i>potential predictability variance fraction</i> » (ppvf).....	124
IV-1-1-b) Comparaison avec un modèle autorégressif d'ordre 1	126
IV-1-1-c) Conclusion et remarques sur l'estimation diagnostique de la prévisibilité	129
IV-1-2) Estimation pronostique de la prévisibilité	130
IV-1-2-a) L'approche "modèle parfait"	130
IV-1-2-b) Choix des dates d'initialisation et génération des membres	131
IV-1-2-c) Comparaison avec l'estimation diagnostique de la prévisibilité	132

Sommaire

IV-1-2-d) Conclusion et discussion sur les estimations ppvf et PPP de la prévisibilité	136
<i>IV-2) La prévisibilité de l'Atlantique Nord</i>	138
IV-2-1) Mesurer la prévisibilité	138
IV-2-1-a) Mesurer la prévisibilité à partir de la dispersion	140
IV-2-1-b) Mesurer la prévisibilité à partir de la moyenne d'ensemble	142
IV-2-1-c) L'entropie relative	144
IV-2-2) Prévisibilité par le prisme de l'entropie relative	147
IV-2-2-a) L'entropie relative de l'AMOCy	147
IV-2-2-b) L'entropie relative de la NASST	150
IV-2-2-c) Conclusion sur la prévisibilité estimée par l'entropie relative	150
<i>IV-3) Incertitudes et pertinence des simulations d'ensemble</i>	152
IV-3-1) Mesure de l'incertitude de l'entropie relative par bootstrap subsampling	152
IV-3-2) Mesure de l'incertitude de l'entropie relative à l'aide de modèles statistiques simples	155
IV-3-2-a) Les modèles statistiques	155
IV-3-2-b) Les prévisions d'ensemble à partir de modèles statistiques	158
IV-3-3) Valeur ajoutée des prévisions d'ensemble numériques	160
<i>IV-4) Mécanismes physiques à l'origine de la prévisibilité de l'Atlantique Nord</i>	164
IV-4-1) Prévisibilité du gyre subpolaire	164
IV-4-1-a) Lien entre la prévisibilité de l'AMOC et celle de la densité du gyre subpolaire	164
IV-4-1-b) Prévisibilité de la salinité et de la température du gyre subpolaire	166
IV-4-2) Prévisibilité de la salinité de l'Atlantique Nord	168
IV-4-2-a) L'événement AMV/AMOC 1991-2004	168
IV-4-2-b) L'événement AMV/AMOC 2153-2166	171
<i>IV-5) Prévisibilité décennale des conditions atmosphériques et continentales</i>	174
IV-5-1) Prévisibilité de l'atmosphère d'hiver	174
IV-5-1-a) Température et pression hivernales lors des prévisions 1991-2004	174
IV-5-1-b) Température et pression hivernales lors des prévisions 2153-2166	177
IV-5-3) Prévisibilité de l'atmosphère d'été	180
Conclusion et perspectives	183
1) Conclusion	183
2) Limites et perspectives	188
Bibliographie	191

Résumé

Aux échelles de temps décennale à multidécennale, l'Atlantique Nord se caractérise par une modulation de sa température de surface à grande échelle modifiant les conditions climatiques des continents alentours, en particulier le Sahel, l'Amérique du Nord et l'Europe. En raison d'une faible couverture temporelle aux regards des échelles de temps considérées et d'un faible échantillonnage de la structure tridimensionnelle de l'océan, les observations ne permettent pas d'analyser en détail les origines de cette variabilité connue sous le nom d'Oscillation ou Variabilité Atlantique Multidécennale (AMV). Dans cette thèse, nous avons utilisé le modèle de climat CNRM-CM5 comme laboratoire numérique pour étudier d'une part les mécanismes physiques internes (par opposition à ceux forcés par les facteurs externes comme l'activité solaire, les gaz à effet de serre etc.) qui engendrent cette variabilité et d'autre part la prévisibilité associée à cette variabilité.

L'analyse d'une simulation de 1000 ans dite de contrôle (tous les forçages externes au système climatique sont maintenus constants) met en évidence que l'AMV simulée par ce modèle est principalement contrôlée par les fluctuations multidécennales de la circulation océanique méridienne de retournement (AMOC) et du transport de chaleur méridien associé. La variabilité de l'AMOC répond à l'excitation de modes de variabilité atmosphérique de type Est Atlantique (EAP) et Oscillation Nord Atlantique (NAO) en hiver. Ceux-ci déclenchent une réaction en chaîne de processus océaniques conduisant *in fine* ~30 ans plus tard à un événement d'AMOC/AMV. La nature même de ces processus contrôle l'échelle de temps de la variabilité. Plus précisément, nous avons mis en évidence le rôle crucial joué par les anomalies de densité océanique des 500 premiers mètres du gyre subpolaire sur les fluctuations de l'AMOC.

Dans une deuxième partie, nous nous sommes intéressés à l'estimation de la prévisibilité associée à l'AMV dans CNRM-CM5. Nous avons pour cela suivi une approche type « modèle parfait » en cherchant à « reprévoir », par une méthode ensembliste, les variations de la simulation de contrôle. Nous avons montré à partir d'une série de métriques et de modèles statistiques, que, dans CNRM-CM5, l'AMOC et l'AMV sont prévisibles jusqu'à une échéance allant de 15 à plus de 30 ans en fonction des conditions initiales océaniques. Cette prévisibilité conditionnelle provient des anomalies de la densité du gyre subpolaire – plus précisément de sa composante salinité – et de leur évolution selon le mécanisme proposé. Finalement, nous trouvons que la prévisibilité océanique est associée à une prévisibilité sur les continents en termes de température de surface et circulation atmosphérique.

Abstract

At decadal to multidecadal timescale, the North Atlantic Ocean is characterized by a large-scale modulation of its surface temperature and heat/salt content. The latter, known as Atlantic Multidecadal Oscillation or Variability (AMV), is associated with anomalous climate conditions over the adjacent continents, especially over the Sahel, the north American continent and Europe. It is impossible from the sole observations to assess the origin of such a variability because of their short temporal coverage with respect to the involved timescale and because of their critical undersampling of the three dimensional states of the ocean. In this thesis, we have used the CNRM-CM5 climate model as a numerical lab to first investigate the internal mechanisms (as opposed to forced by external factors such as solar, greenhouse gazes etc.) at the origin of the AMV and second to quantify the associated predictability.

The analysis of a 1000-yr control simulation (external climate forcing maintained to a constant level) shows that the model AMV is mainly controlled by the multidecadal evolution of the Atlantic meridional overturning circulation (AMOC) and associated heat/salt transport. The AMOC low-frequency variability is forced by the excitation of wintertime atmospheric modes over the Atlantic, namely the East Atlantic Pattern and the North Atlantic Oscillation. Those kick a chain reaction of oceanic processes leading in fine about 30 years later to an AMOC/AMV event. Such a timescale is controlled by the ocean dynamics and thermodynamics intrinsic properties. More specifically, we insist on the critical role played by the density anomalies of the first 500-meter of the subpolar gyre in controlling a large part of the AMOC fluctuations.

We then focus on the estimation of the predictability level of the AMV in CNRM-CM5. To do so, we adopt the so-called perfect model approach that consists in reforecasting the model itself via an ensemblist method. Based on the use of a series of metrics and simple statistical models, we show that the AMOC/AMV in CNRM-CM5 is predictable for leadtimes ranging from 15 to 30 years as a function of the oceanic initial conditions. Such a conditional predictability is linked to the evolution of the density anomalies of the subpolar gyre and more specifically its salinity component, in line with the above-documented proposed mechanism. The oceanic predictability is associated to some predictability over the continents in terms of surface temperature and atmospheric circulation.

Introduction

Au cours du dernier siècle, l'évolution de la température de surface de l'ensemble du bassin Atlantique Nord se caractérise par une tendance au réchauffement sur laquelle se superpose une succession de périodes anormalement chaudes et froides d'environ 30-40 ans. Cette variabilité multidécennale est associée à des modulations des conditions climatiques sur les continents alentours. Lorsque le bassin Nord Atlantique est plus chaud, par exemple, on observe une diminution des précipitations sur le Nordeste Brésilien qui contraste avec une augmentation des précipitations sur la bande Sahélienne. Aux moyennes latitudes, ces conditions anormalement chaudes sont synonymes d'étés plus secs sur l'Europe du Nord et sur le Midwest Américain, modulant le débit des rivières. Un Atlantique Nord plus chaud favorise aussi l'augmentation de l'activité cyclonique tropicale... La liste est longue et les influences nombreuses. Prévoir les variations de la température de surface de l'Atlantique Nord permettrait de réduire les incertitudes sur l'évolution des conditions climatiques continentales à l'échelle décennale. Cependant, la couverture temporelle des observations reste faible au regard des échelles de temps considérées et celles-ci se limitent souvent à la surface de l'océan, ne permettant pas d'analyser en détail les caractéristiques et les processus physiques gouvernant cette variabilité. Dans ce contexte, les modèles numériques de climat deviennent un outil indispensable pour améliorer notre compréhension de la variabilité observée du système climatique aux échelles de temps décennale à multidécennale.

Cette thèse s'inscrit dans ce cadre. Elle a pour objectifs d'une part, de comprendre, à partir d'une approche modélisatrice, les mécanismes à l'origine de la variabilité climatique de l'Atlantique Nord aux échelles de temps décennale à multidécennale et d'autre part d'estimer la prévisibilité associée à ces mécanismes. Nous nous limitons ici à l'étude de la variabilité générée par des processus physiques intrinsèques au système climatique, aussi appelée variabilité interne. Nous isolons ces processus en réalisant des simulations numériques durant lesquelles les forçages externes (gaz à effet de serre, volcans, activité solaire) sont maintenus constants.

Ce mémoire s'articule en 5 chapitres, les deux premiers sont introductifs et posent les bases physiques et les concepts clés qui nous serviront dans cette thèse. Les chapitres 3 et 4 présentent les résultats de nos travaux. Nous résumons les principaux résultats de notre étude et la concluons au chapitre 5.

- **Chapitre I: L'équilibre climatique et sa dynamique.** Nous présentons les bases physiques utilisées dans cette thèse, notamment les notions fondamentales de dynamiques atmosphériques et océaniques telles que la circulation de Hadley,

le jet-stream, la circulation de gyre et la circulation océanique méridienne de retournement.

- **Chapitre II : La variabilité climatique de l'Atlantique Nord aux échelles de temps décennale à multidécennale.** Une fois la trame de fond qu'est le climat moyen posée, nous présentons un état de l'art de nos connaissances scientifiques de la variabilité décennale de l'Atlantique Nord. Nous insistons notamment sur les enjeux qui existent à estimer les rôles respectifs de la variabilité interne et de la variabilité forcée à cette échelle de temps.
- **Chapitre III : Mécanisme de la variabilité interne de l'Atlantique Nord aux échelles décennale à multidécennale et influences sur l'Europe.** Nous étudions dans ce chapitre les mécanismes à l'origine du mode de variabilité interne dominant de l'Atlantique Nord aux échelles décennale à multidécennale tel que simulé par le modèle CNRM-CM5. Ce chapitre est centré sur un article publié dans *Climate Dynamics* (Ruprich-Robert et Cassou 2014). Deux compléments succins suivent cette analyse très détaillée. Le premier est axé sur l'influence de la variabilité décennale océanique sur l'occurrence des extrêmes journaliers de température en Europe. Le deuxième porte sur l'étude d'un mode de variabilité secondaire de l'Atlantique Nord (de CNRM-CM5) de caractéristiques très différentes du mode multidécennal dominant.
- **Chapitre IV : La prévisibilité décennale de la région Atlantique Nord - Europe.** Après avoir documenté la variabilité décennale à multidécennale du modèle, nous étudions sa prévisibilité. Ce chapitre présente les résultats d'expériences de prévisibilité réalisées à partir d'une approche en « modèle parfait ». Nous présentons et interprétons la prévisibilité associée aux principaux acteurs du mécanisme mis en évidence au chapitre III.
- **Chapitre V : Conclusion et perspectives.** Nous concluons cette thèse en rappelant les principaux résultats de nos travaux et en discutant leurs limites pour finir sur des possibilités de travaux futurs.

Chapitre I – L'équilibre climatique et sa dynamique

Chapitre I – L'équilibre climatique et sa dynamique	3
<i>I-1) Le système climatique</i>	4
<i>I-2) L'équilibre énergétique</i>	7
I-2-1) L'équilibre énergétique global	7
I-2-2) Le déséquilibre radiatif méridien	9
<i>I-3) Quelques notions de dynamique atmosphérique</i>	11
I-3-1) Le chauffage solaire et la dynamique tropicale	11
I-3-1-a) Les cellules de Hadley	11
I-3-1-b) Les cellules de Walker	13
I-3-2) La rotation terrestre et la dynamique des moyennes latitudes.....	14
I-3-2-a) Le jet stream	14
I-3-2-b) Les méandres stationnaires du jet	16
I-3-2-c) les dépressions	17
<i>I-4) Quelques notions de dynamique océanique</i>	19
I-4-1) Le vent : moteur de la circulation océanique de surface	19
I-4-1-a) Découverte du lien entre le vent et les courants de surface	20
I-4-1-b) Le transport d'Ekman.....	20
I-4-1-c) Le transport d'Ekman en présence d'une côte et à l'équateur	22
I-4-2) Le vent : moteur de la circulation océanique intérieure.....	22
I-4-2-a) Le pompage d'Ekman	22
I-4-2-b) La relation de Sverdrup	24
I-4-2-c) La modification de Stommel et les courants de bords Ouest	25
I-4-2-d) Le modèle de Munk	26
I-4-2-e) Le Courant Circumpolaire Antarctique (ACC)	27
I-4-2-f) Transport de chaleur méridien associé aux gyres.....	28
I-4-3) La circulation thermohaline	29
I-4-3-a) La formation des eaux profondes	29
I-4-3-b) La remontée des eaux profondes	31
I-4-3-c) Transport de chaleur méridien associé à la circulation thermohaline	32
I-4-4) De la circulation thermohaline à la mesure de la MOC	32
<i>I-5) Bilan</i>	35

I-1) Le système climatique

Le système climatique est constitué de l'atmosphère, des eaux de surface (océan, lacs et cours d'eau), de la cryosphère, des surfaces continentales et de la biosphère. Aux échelles de temps décennale à multidécennale, ce sont essentiellement l'océan, l'atmosphère et la cryosphère qui jouent un rôle dans sa variabilité. Cependant, le système climatique est un tout indissociable qui ne peut être compris si une composante est oubliée. Nous présentons ici un bref aperçu de ces composantes :

* **L'atmosphère** est l'enveloppe gazeuse qui entoure la surface du globe terrestre. Elle est composée essentiellement de diazote (N_2 , ~78%), de dioxygène (O_2 , ~21%) et d'Argon (Ar, ~0,9%), mais aussi de nombreux gaz traces, comme les gaz à effet de serre (dont les principaux sont la vapeur d'eau $-H_2O-$, le dioxyde de carbone $-CO_2-$ et le méthane $-CH_4$) et l'ozone (O_3). Elle est divisée en 5 couches, de bas en haut : la troposphère, la stratosphère, la mésosphère, la thermosphère et l'exosphère. Les limites entre ces différentes couches sont définies à partir des variations du profil vertical de température (**Figure I.1**). Dans la suite de ce manuscrit, nous nous intéresserons principalement à la **troposphère**ⁱ qui est directement en contact avec les autres composantes du système climatique au niveau de sa limite inférieure, c'est-à-dire la **surface terrestre**ⁱⁱ. Les caractéristiques physiques de l'atmosphère font que cette couche est chauffée par le bas (cf. I-2-1) ; la température y diminue donc avec l'altitude, favorisant la convection atmosphérique sur l'ensemble de la colonne troposphérique. Au sommet de cette couche se trouve la **tropopause**, frontière physique entre la troposphère et la stratosphère, qui se caractérise par une forte inversion du gradient thermique verticalⁱⁱⁱ.

* **L'océan**. De par la superficie qu'il occupe (71% de la surface du globe) et de par sa *capacité calorifique*^{iv}, l'océan est le régulateur du climat de notre planète. Il est essentiellement constitué d'eau liquide qui représente 96,5% de sa masse totale, mais il possède aussi des sels dissous (3,5%) qui constituent sa **salinité**^v. Contrairement à la troposphère, l'océan est réchauffé au niveau de sa limite supérieure (à l'exception de certaines zones polaires), ce qui le rend moins dense en surface qu'en profondeur. Ainsi, l'océan tend à être stratifié et stable selon la verticale. Cette stratification se matérialise

ⁱ Bien que cette couche soit la plus mince de toutes, elle représente 80-90% de la masse totale de l'air. C'est aussi dans cette couche qu'a lieu la majorité des phénomènes météorologiques.

ⁱⁱ Qui regroupe les surfaces continentales, les eaux de surface et la cryosphère.

ⁱⁱⁱ Dans la stratosphère, l'augmentation de la température avec l'altitude est due à l'absorption du rayonnement solaire ultraviolet. Ce rayonnement est responsable de la formation de l'ozone stratosphérique qui, une fois formée, augmente le « pouvoir absorbant » de la couche stratosphérique, amplifiant d'autant plus son réchauffement.

^{iv} Grandeur quantifiant l'énergie qu'il faut apporter à un corps pour augmenter sa température de 1°C.

^v Quantité de sel dissous dans l'eau de mer. Celle-ci est mesurée via la conductivité électrique de l'eau de mer par rapport à celle d'une solution de salinité connue. La mesure de la salinité étant un rapport, cette quantité est sans dimension, cependant l'unité « *psu* » (per standard unit) est souvent utilisée.

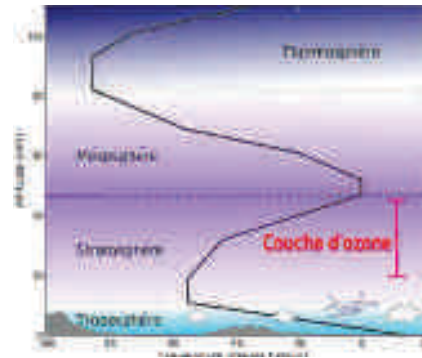


Figure 1.1 : Profil de Température de l'Atmosphère. Profil vertical schématique de la température atmosphérique et noms des différentes couches.

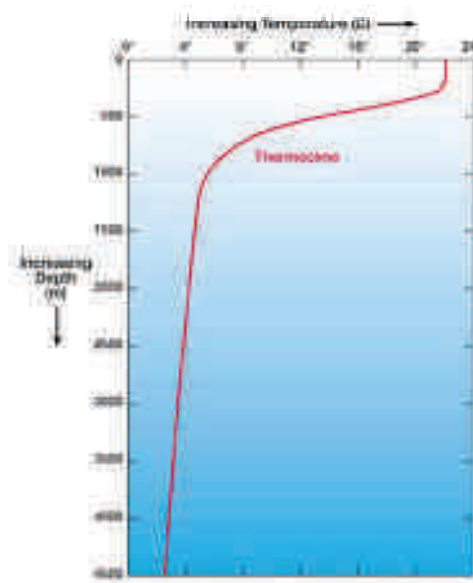


Figure 1.2 : Profil de Température de l'Océan. Profil vertical schématique de la température océanique.

par la présence d'une **thermocline**ⁱ, qui isole les premiers mètres de surface des profondeurs océaniques (**Figure 1.2**). La salinité module cependant la densité des masses d'eau et nous verrons qu'elle doit impérativement être prise en compte pour comprendre la circulation océanique (cf. I-4).

* **La lithosphère.** Les surfaces continentales, de par leurs reliefs et leurs propriétés physiques (rugosité, inertie thermique, ...), contrastent avec les océans. Ce sont ces contrastes qui, pour une même latitude, expliquent en premier lieu les différences de climat entre deux points du globe (cf. I-3 et I-4). Les continents et les chaînes montagneuses agissent comme des barrières pour les circulations océaniques et atmosphériques, obligeant les courants et vents à changer de direction à leur approche. De plus, la différence d'inertie thermique entre continent et océan fait que la température des continents est plus sensible que celle de l'océan au cycle saisonnier de

ⁱ Zone de fort gradient verticale de température.

l'ensoleillement. Cette différence engendre des variations de températures continentales plus marquées, créant des gradients thermiques terre-mer qui sont, entre autres, à l'origine des circulations de mousson. Nous verrons dans les parties I-3 et I-4 comment les circulations atmosphériques et océaniques sont modifiées par la présence des continents.

* **La cryosphère** représente l'ensemble des zones du globe où l'eau se trouve à l'état solide et comprend principalement, la banquise (glace de mer), les calottes et glaciers (glace continentale) et la neige. Ses propriétés lui confèrent la particularité de réfléchir le rayonnement solaire, aussi appelé **albédo**ⁱ, jouant sur la quantité d'énergie reçue par la Terre (cf. I-2). Sa présence modifie les échanges d'eau, d'énergie et de matière entre les autres composantes du système climatique en agissant (partiellement) comme un isolant à l'interface de ces milieux. De plus, lors de la formation de banquise, l'eau de mer se congèle et rejette une grande partie de son sel, entraînant une augmentation de salinité, et donc de densité de l'eau sous-jacente (cf. I-4-3).

* **La biosphère** est l'ensemble des êtres vivants sur Terre (milieux terrestre et marin). Celle-ci se trouve principalement à la surface de la planète, à l'interface des quatre autres composantes du système climatique. Elle influence les échanges entre sous-systèmes en affectant les *cycles de l'eau, du carbone et de l'azote*. Par exemple, localement, la présence de végétation agit sur *le cycle hydrologique*. Elle augmente le contenu en eau des sols en diminuant le ruissellement des eaux de pluie. Par *évapotranspiration*ⁱⁱ, cette eau est plus ou moins rendue à l'atmosphère, pouvant éventuellement redonner naissance à des précipitations. Dans la forêt amazonienne, cette rétroaction positive est responsable de 75% de l'eau de pluie. Elle tend à rendre l'atmosphère encore plus humide qu'elle ne le serait sans végétation. La biosphère modifie aussi l'albédo du milieu où elle se trouve, jouant ainsi sur la quantité d'énergie solaire absorbée par le système climatique.

Les composantes du système climatique, de caractéristiques très différentes, interagissent et rétroagissent donc les unes avec les autres en échangeant matière et énergie. Ce sont ces échanges internes qui permettent au système climatique, forcé à la fois par le rayonnement solaire et par la rotation de la Terre, de se maintenir dans un état d'équilibre global. Nous comprenons alors que la perturbation de l'une de ces composantes peut entraîner des réactions en chaîne (souvent complexes) susceptibles de perturber l'ensemble de l'équilibre du système climatique.

ⁱ L'albédo est défini comme la fraction du rayonnement solaire visible incident réfléchi par une surface.

ⁱⁱ Terme scientifique regroupant les phénomènes d'évaporation physiques et de transpirations de la biosphère.

I-2) L'équilibre énergétique

I-2-1) L'équilibre énergétique global

D'un point de vue global et sur une année, la température moyenne à la surface de notre planète est d'environ +15°C. En nous basant sur l'étude de Trenberth et al. (2009), réalisée à partir de réanalyses climatiquesⁱ, nous résumons ci-dessous l'équilibre énergétique conduisant à une telle température de surface.

Premièrement, la Terre est chauffée par le Soleil. Ce dernier, situé à environ 150.10^9 km de notre planète, a une température de surface de l'ordre de 5480°C. Selon la *loi de Stephan-Boltzmann*, l'énergie solaire reçue sous forme de rayonnement le long de l'orbite terrestre est égale à $E_0 \sim 1364 \text{W.m}^{-2}$ et sa bande de fréquence est centrée sur le domaine du visible (aussi dénommé *Shortwave* ou SW). A tout instant, la Terre capte ce rayonnement sur son hémisphère faisant face au Soleil. Une fois répartie sur l'ensemble du globe, il résulte qu'une surface d' 1m^2 située au sommet de l'atmosphère terrestre reçoit en moyenne 341W.m^{-2} d'énergie sous forme de rayonnement solaire.

Ce rayonnement visible entre alors dans l'atmosphère. La **Figure I.3** montre que seulement 50% (161W.m^{-2}) de celui-ci sont absorbés par la surface du globe. Environ 20% (78W.m^{-2}) sont absorbés directement par l'atmosphère et 30% (102W.m^{-2}) sont réfléchis par l'atmosphère et la surface. Cette fraction réfléchie est appelée **albédo terrestre**.

L'énergie solaire atteignant la surface du globe augmente la température de celle-ci qui émet en retour un rayonnement dans une bande de fréquence située dans le domaine de l'*infrarouge thermique* (IR ; aussi dénommé *Longwave* ou LW). Uniquement 10% de ce rayonnement traversent l'atmosphère et sont directement réémis vers l'espace. Les 90% restant sont absorbés par les **gaz à effet de serre** (GES). Leur présence a pour conséquence d'augmenter la température de l'atmosphère terrestre qui émet à son tour dans le domaine de l'IR. Une partie de ce rayonnement est dirigée vers le bas et amplifie la température de la surface, créant une rétroaction positive sur la température du système {atmosphère - surface terrestre}. Cette amplification porte le nom d'**effet de serre**. Notons que sans les GES, la température moyenne à la surface du globe serait de l'ordre de -18°C, ce qui n'aurait probablement pas permis l'apparition de la vie sur Terre, ou tout du moins pas sous la forme que nous connaissons... La description de

ⁱ Les réanalyses sont des sorties de simulations numériques de climat contraintes au cours de leur intégration par des données observées, de sorte que l'état simulé d'une date d soit le plus proche possible de celui ayant eu lieu dans la réalité. L'objectif de cette approche est de pallier aux manques d'observations directes des variables climatiques et d'apporter une estimation de la structure tridimensionnelle du système climatique global. Les réanalyses ne sont donc pas des observations au sens strict, mais ne sont pas non plus des « objets » purement modèle.

ⁱⁱ Cette quantité d'énergie par unité de surface est appelée « constante solaire ». Nous verrons à la section II-1 que des incertitudes existent sur la valeur de cette constante et que celle-ci n'est pas si constante que cela...

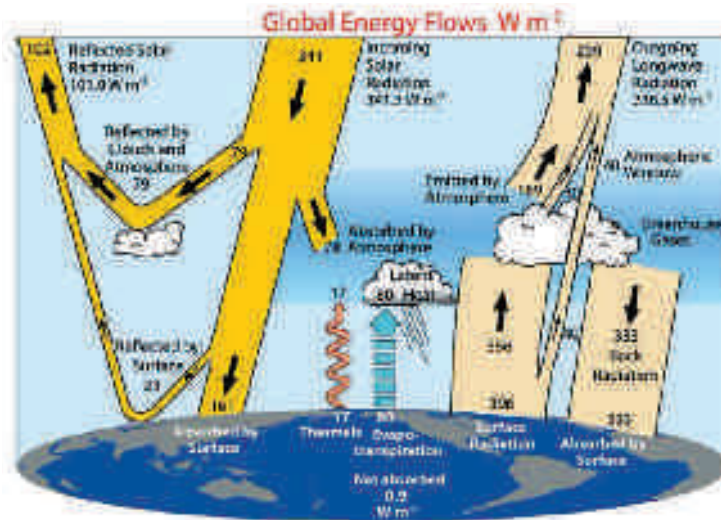


Figure I.3 : Bilan Energétique Global. Bilan radiatif du système {Atmosphère-Surface terrestre}. Les valeurs numériques indiquent l'intensité des flux énergétiques (en $W.m^{-2}$) en moyenne globale et annuelle sur la période 2000-2004, telle qu'estimée à partir d'observations satellitaires, notamment mesurées par le système CERES (Wielicki et al. 1996) pour les flux au sommet de l'atmosphère. Des incertitudes sont associées à chacun des termes. Elles sont de l'ordre de 5 à $10W.m^{-2}$ pour les flux au sommet de l'atmosphère, et de 10 à $15W.m^{-2}$ à la surface (Zhang et al. 2009). La plus large des incertitudes concerne le flux infrarouge émis par l'atmosphère vers la surface (Back Radiation) qui dépend de la couverture nuageuse, ainsi que des températures et humidité atmosphériques. (Crédits : Trenberth et al. 2009).

l'effet de serre que nous venons de faire reste très simpliste et nous invitons le lecteur à lire l'article de Dufresne et al. (2011) pour plus de détails.

Dans le domaine de l'IR, la surface du globe émet $396W.m^{-2}$ et reçoit de l'atmosphère $333W.m^{-2}$. Elle perd donc $63W.m^{-2}$ dans cette bande de fréquence alors qu'elle gagne $161W.m^{-2}$ dans le visible, soit un excédent de $98W.m^{-2}$ d'énergie sous forme radiative. Ce gain est compensé par une perte d'énergie provenant à la fois du cycle de l'eau et de la diffusion thermique :

- lors des processus d'évapotranspiration et de précipitation, l'atmosphère gagne $80W.m^{-2}$ en moyenne par **chaleur latente** au détriment de la surface,
- La surface étant en moyenne plus chaude que l'atmosphère, l'atmosphère gagne $\sim 17W.m^{-2}$ par **chaleur sensible**.

Malgré tout, le bilan n'est pas fermé puisque la surface terrestre reçoit environ $1W.m^{-2}$ qui n'est compensé par aucune perte. D'après le Groupement International d'Expert sur le Climat (**GIEC**), il est « extrêmement probable »ⁱ que ce petit déséquilibre énergétique soit dû aux activités anthropiques auxquelles on attribue le réchauffement climatique actuel (Stocker et al. 2013, ci-après **AR5**). Nous verrons dans la section II-1 comment ce

ⁱ Termes consacrés dans les rapports du GIEC.

déséquilibre modifie la température globale mais notons ici qu'environ 93% de cette énergie excédentaire sont absorbées par l'océan (Hansen et al. 2005).

Ce bilan énergétique global nous renseigne ainsi sur les ordres de grandeur typiques des flux d'énergie contrôlant la température de la surface terrestre. Celui-ci cache néanmoins les disparités existant entre les différentes zones du globe qui sont à l'origine de la dynamique du système climatique. Afin de comprendre cette dynamique, nous commençons par déplier le bilan énergétique global selon l'axe méridien.

I-2-2) Le déséquilibre radiatif méridien

L'énergie solaire reçue par la Terre (*Shortwave*) est fonction de la latitude qui détermine l'inclinaison des rayons du Soleil par rapport au zénith, avec un maximum de chauffage dans la bande tropicale et des minima situés aux pôlesⁱ (**Figure I.4**). Sur une année, le différentiel d'énergie reçue est d'environ 3, entre un point situé aux latitudes tropicales (3) et un situé dans les régions polaires (1).

Localement, le flux radiatif sortant (*Longwave*) n'égale pas le flux incident, engendrant un surplus d'énergie dans la bande de latitudes [-45°S ; +40°N] et un déficit d'énergie aux latitudes plus élevées. Ce déséquilibre radiatif est compensé par les **circulations méridiennes atmosphérique et océanique**, qui transportent le surplus d'énergie tropicale jusqu'aux pôles. Sans ce **transport de chaleur méridien**, un simple bilan d'énergie nous apprend que les pôles seraient environ 28°C plus froid et l'équateur 14°C plus chaud !

Sur la **Figure I.5**, le transport de chaleur apparaît comme principalement assuré par l'atmosphère en dépit d'hétérogénéités en fonction de la latitude et de l'hémisphère. A partir de réanalyses, Trenberth et Caron (2001) ont montré (i) que l'océan joue un rôle majeur entre 0° et 15° et (ii) qu'à la latitude du maximum de transport de chaleur totale (i.e. ~35°), environ 78% sont contrôlés par l'atmosphère dans l'hémisphère Nord, contre 92% dans l'hémisphère Sud.

Afin de comprendre comment le surplus énergétique tropical est transmis aux pôles, nous allons présenter, dans les prochaines sections, les principaux traits des circulations atmosphérique (I-3) et océanique (I-4).

ⁱ Notons ici que la racine grecque du mot climat, « κλιμα », signifie « inclinaison » : les premiers découpages climatiques étaient basés sur l'inclinaison des rayons du Soleil par rapport à l'horizon.

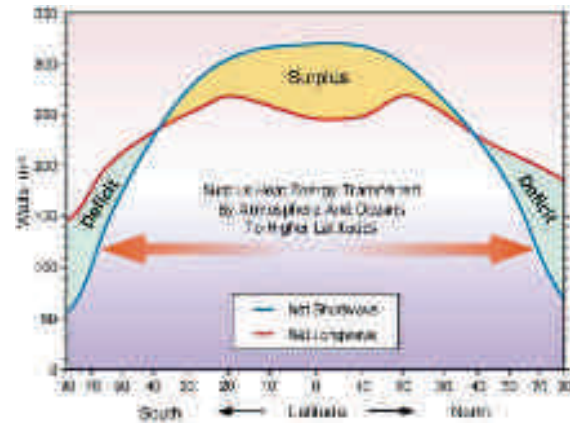


Figure 1.4 : Bilan d'Énergie Méridien. Représentation schématique du bilan énergétique terrestre total. (Modifiée de NASA).

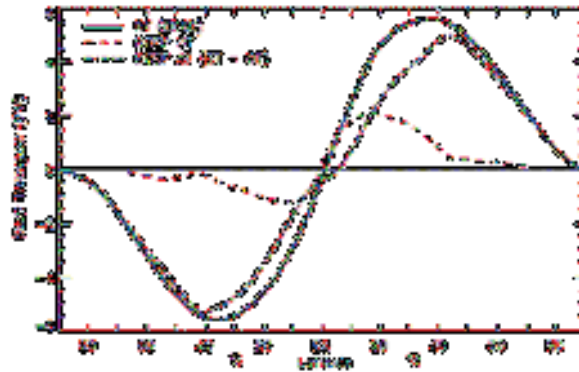


Figure 1.5 : Transport de Chaleur Méridien. Transport méridien de chaleur requis pour équilibrer les flux radiatifs (trait plein bleu), et estimation du transport méridien de chaleur par l'atmosphère (trait mixte vert) et par l'océan (tirets rouge). Le transport méridien est défini positif vers le nord. (Crédits : Trenberth et Caron 2001).

I-3) Quelques notions de dynamique atmosphérique

C'est George Hadley qui, au 18^{ème} siècle, pour expliquer les caractéristiques des vents tropicaux dénommés **les Alizés**ⁱ, évoque le premier l'existence d'une circulation méridienne atmosphérique. Dans son modèle, Hadley concevait une circulation symétrique par rapport à l'équateur et basée sur deux cellules recouvrant chacune un hémisphère entier (**Figure I.6gauche**). Aujourd'hui, nous savons que ce modèle ne peut être stable en raison de la forte vitesse de rotation de la Terre sur elle-même et nous la représentons divisée en trois parties distinctes (**Figure I.6droite**). Les **cellules de Hadley** désignent la branche tropicale et les cellules des moyennes et hautes latitudes sont respectivement appelées **cellules de Ferrel**ⁱⁱ et **cellules Polaires**. Précisons néanmoins que ces « cellules » sont fictives et correspondent à une vision très simplifiée, elles cachent des mouvements complexes dont nous allons essayer de comprendre les origines.

I-3-1) Le chauffage solaire et la dynamique tropicale

I-3-1-a) Les cellules de Hadley

Sous l'effet du chauffage radiatif, les masses d'air tropical des basses couches s'allègent (chaudes et humides) et s'élèvent par convection dans la troposphère. Lors de cette ascendance, les masses d'air se refroidissent par *expansion*ⁱⁱⁱ et la vapeur d'eau qu'elles contiennent condense, formant des nuages cumuliformes responsables du fort taux de précipitations observé autour l'équateur. Ce processus *diabatique* réchauffe (par chaleur latente) le milieu ambiant et amplifie le mouvement ascendant des masses d'air. En haut de la troposphère, la tropopause par son gradient thermique joue schématiquement le rôle d'un véritable couvercle, empêchant les masses d'air de s'élever plus haut. En moyenne l'air est alors transporté par divergence vers de plus hautes latitudes.

ⁱ Vents soufflants d'Est en Ouest et orientés vers l'équateur.

ⁱⁱ Du nom de Wiliam Ferrel qui au 19^è siècle suggéra pour la première fois l'existence d'une subsidence intermédiaire au-delà des tropiques.

ⁱⁱⁱ Cette propriété est très fréquemment approximée par *l'équation des gaz parfaits* : $PV = nRT$.

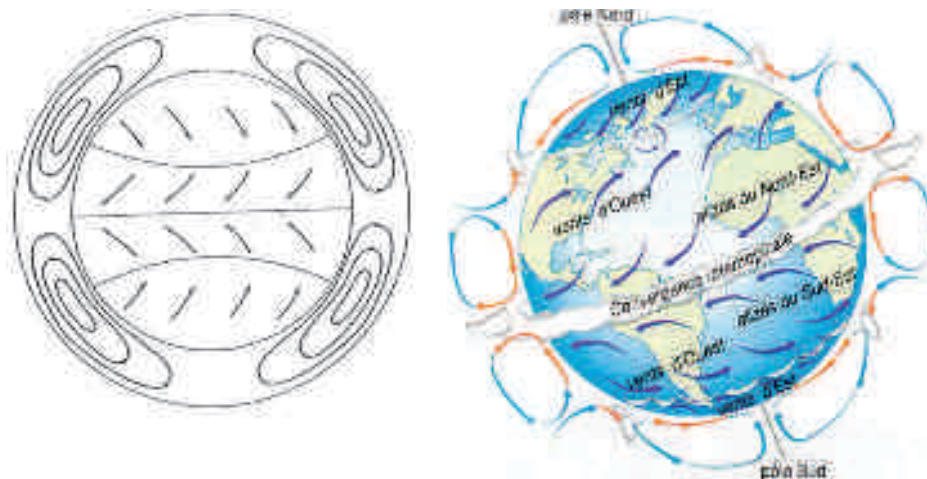


Figure 1.6 : Circulation Méridienne Atmosphérique. (gauche) Représentation schématisée de la Circulation méridienne selon Hadley (Crédits : Lorentz 1967). (droite) Représentation schématisée actuelle de la circulation méridienne. (Crédits : IFREMER).

Lors de ce transport, les masses d'air sont progressivement accélérées vers l'Est. En effet, en raison de sa vitesse de rotation, notre planète insuffle aux mouvements des masses d'air une composante rotationnelle : c'est **la force de Coriolis**ⁱ. Pour illustrer cette accélération d'Est, imaginons une expérience simple : quelqu'un faisant tourner autour de son doigt (de manière constante) un bouchon en liège accroché à l'extrémité d'une ficelle. Pensons à ce qui se passe lorsque la personne laisse la ficelle s'enrouler autour de son doigt. Si cette expérience est correctement réalisée (et observée correctement), plus le bouchon se rapproche du doigt, c'est-à-dire de son axe de rotation, plus sa vitesse de rotation augmente. Le même phénomène se produit dans l'atmosphère lorsque les masses d'air sont transportées vers les pôles : leur distance à l'axe de rotation terrestre diminue, elles acquièrent alors une vitesse zonale dirigée vers l'Estⁱⁱ de plus en plus intense. En physique cette relation est connue sous *la loi de conservation du moment cinétique*ⁱⁱⁱ.

Il arrive cependant un stade où les vents d'Ouest deviennent trop puissants pour que la circulation reste stable, créant une limite physique à l'extension de la cellule de Hadley (nous verrons dans la section I-3-2 que cette limite est aussi due au différentiel de température équateur-pôle). Sur Terre, cette limite est atteinte aux environs de 30° de latitude et rend irréaliste la vision d'une circulation méridienne basée sur l'existence d'une unique cellule par hémisphère telle que Hadley l'avait imaginée.

ⁱ Force perpendiculaire et proportionnelle à la vitesse de tout corps en mouvement à la surface d'un système en rotation, sur Terre elle tend à dévier le mouvement des corps vers la droite dans l'hémisphère Nord et vers la gauche dans l'hémisphère Sud.

ⁱⁱ Générant des **vents d'Ouest**, car les masses d'air se mettent à tourner plus vite que la Terre sur son axe.

ⁱⁱⁱ Cette loi est directement issue du *principe fondamental de la dynamique* appliqué à une particule soumise à un mouvement de rotation.

Les masses d'air tropical, transportées par la branche haute de la circulation de Hadley, regagnent donc progressivement la surface vers 30° de latitude. Au cours de cette subsidence leur *humidité relative* diminue par *assèchement adiabatique*. Cette branche descendante est ainsi responsable des mouvements de subsidence qui prédominent à ces latitudes (inhibant la convection atmosphérique) et des déserts dits « subtropicaux » (ex : désert d'Arabie, de Syrie, le Sahara, Atacama, ...). Elle explique aussi la présence des maxima de pressionⁱ atmosphérique situés à cette latitude (une masse d'air sèche étant plus dense qu'une masse d'air humide). S'en suit un transport retour en surface des subtropiques vers l'équateur. Au cours de ce transport les masses d'air sont accélérées vers l'Ouest par conservation du moment cinétique et donnent naissance aux vents d'Est de surface : les Alizés. Aux alentours de l'équateur, les Alizés de l'hémisphère Nord rencontrent ceux de l'hémisphère Sud, formant la **Zone de Convergence InterTropicale (ZCIT, ou ITCZ en anglais)**. Cette convergence amplifie l'effet du chauffage radiatif en favorisant la convection profonde à l'équateur...

I-3-1-b) Les cellules de Walker

La circulation tropicale n'est cependant pas exclusivement méridienne. En effet, les contrastes zonaux de températures, générés par les différences terre-mer et par la température de surface des océans qui est plus chaude aux bords Ouest qu'aux bords Est (cf. I-4), engendrent une dynamique zonale : **la circulation de Walker**ⁱⁱ. La **Figure I.7** montre que les mouvements ascendants (pilotés par la convection et la libération de chaleur latente associée) liés à cette circulation sont les plus intenses au dessus des zones tropicales les plus chaudes, c'est-à-dire les continents. Les subsidences ont lieu aux niveaux des bords Est des océans, qui sont en moyenne plus froids.

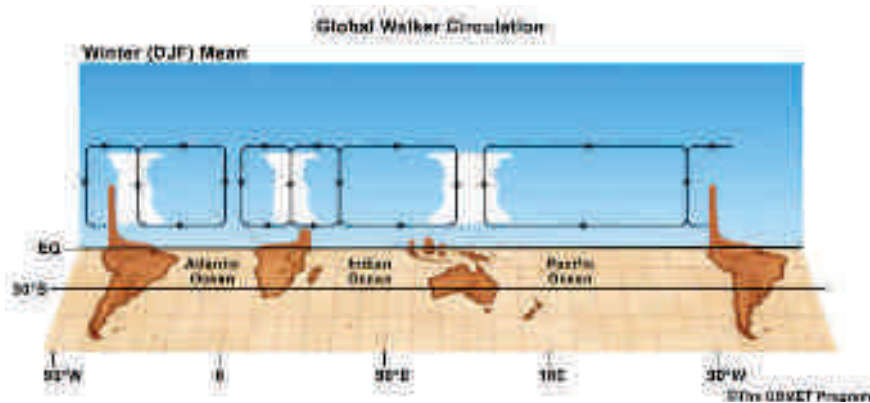


Figure I.7 : Circulation de Walker. Représentation schématique de la circulation zonale de Walker.

ⁱ Qui est le poids de la colonne d'atmosphère surplombant une surface d'un mètre carré.

ⁱⁱ Du nom de Gilbert Walker qui, au début du 20ème siècle, fut le premier à observer cette circulation.

La zone convective tropicale la plus intense se situe entre l'Asie du Sud-Est et l'Australie, région appelée *continent maritime*. Ce maximum convectif s'explique par le fait qu'avant d'atteindre cette région, les Alizés ont préalablement traversé le Pacifique tropical (la plus grande étendue d'eau chaude de la planète) où ils se sont fortement chargés en humidité. Au niveau du continent maritime, la convergence de masse et d'humidité ainsi que la présence de températures de surface particulièrement chaudes (qui dépassent le seuil d'instabilité convective de $\sim 27^\circ\text{C}$) initient la convection. Celle-ci est alors fortement amplifiée par la libération de chaleur latente provenant de l'humidité contenue dans les masses d'air.

Précisons que les circulations de Hadley et de Walker sont fonction de l'ensoleillement et sont donc caractérisées par un cycle saisonnier. La localisation de la ZCIT suit ainsi la position du maximum de température de surface et engendre une asymétrie entre les cellules de Hadley des deux hémisphères. La circulation hivernale est beaucoup plus intense et s'étend sur une bande de latitudes plus larges (en traversant l'équateur) que celle de l'hémisphère d'été. Cette asymétrie tend à rééquilibrer le contraste thermique engendré par le cycle saisonnier de l'ensoleillement.

Ainsi, nous avons vu que la dynamique atmosphérique tropicale peut être considérée comme la superposition d'une circulation méridienne (les cellules de Hadley) et d'une circulation zonale (les cellules de Walker). C'est cette dynamique qui assure, de manière intégrée sur toute la troposphère, un transport net de chaleur des tropiques vers les subtropiques. Nous allons maintenant comprendre comment la chaleur est ensuite transportée jusqu'aux pôles.

I-3-2) La rotation terrestre et la dynamique des moyennes latitudes

I-3-2-a) Le jet stream

Aux latitudes tropicales, les masses d'air sont plus chaudes qu'aux latitudes extratropicales en raison d'un rayonnement solaire incident plus important et de la chaleur latente libérée lors de la convection profonde. Une même masse d'air est donc répartie sur une colonne atmosphérique plus grande aux tropiques qu'aux moyennes latitudesⁱ. Ceci explique à l'ordre zéro pourquoi la tropopause (limite entre l'atmosphère instable et l'atmosphère stable, cf. **Figure I.1**) se trouve à une latitude plus élevée à l'équateur qu'aux pôlesⁱⁱ. Aux alentours de 30° de latitude, la rencontre des masses d'air tropicales et des masses d'air des moyennes latitudes s'accompagne de gradients

ⁱ Suivant l'hypothèse d'un équilibre hydrostatique découlant de l'équation d'état : $PV=nRT$

ⁱⁱ Précisons néanmoins que cette différence s'explique aussi par le fait que la pression à laquelle se trouve la tropopause est plus faible aux tropiques qu'aux extratropiques. Autrement dit, la quantité de matière (ou le poids de l'atmosphère) au dessus de cette limite est plus faible aux tropiques. En effet, les intenses mouvements verticaux liés à la convection profonde entraînent un mélange turbulent plus important aux latitudes tropicales, repoussant la limite entre l'atmosphère instable et l'atmosphère stable à une altitude (pression) plus (moins) élevée.

horizontaux de température et de pression de plus en plus marqués avec l'altitude (**Figure I.8**). Or, la relation du **vent géostrophique**ⁱ indique que ces différentiels de pression engendrent des vents d'Ouest de plus en plus intenses avec l'altitude (ce phénomène porte aussi le nom de propriété du **vent thermique**). Les plus forts vents d'Ouest générés sont confinés à un tube zonal relativement étroit situé dans la haute troposphère : c'est **le courant jet** ou **jet stream** (**Figure I.8**). En moyenne durant les mois d'hiver, les vitesses enregistrées à l'intérieur de ce tube peuvent atteindre 30 à 40m.s⁻¹ (i.e. 110-150km.h⁻¹). Le jet étant fonction du gradient thermique horizontal, sa position et son intensité sont fonction du cycle saisonnier de l'ensoleillement et suivent les variations de la circulation tropicale. Le courant jet est ainsi plus intense et plus proche de l'équateur en hiver qu'en été. De même, les vents les plus forts se situent aux longitudes des ascendances de la circulation de Walker.

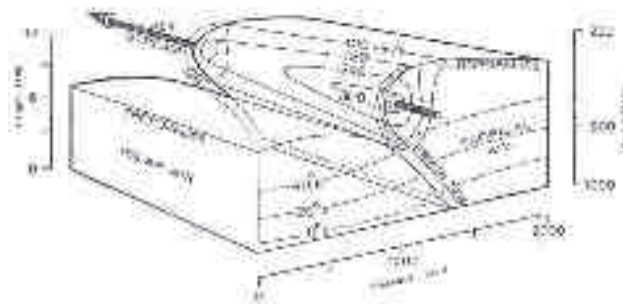


Figure I.8 : Schéma du Jet Stream. Coupe schématisée de l'atmosphère au niveau d'un maximum de courant jet.

Si les jets étaient purement zonaux, ils ne participeraient pas au transport d'énergie vers les pôles. Aussi, nous allons voir maintenant que leur écoulement, bien que majoritairement d'Ouest, peut être vu comme la superposition de méandres de différentes échelles spatiales et temporelles. Certains de ces méandres sont quasi-stationnaires, d'autres se propagent, mais tous vont contribuer à transporter la chaleur des subtropiques vers les latitudes polaires et à diminuer le déséquilibre énergétique méridien: lorsque le flux d'air est dirigé vers le pôle il advecte de la chaleur et, inversement, lorsque sa trajectoire est dirigée vers l'équateur il advecte du froid. Pour comprendre le comportement physique de ces méandres, il faut tenir compte des disparités de la surface du globe et ne surtout pas oublier que la Terre tourne !

ⁱ Aussi connue sous la loi de Buys-Ballot. C'est la solution de la circulation d'un fluide considéré à l'équilibre hydrostatique lorsque seules sont prises en compte les forces de pressions horizontales et la force de Coriolis. Cette relation dit que les vents horizontaux sont proportionnels et perpendiculaires aux gradients horizontaux de pression, laissant les basses pressions sur la gauche dans l'hémisphère Nord et sur la droite dans l'hémisphère Sud. Cette relation permet d'expliquer la majeure partie de la dynamique atmosphérique de grande échelle et/ou sur une longue échelle de temps (en dehors de la bande équatoriale où la force de Coriolis ne se projette pas sur le plan horizontal, cf. I-3-2-b).

I-3-2-b) Les méandres stationnaires du jet

Dans l'hémisphère Nord, Charney et Eliassen (1949) ont montré que l'allure générale du jet était façonnée par les positions des Rocheuses et du massif Himalayen, expliquant ainsi le gonflement des conditions anticycloniques aux niveaux des Açores et à l'Est du Pacifique (**Figure I.9**). En effet, pour franchir ces chaînes montagneuses le jet n'a d'autre possibilité que de les contourner par le Nord. Si le courant était dévié vers le Sud, la conservation du moment angulaire l'obligerait à repartir vers l'Ouest.

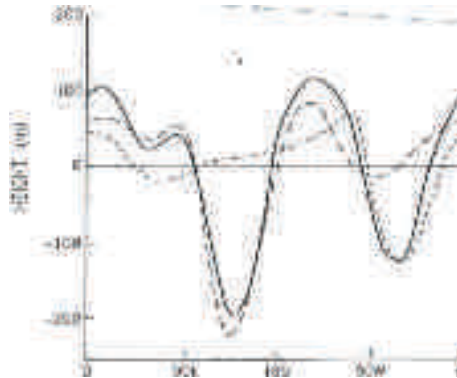


Figure I.9 : Position Méridienne du courant jet. Ecart à sa moyenne zonale à 40°N du géopotentiel à 500hPa pour les observations (trait plein) et les solutions du modèle de Charney et Eliassen (1949) avec comme reliefs uniquement le massif Himalayen (tirets longs) et uniquement les Rocheuses (tirets courts). (Crédits : Oort 1982).

Pour comprendre le comportement du jet après le passage du relief, nous devons introduire une autre loi de conservation : **la conservation de la vorticité potentielle** (noté PV , pour Potential Vorticity en anglais). Cette loi dit que la rotation (ou la vorticité) d'une colonne de fluide, dont l'énergie reste constante au cours du temps, doit se conserverⁱ. Or, à la surface de la Terre, une colonne atmosphérique est soumise à deux types de rotation : celle induite par la rotation de la Terre, dénommée **vorticité planétaire** (notée f^i) et celle induite par la rotation « locale » des vents, aussi appelée **vorticité relative** (notée ζ_r). La conservation de la vorticité potentielle s'écrit donc :

$$PV = \frac{\zeta_a}{H} = \frac{(f + \zeta_r)}{H} = c^{te} \quad (\text{éq. I.1})$$

où ζ_a est la vorticité absolue et H , la hauteur de la colonne de fluide.

Par convention, la vorticité est considérée comme positive lorsque la rotation s'effectue dans un sens antihoraire (ou trigonométrique, ou encore **cyclonique**) par rapport à un axe orienté du pôle Sud vers le pôle Nord. C'est donc le cas de f dans l'hémisphère Nord,

ⁱLa conservation de la vorticité potentielle se démontre en calculant la dérivée temporelle du produit scalaire entre le rotationnel des vents et le gradient de température, ce qui se traduit physiquement par étudier l'évolution temporelle de l'advection de chaleur par le tourbillon du courant.

ⁱⁱ Aussi appelé « paramètre de Coriolis »... mais nous pouvons croire que c'est en l'honneur de Foucault ou Ferrel, deux physiciens ayant aussi travaillé sur les effets de la rotation terrestre, que la lettre f est généralement utilisée.

qui représente l'effet de la rotation de la Terre (i.e. de la force de Coriolis) sur les mouvements horizontaux de la colonne atmosphérique :

$$f = 2\Omega \sin \varphi \quad (\text{éq. I.2})$$

où Ω représente la vitesse de rotation de la Terre et φ la latitude. Cette expression montre que la vorticité planétaire est fonction de la latitude : elle est nulle à l'équateur et maximale aux pôlesⁱ.

Ainsi, lorsque les masses d'air contournent un massif rocheux par le Nord, leur vorticité planétaire augmente. En considérant que la hauteur de la colonne atmosphérique reste constante, la conservation de la vorticité potentielle oblige les masses d'air à acquérir une vorticité relative négative : elles se mettent à tourner dans un sens *anticyclonique*. Cette rotation les entraîne vers le Sud et les fait parvenir jusqu'à une latitude plus basse que celle de départ et il se produit le phénomène inverse. Elles acquièrent une vorticité relative positive pour compenser la diminution de la vorticité planétaire.

Ajoutons qu'en plus du forçage orographique, le simple contraste entre surfaces continentales et océans (différence de friction, différence d'apport de chaleur latente) influence aussi cette circulation stationnaire. Ainsi, le profil vertical du vent au niveau des maxima de jets ne peut-être expliqué sans prendre en compte le fort gradient méridien de température naissant en hiver entre continent et océan à la frontière Est des continents (de manière cohérente avec l'équilibre du vent thermique).

Le transport de chaleur vers le pôle induit par les méandres stationnaires du jet est principalement effectué dans la moyenne et haute troposphère, là où le produit entre les vents et les gradients horizontaux de température est le plus important. Cependant, cette circulation stationnaire est loin d'expliquer la totalité du transport méridien de chaleur effectué par l'atmosphère. A 40°N par exemple, elle n'explique que ~20% du transport réalisé au cours d'une année (Malardel 2005). Dans l'hémisphère Sud, la quasi-absence de surface continentale n'entraîne pas de circulation stationnaire. Nous allons voir maintenant qu'aux moyennes latitudes la majorité de ce transport est effectuée par les perturbations transitoires du jet.

I-3-2-c) les dépressions

Aux niveaux des maxima de jets, l'écoulement devient thermodynamiquement instable et ne satisfait plus les hypothèses d'un équilibre géostrophique. En effet, dans ces régions localisées sur les bords Est des continents les gradients horizontaux de température et de pression ne se superposent pas, deux masses d'air de densité

ⁱ A l'équateur la rotation de la Terre induit uniquement une vitesse sur le plan vertical d'un lieu, elle n'a donc pas d'effet sur la rotation horizontale d'une colonne atmosphérique. En revanche, plus on se rapproche des pôles et plus l'effet de la rotation terrestre se projette sur le plan horizontal du lieu, affectant de plus en plus la rotation horizontale d'une colonne atmosphérique. C'est de cette projection que vient le $\sin\varphi$ dans l'expression de f .

différentes peuvent donc se trouver à un même niveau de pression : on parle de **baroclinicité**. Cette baroclinicité est favorable à la création et à la croissance d'instabilités transitoires d'échelle synoptique (~1000km) : les **cyclones extratropicaux**, communément appelés **dépressions**.

Ces perturbations transitoires, dont la présence est déterminée par la puissance du courant jet qui joue le rôle d'un véritable **rail des dépressions (Figure 1.10)**, vont avoir deux effets antagonistes en retour sur ce dernier. Premièrement, les anomalies cycloniques sont responsables d'un transport de chaleur vers le pôle en brassant les masses d'air sur leur passage, ce qui tend à diminuer le gradient horizontal de température et, via la relation du vent thermique, à diminuer l'intensité du courant jet. Deuxièmement, la forme des dépressions est telle que celles-ci sont responsables d'un transport net de quantité de mouvement zonal vers le pôle, renforçant ainsi l'intensité du courant jet. Ce processus est à l'origine du décalage vers le pôle des zones de vent fort sur les océans en sortie des rails des dépressions, comme cela est visible en Atlantique Nord sur la **Figure 1.10**.

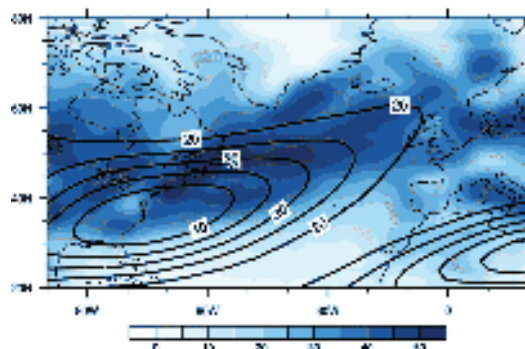


Figure 1.10 : Jet et Dépressions. Nombre moyen de dépressionsⁱ durant l'hiver étendu (mois de Novembre à Mars) (couleurs) et intensité moyenne du vent zonal à 200hPa durant l'hiver (mois de Décembre à Février; contour, en $m.s^{-1}$) sur la région Atlantique Nord-Europe. Données NOAA 20CR.

ⁱ Détection à partir de l'algorithme de suivi des dépressions (Ayrault 1998) développé à Météo-France.

I-4) Quelques notions de dynamique océanique

L'océan planétaire, bien que formant une unique masse d'eau, peut être artificiellement divisé en quatre sous bassins : l'océan Pacifique, l'océan Atlantique, l'océan Indien et l'océan Austral. Dans chacun de ces bassins, la dynamique horizontale de grande échelle s'organise en larges boucles de circulation cycloniques et anticycloniques, appelées **gyres**, qui rappellent la circulation atmosphérique (**Figure I.11**). Ces gyres présentent des caractéristiques communes. A l'Ouest ils sont constitués d'intenses courants confinés le long du trait de côte, appelés **courants de bords Ouest** (ex : le *Gulf Stream* et le *Kurushio* pour, respectivement les gyres subtropicaux de l'Atlantique et du Pacifique Nord). Ces courants sont prolongés vers l'Est par les dérives d'Ouest comme la *dérive Nord Atlantique*. L'objectif de cette section est de comprendre l'origine de ces circulations de gyre et de leur courant de bord Ouest pour ensuite évaluer leur contribution dans le transport méridien de chaleur océanique et donc dans l'équilibre énergétique de la planète.

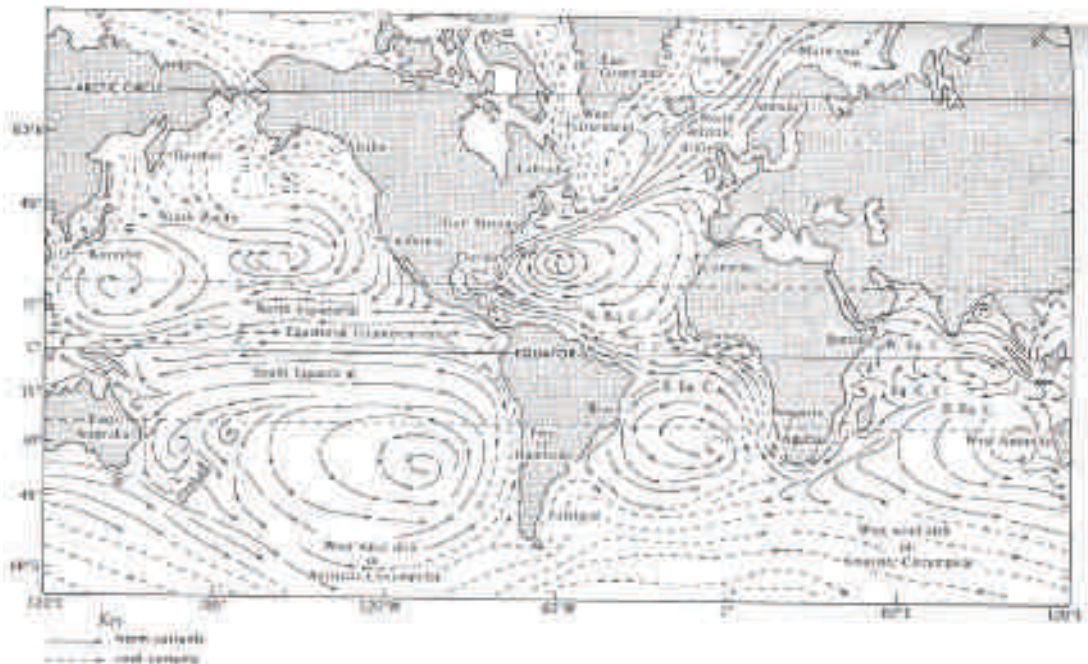


Figure I.11 : Circulation Océanique Horizontale. Représentation schématique des principaux courants océaniques. (Crédits : Tolmazin 1985)

I-4-1) Le vent : moteur de la circulation océanique de surface

L'océan a une inertie dynamique beaucoup plus importante que celle de l'atmosphère ; ses courants sont en moyenne deux ordres de grandeur inférieurs à ceux des vents (même pour les intenses courants de bord Ouest, la vitesse est rarement supérieure à $1\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$). D'un point de vue atmosphérique, l'océan est donc une surface quasi-statique

dont la **rugosité**ⁱ freine sa circulation. Pour l'océan, le **stress du vent**ⁱⁱ atmosphérique est un apport d'énergie dynamique qui met en mouvement ses couches de surface.

1-4-1-a) Découverte du lien entre le vent et les courants de surface

C'est à la fin du 19^{ème} siècle, suite à la légendaire *expédition Fram* (1893-1896), que l'effet du vent sur l'océan a été mis en évidence. Au début des années 1880, suite à la découverte sur la banquise Groenlandaise de débris d'un bateau ayant échoué au Nord-Est de la Sibérie quelques années plus tôt, des scientifiques suspectèrent l'existence d'un courant transpolaire entraînant une dérive de la banquise. C'est de cette idée qu'est née l'expédition Fram, menée par le norvégien Fridtjof Nansen, dont l'objectif était d'atteindre pour la première fois le pôle Nord. Pour y parvenir, il fut décidé d'emprisonner le navire *Fram* dans la glace de mer au Nord de la Sibérie. Le pari était alors que la banquise Arctique entraînerait le Fram jusqu'au pôle en quelques années. Même si l'expédition Fram ne parvint jamais au pôleⁱⁱⁱ, elle confirma que la banquise de mer dérivait et les nombreuses observations scientifiques réalisées lors de ce voyage permirent d'énoncer les premières lois de la circulation océanographique. Notamment, Fridtjof Nansen constata que la banquise (et donc son bateau) dérivait constamment vers la droite des vents avec un angle d'environ 20°-40°.

1-4-1-b) Le transport d'Ekman

Au retour de l'expédition Fram, Vagn Walfrid Ekman pris connaissance des observations de Nansen et théorisa le problème. Il conclut que cette dérive était provoquée par la force de Coriolis. Lorsque le stress de vent met en mouvement la surface de l'océan, la force de Coriolis dévie la masse d'eau vers la droite (gauche) dans l'hémisphère Nord (Sud). A l'équilibre, le courant de surface résultant est orienté à 45° du vent qui l'a généré (**Figure I.12**) et son amplitude est environ égale à 1.5% de celle de ce vent. La couche de surface met ensuite en mouvement, par friction, la couche océanique du dessous qui est à son tour déviée par la force de Coriolis^{iv}. La pénétration dans l'océan de l'énergie dynamique de l'atmosphère entraîne donc une rotation horizontale du courant océanique avec la profondeur : c'est la **spirale d'Ekman** (**Figure I.12**). En raison de la viscosité de l'eau et des transports turbulents, les courants d'Ekman diminuent à

ⁱ Formée par les remous, les vaguelettes et les vagues.

ⁱⁱ Le stress de vent est la force (par unité de surface) engendrée par le cisaillement de vitesse entre le vent atmosphérique de surface et le courant océanique de surface. Sa valeur est souvent approximée par la formule $\tau = \rho_a C_D U_{10}^2$, où ρ_a est la densité de l'air, C_D est un coefficient de traînée et U_{10} est le vent à 10m. Le stress de vent s'exprime en N.m⁻².

ⁱⁱⁱ Elle enregistra tout de même un nouveau record en atteignant 86°N.

^{iv} Précisons que seule la dérive de surface est de 45° et présente ainsi une discontinuité physique avec la couche atmosphérique. En subsurface, la dérive se fait de manière progressive de couche en couche.

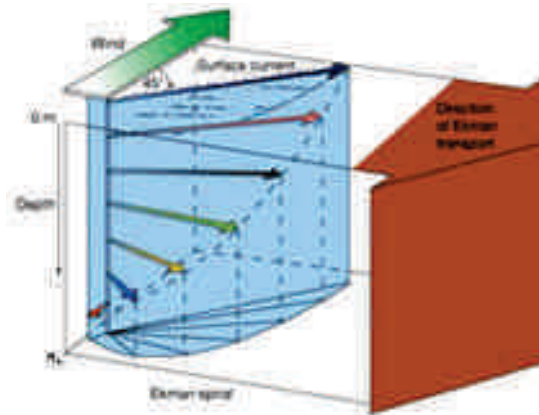


Figure I.12 : Spirale d'Ekman. Schéma de la couche d'Ekman océanique dans l'hémisphère Nord. Les courants océaniques diminuent et dévient progressivement vers la droite avec la profondeur. La hauteur « H_e » représente la profondeur d'Ekman à laquelle la direction du courant est opposée à celle de surface.

mesure que la profondeur augmente. La profondeur à laquelle l'effet du vent n'est plus ressenti est appelée **profondeur d'Ekman**ⁱ.

Cette spirale théorique est rarement observée dans l'océan car les vents qui la génèrent entraînent aussi de la turbulence qui tend à homogénéiser le comportement des masses d'eau. Cette zone de turbulence porte le nom de **couche de mélange** et elle se caractérise par une température et une salinité uniformes sur toute sa hauteur (**Figure I.2**). Aux moyennes latitudes, la couche d'Ekman et la couche de mélange sont souvent confondues. L'influence du stress de vent sur l'océan peut alors être observée en calculant le transport océanique intégré sur l'ensemble de la couche d'Ekman : le **transport d'Ekman**. Des équations d'Ekman il découle que ce transport s'effectue à angle droit du vent qui l'engendre (à droite/gauche dans l'hémisphère Nord/Sud ; **Figure I.12**) et s'écrit :

$$Te_x = -\frac{\tau_y}{f} \quad ; \quad Te_y = \frac{\tau_x}{f} \quad (\text{éq. I.3 et I.4})$$

où τ est le stress de vent, x et y ses composantes longitudinale et latitudinale et f le paramètre de Coriolis.

Ces expressions montrent que le transport d'Ekman est fonction de la force du vent, mais aussi de la latitude via Coriolisⁱⁱ. Le transport de masse étant plus important lorsque la couche en mouvement est grande, il advient qu'un même vent génère un transport d'Ekman plus grand aux tropiques qu'aux moyennes latitudes. Notons qu'à l'équateur, le paramètre de Coriolis étant nul, les approximations menant aux équations

ⁱ En pratique, la profondeur d'Ekman est définie comme la profondeur à laquelle la direction du courant d'Ekman est opposée à celle de surface, c'est-à-dire la profondeur à laquelle la spirale d'Ekman a réalisé une demi-rotation.

ⁱⁱ La dépendance en latitude peut être interprétée comme la difficulté à transférer l'énergie dynamique d'une particule à l'autre lorsque leurs mouvements ne se font pas suivant le même axe. Ainsi, plus la rotation de la Terre joue sur les mouvements horizontaux (plus la force de Coriolis est grande), plus les couches océaniques sont déviées les unes par rapport aux autres et moins l'énergie dynamique se propage en profondeur dans l'océan.

d'Ekman ne sont plus valables. Il est communément admis que ces expressions ne sont pas applicables entre -2°S et $+2^{\circ}\text{N}$.

1-4-1-c) Le transport d'Ekman en présence d'une côte et à l'équateur

Dans l'hémisphère Nord (Sud), lorsqu'un vent souffle parallèlement à une côte située à sa gauche (droite), le transport qu'il génère va chasser l'eau vers le large, créant une divergence côtière. Cette divergence s'accompagne d'une diminution du niveau de la mer et d'une remontée d'eau sous-jacente plus froide, des profondeurs vers la surface. Ce phénomène est appelé **upwelling côtier**. C'est ce qui explique la présence de température plus froide à l'Est des bassins subtropicaux (e.g. au large de la Mauritanie, de la Californie, du Pérou ou de la Namibie). Ces remontées d'eau froide sont accompagnées d'un enrichissement des couches de surface en nutriments (advectés de la subsurface) qui constituent la base de la pyramide alimentaire marine. C'est pourquoi 40% de la pêche mondiale a lieu dans ces zones d'upwelling côtier.

L'équateur présente aussi une singularité dynamique pour la circulation océanique puisque la force de Coriolis s'y annule et y change de signe. Proches de l'équateur, le transport de surface se fait parallèlement aux Alizés, ce qui entraîne ainsi des remontées d'eau froide à l'Est des océans Pacifique et Atlantique. Au-delà de 2° de latitude, le transport de surface se fait perpendiculairement aux Alizés et induit une divergence de masse au niveau de la bande équatoriale donnant lieu à **upwelling équatorial**. C'est la combinaison de ces deux upwellings qui explique la présence à l'équateur des **langués d'eau froide** dans la partie orientale des océans Atlantique et Pacifique.

La théorie d'Ekman permet donc d'expliquer la circulation locale de surface due aux vents (dérive des courants, transport intégré des masses d'eau, upwellings côtiers et équatoriaux). Nous allons voir maintenant que ces effets locaux influencent aussi la dynamique océanique de grande échelle.

1-4-2) Le vent : moteur de la circulation océanique intérieure

1-4-2-a) Le pompage d'Ekman

A grande échelle, la circulation atmosphérique stationnaire façonne la dynamique océanique. Pour comprendre cette relation, intéressons nous tout d'abord à l'effet d'un anticyclone quasi-stationnaire sur l'océan. Prenons l'exemple de l'Atlantique subtropical et de l'anticyclone des Açoresⁱ. Les vents associés à cet anticyclone (pouvant être

ⁱ Célèbre acteur de nos bulletin météo avec son corollaire « la dépression d'Islande ».

considérés à l'équilibre géostrophique) vont entraîner, par transport d'Ekman, une convergence des masses d'eau au centre de l'anticyclone (**Figure 1.13d**). Cette convergence génère une élévation du niveau de la mer ainsi qu'un mouvement de subsidence des masses d'eau, ou **downwelling**. Un downwelling se caractérise par un approfondissement de la thermocline (**Figure 1.13e**). Inversement, dans le cas d'une basse pression atmosphérique, les masses d'eau de surface divergent sous l'action du vent. Au centre de la dépression s'établit donc un creux du niveau de la mer et une remontée d'eau, ou **upwelling**, qui entraîne une remontée de la thermocline (**Figures 1.13a et 1.13b**). Ces phénomènes d'upwelling et de downwelling sont englobés dans l'expression imagée de **pompage d'Ekman**. D'une manière générale, c'est la composante rotationnelle de la circulation horizontale atmosphérique qui entraîne le « pompage » des masses d'eau par convergence/divergence du transport d'Ekman.

Les anomalies de hauteur du niveau de la mer liées au pompage d'Ekman (**Figures 1.13c et 1.13f**) vont entraîner la mise en mouvements de l'océan sous la couche d'Ekman (ci-après **océan intérieur**). Mais, cette circulation de l'océan intérieur ne peut être considérée comme un simple ajustement géostrophique aux différences de niveau de la mer induit par les vents. Si tel était le cas, la circulation de gyre tournerait autour des minima et maxima de pression atmosphérique et serait un reflet de la circulation atmosphérique. Or, les centres des circulations de gyre observées se situent à l'Ouest des centres anticycloniques et dépressionnaires.

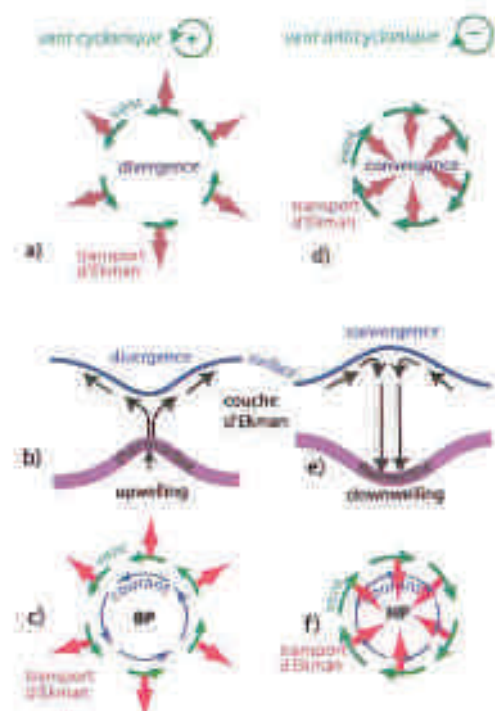


Figure 1.13 : Upwelling et Géostrophie. Illustration des relations entre la circulation atmosphérique et la circulation océanique. Transport d'Ekman associé à des conditions atmosphériques cycloniques (a) et mouvements verticaux (i.e. pompage d'Ekman) et géostrophiques associés (b) et (c), respectivement. (d), (e) et (f), idem pour des conditions atmosphériques anticycloniques. (Crédits : Fioux et Andrié 2010).

I-4-2-b) La relation de Sverdrup

Pour comprendre la déformation de la circulation atmosphérique à travers le miroir océanique, il faut tenir compte de l'importance de la conservation de la vorticité potentielle dans la dynamique océanique. En 1942, Harald Ulrick Sverdrup accéda, par des calculs théoriques, au transport horizontal de l'océan intérieur et compléta les théories existantes. A partir d'un modèle d'océan à deux couches (une couche de surface dont la dynamique suit les équations d'Ekman et une couche intérieure suivant un équilibre géostrophique), il déduisit la relation suivante (connue sous le nom de relation de Sverdrup) :

$$\beta M_y = f w_e = \text{rot}_h \left(\frac{\tau}{\rho_0} \right) \quad (\text{éq. I.5})$$

où β est la dérivée selon y du paramètre de Coriolis, M_y est la vitesse méridienne intégrée sur toute la colonne de l'océan intérieur, f est le paramètre de Coriolis, w_e est la vitesse océanique verticale en bas de la couche d'Ekman (engendrée par le pompage), $\text{rot}_h \tau$ est la vorticité du stress de vent et ρ_0 est la densité de l'océan (considérée comme constante). Cette équation montre que, suivant les hypothèses de Sverdrup, le transport méridien de l'océan intérieur peut être connu uniquement à partir du stress de vent.

Pour comprendre ce lien, intéressons nous tout d'abord à la deuxième égalité : $f w_e = \text{rot}_h \left(\frac{\tau}{\rho_0} \right)$. Celle-ci provient des équations d'Ekman et lie le rotationnel du stress de vent au pompage d'Ekman. La présence de f rappelle que pour une tension de vent donnée, le transport d'Ekman dépend de la latitude. Il en est donc de même pour le pompage puisque celui-ci est dû à la divergence du transport d'Ekman.

La première équation, $\beta M_y = f w_e$, peut-être comprise à partir de la conservation de la vorticité potentielle (éq. I.1, I-3-2-b) de la couche intérieure de l'océan. Lorsque w_e est négatif (cas du downwelling), alors l'épaisseur de la couche intérieure diminue. Pour conserver sa vorticité potentielle, la colonne d'eau se dirige vers des latitudes plus basses (dans l'océan à cette échelle spatiale, i.e. $\gg 100\text{km}$, la vorticité relative est négligeable devant la vorticité planétaire), M_y est donc négative. Aux hautes latitudes f varie peuⁱ selon l'axe méridien alors qu'aux basses latitudes il varie fortement. Ainsi, pour un même pompage le déplacement méridien sera plus important aux hautes latitudes qu'aux basses pour équilibrer la vorticité potentielle. C'est de là que vient la pondération par β du transport méridien M_y .

Cette équation montre aussi que les zones où le rotationnel change de signe définissent les frontières des gyres. Un courant purement zonal existe au niveau du rotationnel nul et de part et d'autre de ce courant se trouvent des transports méridiens de directions opposées. Ce schéma se retrouve dans l'Atlantique Nord où la dérive Nord Atlantique

ⁱ Rappel : $f=2\Omega\sin\varphi$.

orientée majoritairement d'Ouest en Est sépare le gyre subtropical du gyre subpolaire entre l'Anticyclone des Açores et la dépression d'Islande (**Figures I.11 et I.6**).

I-4-2-c) La modification de Stommel et les courants de bords Ouest

Si la théorie de Sverdrup explique et quantifie relativement bien la circulation ayant lieu sur les parties Est et centrale des bassins océaniques, elle n'explique pas la présence des forts courants de bords Ouest. En 1948, Henry Stommel montra que l'explication physique de ces courants nécessite de tenir compte des forces de frottement, ce que Sverdrup ne considérait pas dans ses hypothèses. En ajoutant aux équations de Sverdrup une source de friction provenant des frottements sur le plancher océanique, la circulation de l'océan peut alors être vue comme un équilibre géostrophique répondant directement aux stress de vents (généré par les convergences/divergences du transport d'Ekman, cf. **Figures I.13e et I.13f**) modifié par la contrainte de conservation de la vorticité potentielle (induit par la variation méridienne du paramètre de Coriolis, **Figure I.14**) :

- à l'Est du bassin, les relations de Sverdrup et du courant géostrophique sont cohérentes : le transport est orienté vers le Sud,
- au centre du bassin, la composante méridienne du courant répondant directement au rotationnel du vent est nulle, mais la conservation de la vorticité potentielle entraîne les masses d'eau vers le Sud, modifiant ainsi la symétrie du gyre,
- à l'Ouest du bassin, la réponse au forçage direct par les vents est en désaccord avec la relation de Sverdrup, ce qui confine le courant de retour à une zone étroite plaquée sur le bord Ouest du bassin. Par conservation de masse, le courant de bord Ouest est très intense puisque son transport vers le Nord doit égaliser celui vers le Sud de l'ensemble de la partie Est et centrale du bassin.

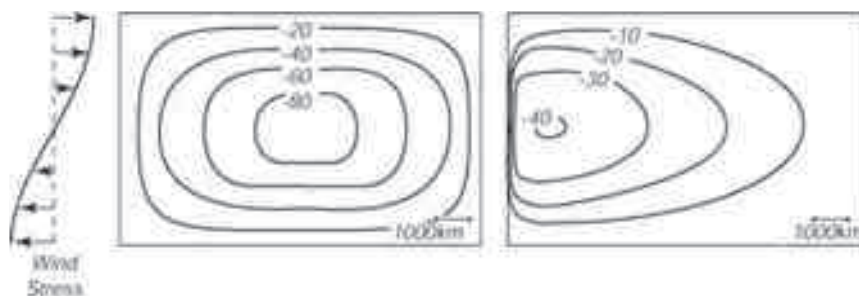


Figure I.14 : Circulation océanique d'après le modèle de Stommel. Pour compléter le modèle de Sverdrup et autoriser un courant de retour, Stommel (1948) introduit un terme de friction dynamique au fond de la couche intérieure. (**gauche**) Profil de vent zonal utilisé pour forcer le modèle de Stommel. Lignes de courant du modèle de Stommel pour un bassin théorique rectangulaire situé dans un seul hémisphère, (**centre**) dans les cas d'un paramètre de Coriolis constant sur le domaine et (**droite**) variant linéairement selon l'axe méridien. D'après Stommel (1948).

Notons que si le profil de vent zonal représenté sur la **Figure I.14** était inversé (i.e. cas d'une dépression et non d'un anticyclone), le transport de Sverdrup s'effectuerait cette fois vers le Nord mais l'intense courant de bord se trouverait toujours du côté Ouest du bassin. Cette invariance est due au fait que le paramètre β est toujours positif. Stommel montre ainsi que la présence des forts courants de bords Ouest est une conséquence du fait que la Terre tourne d'Ouest en Est.

I-4-2-d) Le modèle de Munk

En 1950, Walter Munk ajouta au modèle de Sverdrup un terme de frottement latéral, permettant la diffusion de l'énergie aux bords des océans (et non au fond comme pour le modèle de Stommel), et fournit une solution générale de la circulation océanique de grande échelle induite par les vents zonaux (**Figure I.15**). Nous y retrouvons les circulations de gyre (décentrées vers l'Ouest), les courants de bords Ouest (intenses et confinés) et leur dérive d'Ouest.

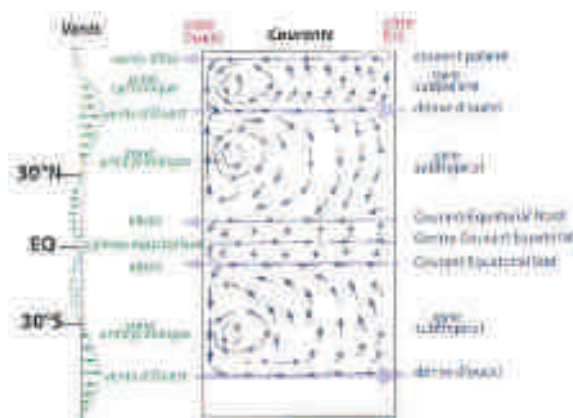


Figure I.15 : Circulation océanique d'après le modèle de Munk. Résultats du modèle de Munk obtenus avec un forçage en vent tel qu'illustré à gauche. (Crédits : Fieux et Andrié 2010).

Les intenses courants de bords Ouest, par frottements le long de la côte, engendrent un fort cisaillement de la vitesse horizontale. Ce cisaillement est une source de vorticité qui contrebalance la vorticité du gyre acquise via le rotationnel de vent. Les frottements permettent donc à l'océan de compenser le gain d'énergie acquis au contact de l'atmosphère et ainsi d'atteindre un état stable. Nous entrevoyons ici l'importance que jouent les tourbillons océaniques de méso-échelle (~1000km) dans la circulation océanique générale (  l'instar des dépressions pour l'atmosphère, cf. I-3-2-c). En effet, le terme de friction au bord du modèle de Munk – terme proportionnel au Laplacien de la vorticité – est une représentation de l'action moyenneⁱ jouée par la turbulence au niveau

ⁱ Nous verrons à la section II-6-2 que ceci porte le nom de paramétrisation.

des couches limites (celle-ci n'étant pas explicitement résolue par les équations de bases du modèle)ⁱ.

Dans le modèle de Stommel, c'est le terme de frottement sur le plancher océanique qui permet à l'océan d'atteindre un état d'équilibre. Notons cependant que ce modèle est moins réaliste que celui de Munk car, en introduisant un terme de friction au fond et non aux bords des océans, il implique que la « couche d'océan intérieur » est en contact avec le plancher océanique. Or, nous verrons à la section I-4-3 que cette couche dépasse rarement les 1000 mètres de profondeur et qu'une autre circulation océanique (gouvernée par d'autres forces que le vent) existe en dessous.

Le modèle de Munk est donc cohérent avec la réalité bien qu'il ne reproduise pas les détails de la circulation de chaque bassin océanique provenant de la particularité des vents locaux, des interactions avec la géométrie du bassin (forme du littoral) ou encore de la topographie (rappelons que la vorticité potentielle $PV = \frac{\zeta_a}{H}$ se conserve ; où H est la profondeur de l'océan). Par exemple dans l'Atlantique Nord, le Gulf Stream se détache de la côte avec une remarquable constance à la latitude de Cape Hatteras alors que la latitude du 0 de rotationnel du vent connaît une variation saisonnière d'une dizaine de degrés. Des études ont montré que ceci était dû à la courbure de la côte et à l'inertie des masses d'eau (e.g. Deng 1993, Munday et Marshall 2005), mais aussi à un approfondissement rapide de la bathymétrie (~4000m sur quelques centaines de kilomètres) qui induit une augmentation de la vorticité (e.g. Ozgökmön et al. 1997) et à la présence en profondeur d'un courant de bord d'Ouest orienté vers le Sud (e.g. Thompson et Schmitz 1989, Tansley et Marshall 2000). Une fois séparé de la côte, le Gulf Stream est prolongé vers l'Est par la dérive Nord Atlantique qui, tendant à suivre les lignes de rapport $\frac{f}{H}$ constant, est caractérisée par une orientation Sud-Ouest/Nord-Est en raison de l'approfondissement de la bathymétrie (**Figure I.16**).

I-4-2-e) Le Courant Circumpolair Antarctique (ACC)

Avant de poursuivre, nous devons souligner que la dynamique de l'océan Austral ne peut être représentée par la théorie de Sverdrup/Stommel/Munk. Un des plus intenses courants de la planète est présent dans cet océan : le **Courant Circumpolaire Antarctique** ou **Antarctic Circumpolar Current (ACC)**. L'ACC se caractérise par de forts courants d'Ouest faisant le tour du continent Antarctique (cf. **Figure I.11**). Il ne suit pas un équilibre de Sverdrup car aucun continent ne forme de barrière méridienne dans l'océan Austral. Or, nous venons de voir que cette barrière est un pré-requis pour la formation d'un courant de bord Ouest nécessaire pour l'équilibre d'une circulation de gyre. D'un point de vue dynamique, les caractéristiques de l'ACC sont en réalité plus proches de celles des courants jets atmosphériques et le rôle des tourbillons est central

ⁱ Nous n'aborderons pas plus en détails dans cette thèse le rôle joué par les tourbillons dans l'équilibre océanique général. Le lecteur intéressé par ce sujet est invité à consulter l'ouvrage de Hetch et Hasumi 2008.

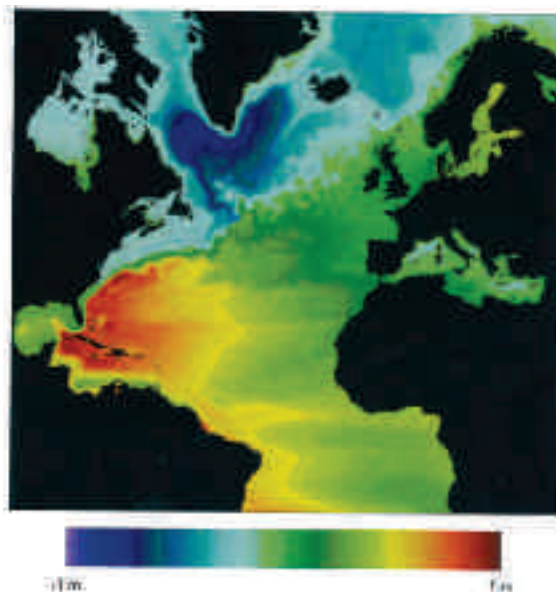


Figure 1.16 : Trajectoire du Gulf Stream et de la dérive Nord Atlantique. Carte du niveau de la mer (m) une fois la hauteur globale moyenne du niveau de la mer retranchée, issue d'une simulation numérique haute résolution. A l'aide de cette variable nous distinguons les eaux légères du gyre subtropical au sud et les eaux denses du gyre subpolaire au Nord séparées par la dérive Nord Atlantique. (Crédits : Chassignet et Marshall 2008).

dans son équilibre. Nous ne détaillerons pas dans cette thèse la dynamique de l'océan Austral, le lecteur désireux de s'instruire sur ce sujet est invité à lire l'étude de Marshall et Speer (2012). Notons néanmoins que le transport d'Ekman associé aux forts vents d'Ouest de l'océan Austral (dont font partie les célèbres acteurs du Vendée Globe : les 40^{ème} rugissants et 50^{ème} hurlants) provoquent un upwelling au Sud de la latitude du maximum de vent ($\sim 50^{\circ}\text{S}$) et un downwelling au Nord. Ceci crée un gradient Nord-Sud de pression qui engendre un courant géostrophique dirigé vers l'Est.

I-4-2-f) Transport de chaleur méridien associé aux gyres

Maintenant que nous comprenons les grandes lignes de la circulation horizontale océanique, intéressons nous à son rôle en termes de transport de chaleur méridien. Aux moyennes latitudes, les masses d'eau chaudes transportées par les intenses courants de bords Ouest sont entraînées en subsurface par downwelling sous l'action des vents. Il en résulte un courant de retour en subsurface orienté vers l'Equateur dont une partie atteindra de nouveau la surface sous l'action de l'upwelling équatorial. Cette boucle, forcée par les vents, est ainsi responsable d'un transport de chaleur net vers les pôles. Dans les océans Pacifique et Indien, ce sont ces circulations de gyre qui expliquent le transport de chaleur réalisé par l'océan. Nous pouvons ainsi noter la forte symétrie de ce transport de part et d'autre de l'Equateur dans le Pacifique (**Figure 1.17**). Cependant, la circulation de gyre ne peut expliquer la particularité du transport de chaleur dans l'Atlantique : celui-ci est dirigé vers le Nord à toutes les latitudes. Une autre circulation doit donc exister pour permettre à l'Atlantique de réaliser ce transport.

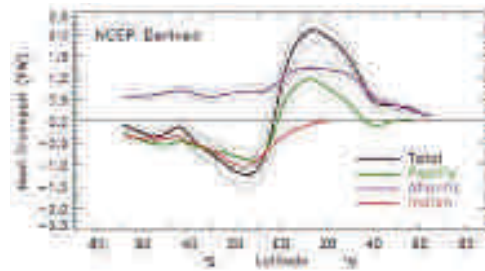


Figure 1.17: *Transport Océanique Méridien de chaleur*. Estimation du transport de chaleur océanique méridien. Les lignes pointillées indiquent les barres d'erreurs. (Crédits : Trenberth et Caron 2001).

I-4-3) La circulation thermohaline

I-4-3-a) La formation des eaux profondes

La circulation de gyre que nous venons de décrire transporte les masses d'eau en surface des tropiques (où elles sont chauffées et salées sous l'effet du rayonnement solaire et de l'évaporationⁱ) vers les hautes latitudes via les courants de bords Ouest et leur dérive d'Ouest associée. Au cours de leur trajet vers le Pôle, ces masses d'eau perdent de leur chaleur au contact de l'atmosphère et « s'alourdissent ». Dans certaines zones de l'Atlantique Nord (mer de Norvège, mer du Labrador) et de l'océan Austral (mer de Weddell, mer de Ross), ce refroidissement est assez important en hiver pour déstabiliser l'équilibre en densité de la colonne d'eauⁱⁱ. En congelant préférentiellement de l'eau douce, la formation de glace de mer participe aussi à cette instabilité en entraînant une augmentation de la concentration en sel des masses d'eau de surface.

Le déséquilibre en densité engendre des mouvements convectifs pouvant mélanger les masses d'eau jusqu'à une profondeur de 3000 mètres : on parle de convection profonde (Marshall et Scott 1999). Les eaux formées au bord du continent Antarctique sont les plus denses du globe et vont tapisser le fond des océans ; elles portent le nom d'**AntArctic Bottom Water (AABW)**. Dans l'Atlantique, l'AABW est présente entre 3500 et 5000 mètres de profondeur. Les eaux plongeant en Atlantique Nord sont appelées **North Atlantic Deep Water (NADW)**. Bien que plus salées, la NADW est légèrement moins dense que l'AABW et va s'écouler vers l'Equateur au dessus de cette dernière vers 1000-3000 mètres de profondeur (**Figure 1.18**).

ⁱ Sauf à l'Equateur en raison des fortes précipitations liées à la ZCIT et à son flux d'eau douce associé.

ⁱⁱ Précisons que se sont bien les masses d'eau tropicales advectées qui sont essentiellement concernées ici, car celles-ci sont plus salées et donc plus denses – à température égale – que leur environnement.

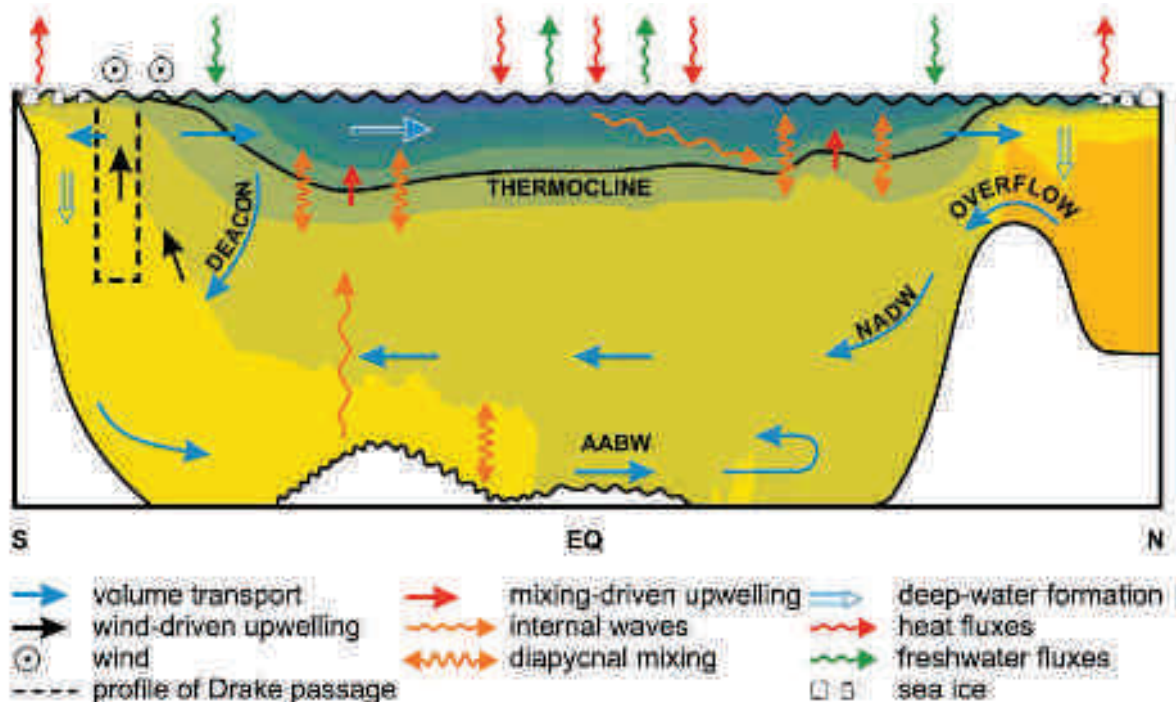


Figure 1.18 : Coupe méridienne schématique de l'océan Atlantique Nord. La densité des masses d'eau est représentée en couleur (augmentant du bleu vers le jaune). Les flèches droites bleues indiquent la circulation thermohaline. (Crédits : Kuhlbrodt et al. 2007).

Cette circulation liée aux flux de chaleur et d'eau douce (aussi appelés flux de **flottabilité**ⁱ) entre Océan et Atmosphère porte le nom de **circulation thermohaline** et se différencie donc de la circulation de gyre contrôlée par les vents. L'adjectif « thermohalin » associé à cette circulation est cependant réducteur car il sous-entend que les seuls acteurs mettant en mouvement les masses d'eau sont la température et la salinité. Or, s'il est vrai qu'aux hautes latitudes la plongée des masses d'eau est contrôlée par les flux de flottabilité, leur transport en surface vers le Pôle est lui étroitement lié à la circulation de gyre. De même, il est impératif de préciser qu'en plongeant les masses d'eau perdent de l'énergie potentielle. Un apport d'énergie est donc nécessaire pour qu'elles regagnent la surface et permettent à la circulation thermohaline d'atteindre un état stationnaire. Or, au fond des océans aucune source de chaleur n'est suffisante pour compenser ce déficit énergétique. Nous allons voir qu'une fois de plus ce sont les vents qui fournissent cette énergie à l'océan.

ⁱ Ces flux sont dus de flottabilité car ils contrôlent la flottaison des masses d'eau.

I-4-3-b) La remontée des eaux profondes

Le mécanisme physique contrôlant le retour en surface de la NADW et l'AABW a longtemps été l'objet de débats. A la différence de leur plongée, ces eaux ne refont pas surface dans une ou quelques zones très localisées de l'océan mais sur de grands domaines. Munk et Wunsch (1998) estiment que le flux de formation des eaux profondes (NADW + AABW) est de $\sim 30\text{Sv}$ ⁱ. Or, si nous partons de l'hypothèse que la remontée de ces eaux a lieu sur une surface équivalente à celle d'un bassin océanique ($\sim 100 \cdot 10^6 \text{km}^2$), une simple analyse d'échelle montre que la vitesse moyenne de cette remontée serait de $w = \frac{30 \cdot 10^6 \text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}}{100 \cdot 10^{12} \text{m}^2} \sim 1 \text{mm} \cdot \text{h}^{-1}$. Ces faibles vitesses sont très difficiles à observer (d'autant plus à grandes échelles), ce qui explique pourquoi des incertitudes ont longtemps existés sur le mécanisme entraînant la remontée des eaux profondes.

En 1916, Sandström émettait l'hypothèse que les mélanges turbulents verticaux, induits par les vents et les marées, transporteraient suffisamment de chaleur de la surface vers le fond pour induire un allègement des masses d'eau abyssales et entraîner leur remontée (Jeffrey 1925, Munk et Wunsch 1998). Dans ce schéma, la remontée des eaux se produit donc progressivement à mesure de l'éloignement du site de convection profonde. L'un des points forts de cette théorie est qu'elle permet d'expliquer la présence d'un relativement intense courant de bord Ouest dirigé vers le Sud en dessous du Gulf Stream. Pour nous en convaincre, reprenons le modèle de Munk et ajoutons-y, en dessous de la couche d'océan intérieur, une troisième couche correspondant à l'océan profond. La chaleur transportée par les mélanges turbulents induit une vitesse verticale positive (i.e. orientée vers la surface) au sommet de la couche d'océan profond : l'épaisseur de cette couche augmente. Pour conserver sa vorticité potentielle, la colonne d'océan profond se dirige vers le Pôle. Une fois de plus, un courant de bord Ouest est nécessaire pour équilibrer cette circulation (Stommel 1958).

La principale limite de cette théorie est que l'amplitude du mélange vertical observé est trop faible pour entraîner la remontée de l'ensemble des eaux abyssales (Toggweiler et Samuel 1953, Toole 1997, Ledwell et al. 1998). Comme alternative au forçage par les mélanges verticaux, Sverdrup (1933) proposa que la remontée des eaux profondes se produise au niveau de l'océan Austral, région où l'intense upwelling lié à l'ACC (cf. I-4-2-e) connecte l'ensemble des couches océaniques à la surface (**Figure I.18**). L'augmentation récente de la couverture d'observations au niveau de l'océan Austral a permis de confirmer cette théorie et il est de nos jours communément admis que la remontée de la NADW et de l'AABW a principalement lieu au niveau de l'océan Austral, l'effet du mélange vertical jouant un rôle secondaire.

ⁱ Sv : Sverdrup. Unité de transport volumique, $1\text{Sv} = 10^6 \text{m}^3 \cdot \text{S}^{-1}$

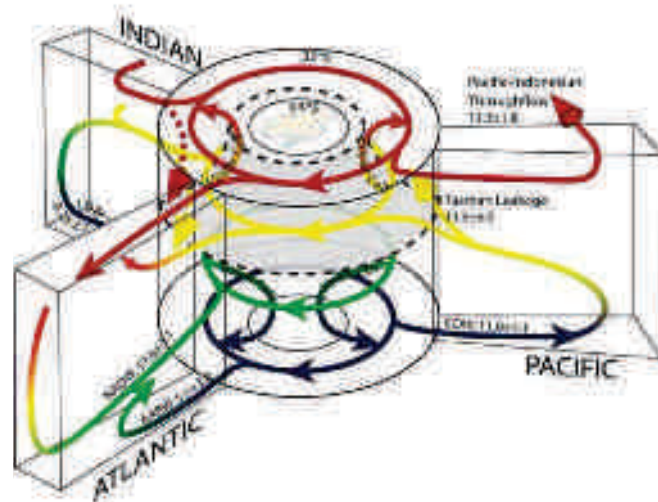


Figure I.19 : Représentation schématique de la circulation thermohaline. Les couleurs renseignent sur la densité des masses d'eau, avec en rouge les eaux les moins denses et en bleu les eaux les plus denses. CDW : Circumpolar Deep Water ; NADW : North Atlantic Deep Water ; AABW : AntArctique Bottom Water. (Crédits : Lumpkin et Speer 2006).

I-4-3-c) Transport de chaleur méridien associé à la circulation thermohaline

Dans l'Atlantique, la circulation thermohaline est associée à un transport en surface vers le Pôle d'eau chaude et à un transport en profondeur vers le Sud d'eaux froides. Cette circulation est donc responsable d'un transport de chaleur net vers le Nord et explique la particularité du transport de chaleur dans l'Atlantique (**Figure I.17**). Etant donné que le contraste de température entre les eaux de surface et les eaux profondes diminue lorsque la latitude augmente, le transport de chaleur est maximal aux basses latitudes. Sur la **Figure I.17**, nous voyons que ce maximum est atteint aux alentours de 10°N-20°N dans l'Atlantique, latitude où le transport de chaleur lié à la circulation de gyre et à la circulation thermohaline s'additionne. Dans les océans Indien et Pacifique, où il n'y a pas de formation d'eau profonde, la circulation thermohaline se résume à la circulation des eaux abyssales provenant de l'Antarctique (**Figure I.19**). La différence de température entre les branches allée et retour de cette circulation étant faible, celle-ci ne participe donc quasiment pas au transport de chaleur. Dans les bassins Pacifique et Indien le transport de chaleur méridien est presque entièrement réalisé par la circulation de gyre (ex. Ferrari et Ferreira 2011).

I-4-4) De la circulation thermohaline à la mesure de la MOC

Il existe de grandes incertitudes sur les transports liés à la circulation thermohaline. D'une part la formation d'eau profonde se produit de manière très ponctuelle au niveau de **cheminées convectives** d'échelle ~100km dans lesquelles les mouvements

verticaux s'organisent dans un ensemble de panaches d'une largeur de l'ordre du kilomètre (Marshall et Scott 1999). Ces cheminées convectives ayant une durée de vie de quelques jours, il est très difficile de quantifier le volume d'eau profonde formée au cours de ces épisodes convectifs. D'autre part, pour quantifier les transports méridiens de masse et de chaleur liés à la circulation thermohaline à une latitude donnée, il est nécessaire de connaître les caractéristiques des masses d'eau sur toute la largeur et toute la profondeur de l'océan. L'océan étant quasi-opaque aux mesures de télédétection spatiales, les observations satellitaires ne permettent de renseigner que l'état de la surface océanique : niveau de la mer (ex. Jason), température et salinité de surface (ex. TIROS et SMOS, respectivement). Notre connaissance de l'océan en dessous des premiers mètres de surface provient essentiellement d'observations in-situ : mesures effectuées à bord de bateau, dérivateurs, profileurs, mouillages, marégraphes... Mais celles-ci étaient rares et leurs couvertures spatiale et temporelle peu homogène avant l'émergence des flotteurs ARGO au début des années 2000. Aussi, en raison du rôle joué par la branche Atlantique Nord de la circulation thermohaline dans l'équilibre climatique global, le projet RAPID a mis en place à partir de 2004 un intense réseau d'observations le long d'un transect à 26,5°N dans l'Atlantique Nord (<http://www.rapid.ac.uk>).

Précisons que RAPID ne capture pas toute la complexité de la circulation océanique à 26,5°N mais permet de mesurer son transport méridien intégré d'un bord à l'autre de l'océan Atlantique. Ce transport intégré est aussi connu sous le nom de **circulation méridienne de retournement** ou **Meridional Overturning Circulation (MOC)**. La MOC est définie comme la fonction de courant de la vitesse méridienne intégrée zonalement (**Figure I.20**) :

$$MOC(H) = \int_0^H \int_{Ouest}^{Est} v dx dz = \int_0^H V dz$$

où v est la vitesse méridienne, V la vitesse méridienne intégrée zonalement et z la profondeur. Autrement dit, la valeur de la MOC à une profondeur H correspond à la somme entre la surface et cette profondeur du transport méridien océanique. La MOC doit donc être considérée comme une simplification de la circulation océanique et il est important de noter qu'à la fois la circulation de gyre et la circulation thermohaline se projettent dessus (cf. Wunsch 2002 pour une discussion plus détaillée). Cette simplification est néanmoins très utile car, suivant l'hypothèse que la circulation suit un équilibre géostrophique, elle donne accès au transport total traversant la latitude 26,5°Nⁱ.

Ainsi, le projet RAPID a permis de réduire les incertitudes liées au transport méridien de masse et de chaleur dans l'Atlantique Nord en estimant un débit moyen de la circulation

ⁱ Notons qu'un certain nombre d'autres hypothèses sont faites pour accéder à ce transport. Nous invitons le lecteur à lire l'article de McCarthy et al. 2012 pour en connaître les détails.

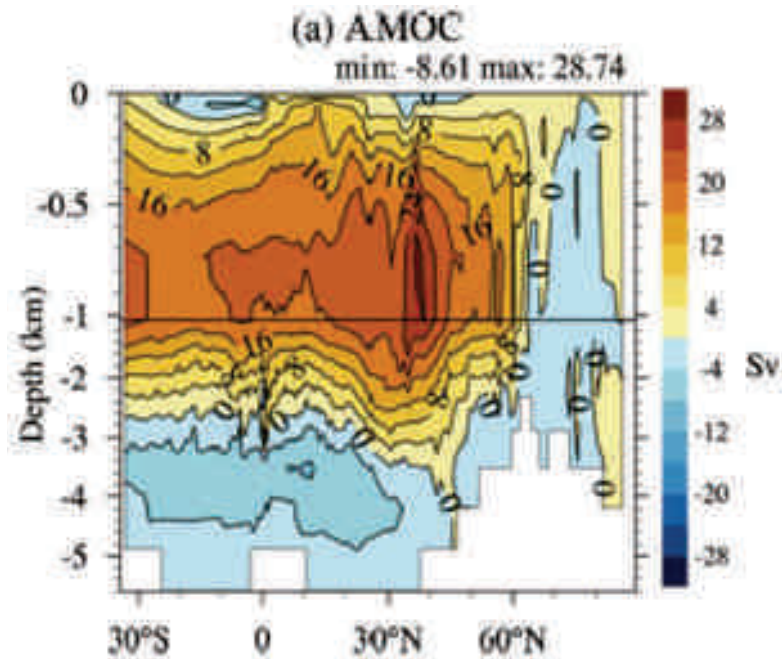


Figure 1.20 : Circulation méridienne de retournement (MOC) de l'Atlantique Nord. La MOC présentée sur cette figure n'est pas celle observée (comme expliqué dans le texte, les observations sont insuffisantes pour représenter la réelle MOC) mais provient d'une simulation du modèle numérique FGOALS-g2. Les valeurs positives de MOC (unité : Sverdrup) indiquent une circulation anticyclonique. Nous distinguons sur cette figure les cellules méridiennes de surfaces liées à la circulation de gyre (antisymétrique de part et d'autre de l'Equateur), la cellule liée à la NADW entre 500 et 2500 mètres de profondeur et en dessous la cellule liée à l'AABW. Précisons qu'un zoom est effectué sur les premiers 1000 mètres de l'océan. (Crédits : Huang et al. 2014).

de retournement à $18.5 \pm 1.0 \text{ Sv}$ (McCarthy et al. 2012) et un transport de chaleur vers le Nord à $1.33 \pm 0.14 \text{ PW}$ (Johns et al. 2011).

I-5) Bilan

Pour résumer ce chapitre, nous avons vu que ce sont l'atmosphère et l'océan – deux fluides aux constantes de temps très différentes – qui répartissent l'énergie à la surface du globe. La **Figure I.19**, empruntée à Czaja et Marshall (2006), illustre les différentes contributions de ces fluides dans le transport de chaleur méridien. La MOC est représentée ici en fonction de la latitude et de l'énergie thermique des masses de fluide (énergie proportionnelle à la température potentielle pour l'océan et proportionnelle à la température potentielle corrigée du taux d'humidité pour l'atmosphère (cf. Czaja et Marshall 2006 pour plus de détails). Elle est exprimée ici en débit massique (i.e. débit volumique multiplié par la densité des masses de fluide) et est tracée tous les $10 \cdot 10^9 \text{kg} \cdot \text{s}^{-1}$ (soit environ tous les 10Sv pour l'océan). Cette représentation permet de comparer les contributions de l'océan et de l'atmosphère dans le transport de chaleur méridien. Nous distinguons la circulation atmosphérique beaucoup plus intense que la circulation océanique. Au sein de la circulation océanique nous retrouvons les cellules chaudes liées aux gyres et la cellule froide engendrée par la MOC de l'Atlantique. A une latitude donnée, le transport net réalisé par l'un des fluides est environ égal au maximum de la MOC multiplié par la différence entre l'énergie moyenne de la branche orientée vers le Nord et l'énergie moyenne de la branche orientée vers le Sud. Le différentiel d'énergie entre les branches allée et retour des MOC océanique et atmosphérique étant sensiblement équivalent, il en résulte que l'atmosphère transporte beaucoup plus d'énergie vers les pôles que l'océan. Nous allons cependant voir dans la suite de cette thèse que les variations du transport de chaleur océanique sont l'une des principales raisons des fluctuations des conditions climatiques de surface aux échelles de temps décennale à multidécennale.

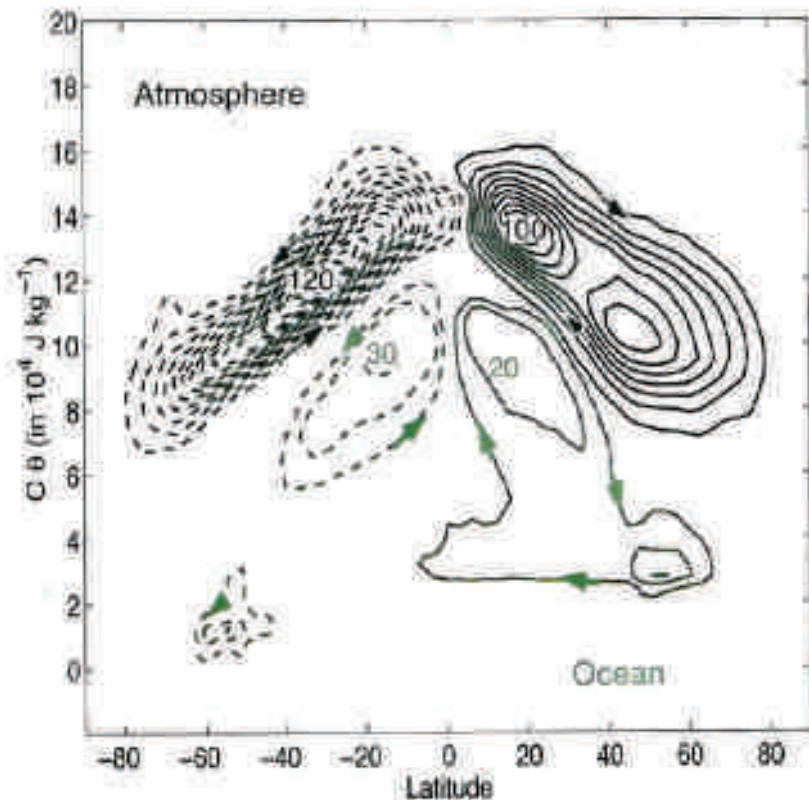


Figure I.21 : Circulation méridienne de retournement du système Océan-Atmosphère. La MOC est tracée tous les $10 \cdot 10^9 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$. Comme sur la Figure I.18 les circulations cycloniques sont représentées en traits pointillés et les circulations anticycloniques en traits pleins. (Crédits : Czaja et Marshall 2006).

Dans ce chapitre, nous avons présenté le climat comme un équilibre statique afin d'introduire ses composantes, leurs interactions moyennes et leur rôle dans l'équilibre énergétique climatique. Nous allons maintenant voir que cet équilibre n'est pas figé mais fluctue au cours du temps et que l'état moyen que nous avons décrit jusqu'à maintenant cache une succession d'évènements variés.

Chapitre II : La variabilité de l'Atlantique Nord aux échelles de temps décennale à multidécennale

Les propriétés thermodynamiques de l'atmosphère et de l'océan sont telles que, même sans aucune influence extérieure, ces composantes du système climatique fluctuent autour de leur état d'équilibre. Ces fluctuations, qualifiées de **variabilité interne** (Lorenz 1979), peuvent aussi être générées et amplifiées par des échanges d'énergie entre sous-systèmes dont les constantes de temps et les caractéristiques physico-chimique sont très différentes. A cette variabilité interne se superposent des fluctuations répondant à des contraintes (ou forçages) externes au système climatique qui modifient son équilibre global ou régional : on parle de **variabilité forcée** (Lorenz 1979).

Nous débutons ce chapitre par présenter les sources dites externes de la variabilité climatique (II-1), puis nous présenterons les principaux acteurs de la variabilité atmosphérique de la région Atlantique Nord – Europe que nous retrouverons tout au long de cette thèse (II-2). Nous nous consacrerons ensuite à l'étude de la variabilité climatique aux échelles de temps décennale à multidécennale. En nous basant sur la littérature établie, nous posons les concepts clés qui seront utilisés dans ce manuscrit. Nous commencerons par quantifier l'importance occupée par cette variabilité au niveau planétaire et au cours du dernier siècle (II-3). Nous documenterons ensuite les fluctuations observées de la température de surface de l'océan Pacifique Nord (II-4) puis nous nous concentrerons plus particulièrement sur celles de l'Atlantique Nord (II-5) en pointant les enjeux qui existent à séparer les rôles respectifs de la variabilité interne et de la variabilité forcée à cette échelle de temps (II-6). Dans la section II-7 nous réaliserons une revue bibliographique sur les origines possibles de la variabilité interne de l'Atlantique Nord aux échelles de temps décennale à multidécennale. Enfin, nous terminerons ce chapitre par une présentation de la prévision décennale climatique (II-8).

Chapitre II : La variabilité de l'Atlantique Nord aux échelles de temps décennale à multidécennale	37
<i>II-1) La variabilité forcée.....</i>	<i>39</i>
II-1-1) Les forçages naturels	39
II-1-1-a) La variation de l'énergie solaire incidente	39
II-1-1-b) Les volcans	40
II-1-2) Les forçages anthropiques	40
II-1-2-a) Aux impacts globaux	40
II-1-2-b) Aux impacts locaux	41
<i>II-2) La variabilité interne atmosphérique de l'Atlantique Nord.....</i>	<i>42</i>
II-2-1) L'Oscillation Nord Atlantique (NAO)	42
II-2-2) Le mode Est-Atlantique (EAP)	45
II-2-3) Influence de l'océan sur l'atmosphère.....	46
<i>II-3) Signature spatiale de la variabilité décennale à multidécennale observée</i>	<i>48</i>
<i>II-4) Quelques mots sur la variabilité décennale du Pacifique Nord.....</i>	<i>51</i>
<i>II-5) Zoom sur l'Atlantique Nord.....</i>	<i>54</i>
<i>II-6) Aux origines de la variabilité décennale de la température de surface de l'Atlantique Nord.....</i>	<i>56</i>
II-6-1) Séparation des variabilités forcée et interne à partir des observations	57
II-6-2) Séparation des variabilités forcée et interne via les modèles numériques de climat	59
<i>II-7) Mécanismes de la variabilité interne de l'Atlantique Nord aux échelles décennale à multidécennale.....</i>	<i>62</i>
II-7-1) Le modèle « <i>white noise integrator</i> » et ses limites	62
II-7-1-a) Concepts.....	62
II-7-1-b) Limite	63
II-7-2) Les liens entre l'AMV et la MOC dans les modèles	64
II-7-3) La variabilité de l'AMOC.....	65
II-7-3-a) La variabilité décennale à multidécennale de l'AMOC	67
II-7-3-b) Le gyre subpolaire : moteur de la variabilité de l'AMOC	68
<i>II-8) La prévision décennale.....</i>	<i>73</i>

II-1) La variabilité forcée

En modifiant la quantité d'énergie contenue au sein même du système, les forçages externes perturbent l'équilibre climatique (e.g. Hansen et al. 2005). Ils peuvent avoir un effet global ou local et peuvent se produire sur des échelles de temps allant de la saison à des centaines de millénaires. Il existe deux types de forçages externes, ceux d'origine **naturelle**, telles les activités volcanique et solaire, et ceux d'origine **anthropique**, c'est-à-dire résultant de l'activité humaine.

II-1-1) Les forçages naturels

II-1-1-a) La variation de l'énergie solaire incidente

Une des sources de variabilité forcée provient du changement de quantité d'énergie solaire reçue par le système climatique. Nous avons vu à la section I-2-1 que le rayonnement solaire est la principale source d'énergie du système climatique. Nous comprenons intuitivement qu'une modification de cette énergie incidente entraînera une modification des conditions climatiques. Sur de longues échelles de temps (dizaines de millénaires), la quantité d'énergie solaire reçue par la Terre varie cycliquement en fonction de la distance Terre-Soleil, de l'obliquité et de la précession de son axe de rotation. Ces cycles, décrits pour la première fois par Milankovic en 1941 (Berger et al. 1984), expliquent les alternances entre périodes climatiques glaciaires et interglaciaires au cours des 500 000 dernières années.

A l'échelle de temps décennale, il existe aussi un cycle de l'activité solaire d'environ 11 ans (reflété par la densité du nombre de taches solaires ; Foukal et Lean 1988) faisant varier la constante solaire d'environ $1\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$ (Wang et al. 2005)ⁱ. Superposées à ces variations décennales, des évolutions plus basse fréquence ont également été mises en évidence (Lean 2000, Solanki et al. 2002, Wang et al. 2005). Entre 1650 et 1700 l'activité solaire semble avoir connu un minimum qui coïncide avec le petit âge glaciaire des années 1645-1715, suggérant une explication plausible aux hivers excessivement froids ayant eu lieu à cette période (Lockwood et al. 2010). Cependant, les fortes incertitudes associées aux reconstructions de l'activité solaire au cours des derniers siècles rendent cette explication très controversée. L'origine interne de cette variabilité est aussi une possibilité, impliquant en particulier la MOC (cf. I-4-3).

ⁱ Soit, une fois répartie sur l'ensemble du globe, une variation du forçage radiatif de $0.25\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$.

II-1-1-b) Les volcans

Lors d'une éruption volcanique, un très grand nombre de particules est envoyé dans l'atmosphère. Certaines de ces particules vont interagir avec l'air et former des *aérosols volcaniques*. Ces derniers agissent comme un voile opaque en réfléchissant une partie du rayonnement solaire et auront pour conséquence de diminuer la température de surface localement : c'est l'*effet parasol*. Mais cet effet est généralement de courte durée (quelques jours) car les aérosols sont rapidement drainés par les précipitations. Toutefois, lorsque le volcan se situe dans une région tropicale, les aérosols injectés dans la stratosphère par le panache volcanique vont avoir un temps de résidence prolongé car ils vont être transportés sur l'ensemble du globe par la circulation stratosphérique de Brewer-Dobson dont la branche ascendante se trouve dans la bande tropicale. Ceci provoque une diminution de la température de surface globale mesurable sur plusieurs mois à quelques années. Lors du dernier siècle, quatre éruptions tropicales de grande ampleur se sont produites : le Santa-Maria (1902), Agung (1964), El Chichon (1982) et le Pinatubo (1991). Elles ont toutes eu pour conséquence une diminution de la température globale d'environ 0.2°C.

II-1-2) Les forçages anthropiques

Depuis son apparition sur la Terre, l'être humain a interagi avec son environnement, modifiant ainsi l'équilibre du système climatiqueⁱ localement à partir de l'*utilisation des sols* et des émissions d'*aérosols* (feux, etc.) puis de manière globale depuis l'ère industrielle à partir de ses émissions de GES, provoquant un **effet de serre additionnel**.

II-1-2-a) Aux impacts globaux

Dans ses deux derniers rapports, parus en 2007 (ci –après AR4 ; Solomon et al. 2007) et en 2013 (ci-après AR5 ; Stocker et al. 2013), le GIEC émet des conclusions fortes sur la détection et l'attribution des tendances climatiques observées au cours du 20^{ème} siècle. De nombreux paramètres sont considérés et les plus « intégrateurs », ceux qui permettent de s'affranchir des disparités régionales (e.g. température planétaire, contenu thermique des océans, niveau de la mer etc.), suggèrent que l'évolution climatique globale récente (depuis la décennie 1980 environ) est incompatible avec la variabilité naturelle du système climatique. Cette évolution est attribuée, au sens statistique du terme (Hegerl et al. 2007), à l'augmentation de la concentration des GES d'origine anthropique (**Figure II.1**). Le forçage radiatif induit par cette augmentation a

ⁱ Nous faisons ici l'hypothèse implicite que l'être humain ne fait pas partie intégrante du système climatique. La raison d'une telle hypothèse est plus utilitaire que philosophique : étant donné les très fortes contraintes que l'être humain fait peser sur le système climatique et le déséquilibre qu'il engendre (voir ci-dessous), il est plus aisé de le considérer comme « extérieur au système » et de le classer en tant que « forçage externe ».

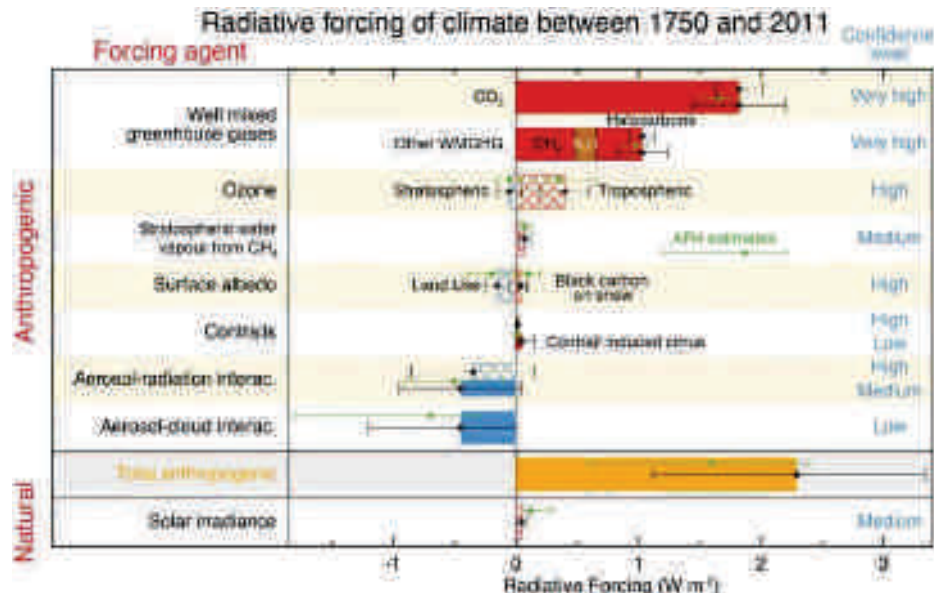


Figure II.1 : Forçages Radiatifs GIEC. Changement des forçages radiatifs (associés aux forçages externes) entre 1750 et 2011. Les forçages (rectangles) et les incertitudes associées (barres noires) sont estimés pour l'année 2011. (Crédits : Stocker et al. 2013 - AR5).

été estimée à $\sim 2.7 \text{ W.m}^{-2}$ (AR5), soit près de 50 fois supérieure à celui induit par les variations d'ensoleillement depuis 1750.

II-1-2-b) Aux impacts locaux

Les activités humaines engendrent aussi des modifications locales du climat. Par exemple, la déforestation entraîne un changement des propriétés de la surface terrestre qui modifie localement le bilan énergétique et perturbe le cycle hydrologique. Les émissions d'aérosols d'origine industrielle (ou provenant de feux de forêt volontaires) impactent aussi le climat, mais à la différence des GES leur empreinte est surtout régionale (dépendant des lieux d'émission). Ces aérosols peuvent perturber le bilan radiatif par leurs *effets directs* (diffusion et absorption du rayonnement solaire) et par leurs *effets indirects* (interaction avec les nuages). Précisons que les impacts des aérosols d'origine anthropique sur le système climatique restent un sujet actif de recherche. En effet, de grandes incertitudes existent encore dans ce domaine étant donné la très petite échelle des processus mis en jeu (i.e. microphysique) et la complexité à quantifier leur émission et à suivre leur évolution.

II-2) La variabilité interne atmosphérique de l'Atlantique Nord

Nous venons de voir que les variations climatiques pouvaient être engendrées par des forçages externes modifiant la quantité d'énergie au sein du système climatique. Cependant, le climat se caractérise aussi par des variations sans que sa quantité totale d'énergie ne soit modifiée. Ses propriétés thermodynamiques sont telles que, sans influence externe, elles engendrent des variations dites internes. En effet, les présences de processus non linéaires et de processus à seuil au sein du système climatique font qu'une petite différence entre deux états du système à un instant t engendrera de grandes différences à un instant $t+dt$. Cette **sensibilité aux conditions initiales** vaut au système climatique le qualificatif de **chaotique**. Nous comprenons alors qu'il est improbable que le climat rejoue d'année en année exactement la même séquence d'événements : un nuage manquant, une vague de plus, un arbre en moins... autant de petits détails qui, pour la physique du système climatique, engendreront de grandes différences.

La nature chaotique du système climatique ne signifie pas cependant un « complet hasard » dans sa variabilité. En nous basant sur l'atmosphère de la région Atlantique Nord – Europe (ci-après NAE), nous allons voir dans cette section que les variations climatiques temporelles se traduisent par l'expression récurrente de structures spatiales de grande échelle appelées **modes de variabilité**.

Dans les extratropiques, l'intense vitesse du courant jet rend son écoulement instable. Celui-ci ne peut être considéré comme une entité quasi-statique ; une analogie possible mais simpliste serait celle d'un tuyau d'arrosage dont l'extrémité devient incontrôlée à partir d'un débit critique. Les observations montrent qu'à l'échelle de la semaine les fluctuations du jet stream présentent un nombre d'états préférentiels / de mode de variabilité (Reinhold et Pierrhumbert 1982). Ces modes se caractérisent par des anomaliesⁱⁱ de signes opposés entre des zones éloignées du globe qui covarient. **Téléconnexion** est un autre terme pour désigner ces phénomènes (e.g. Nigman 2003).

II-2-1) L'Oscillation Nord Atlantique (NAO)

Le principal mode de variabilité de l'atmosphère sur la région NAE est appelé **oscillation Nord Atlantique**, ou **NAO** (de l'anglais *North Atlantic Oscillation* ; e.g. Hurrell et al. 2003). La NAO se caractérise par une bascule de masse atmosphérique entre les latitudes subtropicales et subpolaires. Sa phase positive (ci-après NAO+)

ⁱ i.e. échelle d'un bassin océanique.

ⁱⁱ L'anomalie d'une variable climatique est définie comme l'écart entre la valeur de la variable à un instant t (ou sur une période donnée) et sa valeur moyenne.

correspond aux renforcements simultanés de l'anticyclone des Açores et de la dépression d'Islande (**Figure II.2**). Elle s'accompagne d'une augmentation de l'intensité des vents d'Ouest sur une bande de latitude 40-60°N et un renforcement de l'intensité des Alizés dans les subtropiques. L'inverse est observé lors d'une phase négative de la NAO (ci-après NAO-).

D'un hiver à l'autre, les fluctuations de la NAO expliquent environ 50% de la variabilité atmosphérique de la région NAE. Elles peuvent être quantifiées par un indice calculé comme la différence de pression normalisée entre l'Islande et les Açores (Hurrell 1995) ou à partir d'une décomposition en EOFⁱ du champ de pression de surface (**Figure II.2**, Barnston et Livesey 1987). Ces fluctuations, dites interannuelles, cachent en fait la récurrence préférentielle au cours de la saison de telle ou telle phase de la NAO. Un hiver durant lequel la phase positive (négative) de la NAO aura été plus présente est ainsi appelé hiver NAO+ (NAO-).

Lors d'un hiver NAO+, l'intensification des vents d'Ouest augmente l'advection d'air océanique relativement chaud sur la partie Nord de l'Europe (**Figure II.3**). D'autre part, le jet-stream, renforcé sur son flanc Nord, entraîne un décalage vers le Nord du rail des tempêtes (cf. I-3-2-b) qui advectent sur l'Europe du Nord leurs lots de chaleur et d'humidité. Des conditions plus froides et plus sèches dominent sur l'Europe du Sud. Notons que la phase NAO- est relativement symétrique en termes d'influences sur le continent (**Figure II.3**).

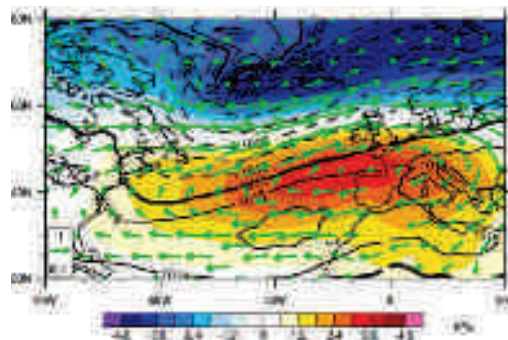


Figure II.2 : Le mode de variabilité Oscillation Nord Atlantique (NAO). Première EOF de la pression de surface calculée sur la région NAE pour les mois DJFM (couleurs). Régressions des vents à 850hPa sur la série temporelle (PCⁱⁱ) associée à la NAO (flèches). Pression de surface climatologique des mois DJFM (contours). (Sources : NCEP, période 1948-2010).

ⁱ Empirical Orthogonal Function ; méthode statistique permettant d'isoler des modes de variabilité spatio-temporelle à partir de la diagonalisation de la matrice de covariances sur une région donnée (e.g. von Storch et Zwiers 1999).

ⁱⁱ Principal Component.

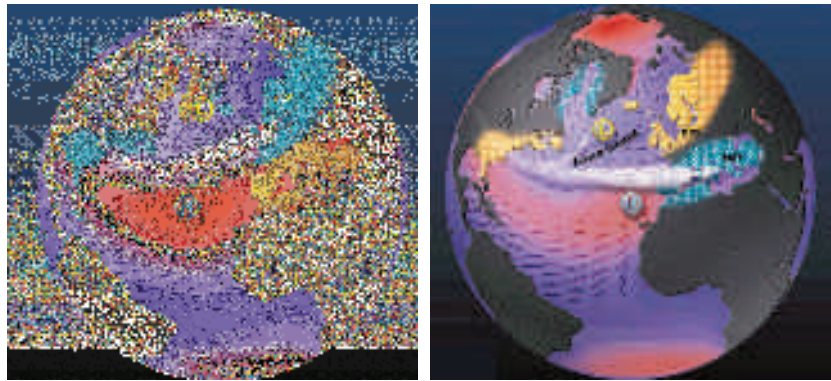


Figure II.3 : Influences de la NAO. Représentation schématique de la NAO et de son influence, durant une phase positive (*gauche*) et négative (*droite*). (Crédits : Lamont-Doherty Earth Observatory).

Les influences de la NAO ne se limitent pas seulement aux surfaces continentales ; la NAO modifie aussi les conditions océaniques. Durant une phase positive de la NAO, la température de surface de la mer (ci-après **SST**, de l'anglais *Sea Surface Temperature*) se caractérise par une structure tripolaire d'anomalie (Deser et Blackmon 1993), avec des conditions plus chaudes que la normale aux latitudes subtropicales et des conditions anormalement froides dans les régions tropicales et subpolaires (**Figure II.4a**). Ces anomalies de SST sont provoquées (i) par l'augmentation de l'intensité des vents aux moyennes latitudes et dans les subtropiques entraînant une perte d'énergie de l'océan de surface par chaleur latente et sensible (**Figure II.4b** ; Cayan 1992, Alexander and Scott 1997) et (ii) par des anomalies de transport d'Ekman, liés aux changements des vents de surface, contribuant à hauteur de ~15% aux anomalies de SST (**Figure II.4c** ; Visbeck et al. 2003, Alexander et Scott 2008).

Les fluctuations du rotationnel de vent liées à la NAO modifient aussi l'équilibre de Sverdrup de l'océan et engendrent, lors d'une phase positive, une anomalie de circulation anticyclonique située à la frontière entre les gyres subpolaire et subtropical (cf. I-4-2). Enfin, l'advection d'air polaire au Nord Ouest du bassin Atlantique refroidit les eaux de surface de la mer du Labrador, tendant à déstabiliser la colonne d'eau et à augmenter la formation des eaux profondes qui alimentent *in fine* la branche retour de la MOC (Visbeck et al. 2003 ; cf. I-4-3). Nous reviendrons plus en détail sur ces influences dans le chapitre III et le lecteur est invité à consulter l'étude de Barrier et al. (2014) pour un descriptif exhaustif des modifications tridimensionnelles océaniques associées à la NAO.

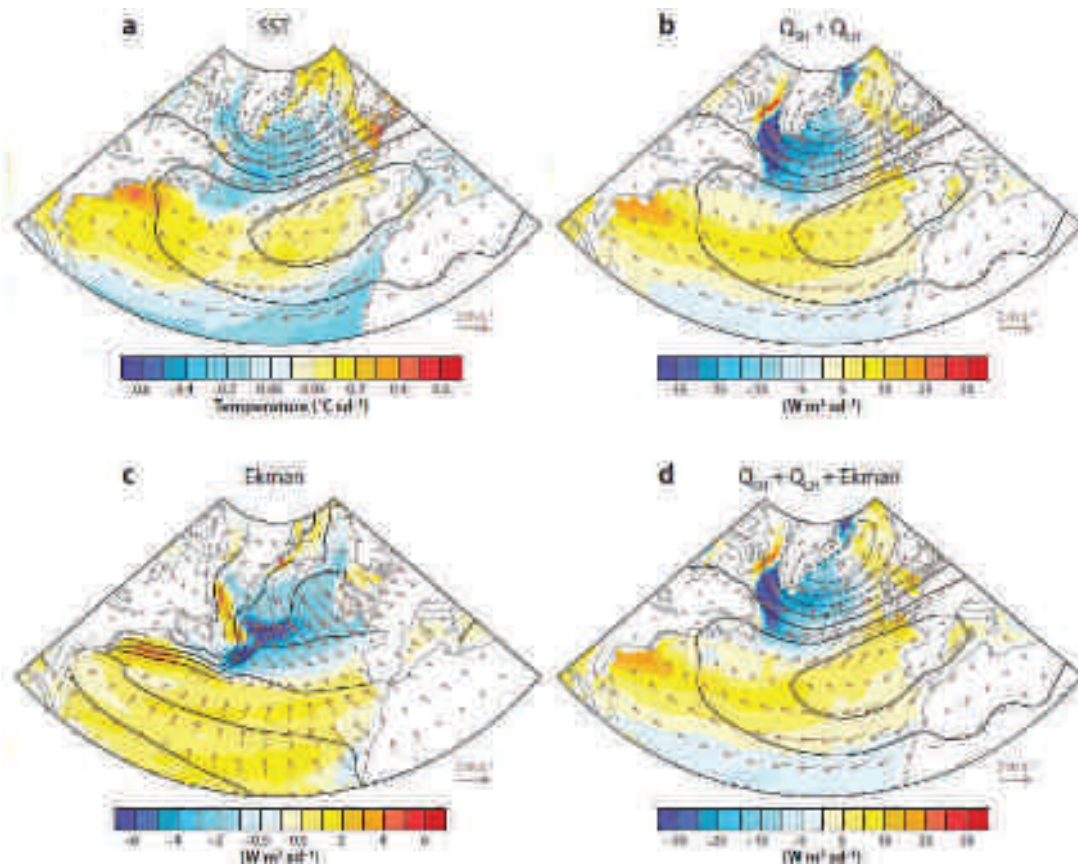


Figure II.4 : Influence de la NAO sur la SST. Structures spatiales des anomalies océaniques de surface associées à une NAO+ (calculées par régression sur l'indice NAO de Hurrell et al. 2003). **(a)** Température de surface de la mer (couleurs), pression de surface (contours) et vents de surface (flèches). **(b)** Flux de chaleur sensible et latente (couleurs, l'océan gagne de l'énergie pour des valeurs positives), pression de surface (contours) et vents de surface (flèches). **(c)** Chaleur associée au transport d'Ekman exprimée en flux de chaleur équivalent (couleurs), climatologie de la température de surface de la mer (contours) et transport d'Ekman (flèches). **(d)** Somme des flux de chaleur latent, sensible et d'Ekman (couleurs), pression de surface (contours) et vents de surface (flèches). Les intervalles des contours de pression sont indiqués tous les 1hPa et les valeurs négatives sont en pointillés. (Crédits : Deser et al. 2010).

II-2-2) Le mode Est-Atlantique (EAP)

Le deuxième mode de variabilité interne de l'atmosphère sur la région NAE est le **mode Est-Atlantique**, ou **EAP** (*East Atlantic Pattern* ; cf. Barnston et Livesey 1987 ; **Figure II.5**). Par convention, une phase positive de l'EAP correspond à une anomalie de basse pression centrée à l'Ouest des îles britanniques. Elle induit un flux de Sud sur le continent européen, y advectant de l'air chaud et humide en particulier sur la frange littorale. L'anomalie de pression est liée à une inclinaison méridienne du courant jet à l'Est du bassin, ce qui poussa Lau (1988) à relier cette structure à un déplacement méridien des tempêtes (Woollings et al. 2010).

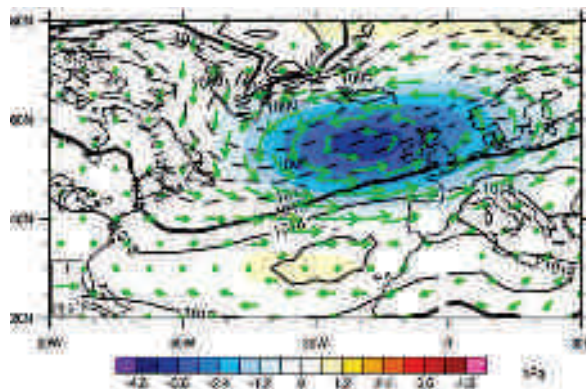


Figure II.5 : Le mode de variabilité Est Atlantique (EAP). Idem Figure II.2 mais pour la deuxième EOF.

A l'instar de la NAO, l'EAP modifie les conditions océaniques. Lors d'une phase positive (ci-après EAP+), la SST se caractérise par des anomalies froides centrées au large de Terre-Neuve. Elles sont engendrées à la fois par l'augmentation des vents d'Ouest sur cette région et par une augmentation de l'advection de masse d'air polaire. L'anomalie de rotationnel de vent engendrée par EAP+ intensifie les circulations de gyre, modifiant les transports océaniques de masse, de salinité et de chaleur. Les travaux récents de Hakkinen et al. (2011a) tendent à montrer que ce mode est un acteur de la variabilité de la MOC. Nous reviendrons plus en détail sur les effets de la circulation atmosphérique sur la variabilité de la MOC au cours du chapitre III.

II-2-3) Influence de l'océan sur l'atmosphère

Des études ont montré que des anomalies océaniques pouvaient favoriser l'expression de ces modes atmosphériques. Par exemple, Czaja et Frankignoul (2002) et Cassou et al. (2004) ont montré que la présence en fin d'été d'anomalie dipolaire de SST anormalement chaudes au Sud-Est de Terre-Neuve et anormalement froide au niveau du gyre subpolaire favorisait l'occurrence d'une NAO+ en début d'hiver. Ces anomalies de SST se projetant sur la structure tripolaire liée aux forçages atmosphériques lors d'une NAO+ (**Figure II.4a**), les auteurs suggèrent l'existence d'une rétroaction positive entre les anomalies de circulation atmosphérique et océanique ; on parle alors de **couplage océan-atmosphère**. D'autre part, la présence d'anomalies positives de SST dans l'Atlantique tropical peut entraîner un décalage vers le Nord de la ZCIT, modifiant la circulation de Hadley et la position du jet-stream sur l'Atlantique Nord. Ces **téléconnexions tropiques-extratropiques** favoriseraient alors une phase négative de la NAO (e.g. Okumura et al. 2001, Czaja et Frankignoul 2002, Cassou et al. 2004).

Précisons qu'aux échelles de temps courtes (i.e. journalière à saisonnière), les influences du couplage local ou des téléconnexions tropiques-extratropiques sur la circulation atmosphérique des moyennes latitudes sont faibles. Mais nous verrons dans la suite de

ce manuscrit que ces interactions semblent jouer un rôle plus important sur la variabilité des conditions climatiques de la région Nord Atlantique – Europe aux échelles de temps plus longues (i.e. décennale à centennale). C'est à ces échelles de temps que nous allons maintenant nous intéresser.

II-3) Signature spatiale de la variabilité décennale à multidécennale observée

D'une manière générale, le sous-système climatique océan-glace est le principal vecteur de la variabilité interne aux échelles de temps décennale à multidécennale. L'inertie thermique de ce sous-système et l'importance jouée par la salinité dans l'intensité et la structure spatiale de la circulation océanique permettent l'existence de fluctuations lentes du climat. Dans cette section, nous nous proposons de quantifier l'importance occupée par la variabilité décennale à multidécennale dans la variabilité climatique observée au cours du dernier siècle. S'agissant d'observations, il est important de rappeler que la variabilité mesurée correspond à la superposition de la variabilité interne (II-2) et d'une variabilité répondant à des forçages externes (II-1). A partir de moyennes annuelles de SST nous étudions ici l'expression de cette variabilité totale.

Un simple calcul de variance montre que l'amplitude de la variabilité climatique varie fortement d'une région à l'autre de la planète aux échelles interannuelles et plus (**Figure II.6a**). Dans les tropiques, la variance est faible excepté au centre et à l'Est du Pacifique équatorial (siège du phénomène El Niñoⁱ), et dans une moindre mesure le long de la langue d'eau froide Atlantique (cf. I-4-1-c). Aux moyennes latitudes, dans les régions du Pacifique Nord et de l'Atlantique Nord, la présence de courants de bord Ouest (Kuroshio et Gulf Stream, respectivement ; cf. I-4-2-d) explique la forte variabilité de la SST de part le caractère tourbillonnaire de la circulation, mais aussi en raison des fluctuations latitudinales de leur position : un léger décalage des forts gradients thermiques méridiens associés ($\sim 15^\circ\text{C}$ pour 500km) entraîne de fortes anomalies de température.

Intéressons nous maintenant au poids occupé par la variabilité décennale à multidécennale dans la variabilité totale. Pour cela, nous filtrons temporellement les moyennes annuelles de SST afin de ne garder que les fluctuations d'échelle de temps de plus de 8 ans (**Figure II.6b**). Nous choisissons cette période de coupure afin de nous affranchir de potentielles influences de l'ENSO dont la puissance spectrale est maximale dans la bande 2-7 ans (e.g. Trenberth 1997). Il apparaît cependant qu'une large part de cette variance soit expliquée par des tendances centennales dont les origines peuvent être multiples (signature du forçage anthropique, variabilité très basse fréquence dont les observations disponibles n'échantillonneraient qu'une partie des fluctuations etc.). Le résidu, après retrait d'une tendance linéaire (**Figure II.6c**), montre que l'Atlantique Nord, le Pacifique Nord et le bord de l'Antarctique sont les lieux de maximum de variabilité décennale à multidécennale, avec un poids de l'ordre de 40% (Pacifique) et plus de 60% (Atlantique) dans la variance interannuelle totale estimée sur le dernier siècle. Il est toujours important de replacer ces estimations dans le contexte du nombre

ⁱ Ou ENSO pour « *El Niño Southern Oscillation* ». Mode de variabilité du Pacifique équatorial qui se caractérise par une bascule relativement périodique ($\sim 3-7$ ans) des eaux chaudes et du système convectif de la warmpool vers l'Est du Pacifique (e.g. Trenberth 1997).

d'observations disponibles. La **Figure II.7** montre que peu de confiance peut être accordée aux signaux des moyennes et hautes latitudes de l'hémisphère Sud en raison du faible nombre d'observations antérieures aux produits satellitaires (i.e. milieu des années 1970). Seul l'Atlantique Nord jouit d'une couverture suffisante depuis le début du siècle, suivi du Pacifique Nord depuis les années 1930, l'ensemble étant altéré dans les années 1940-1950 par les conflits internationaux.

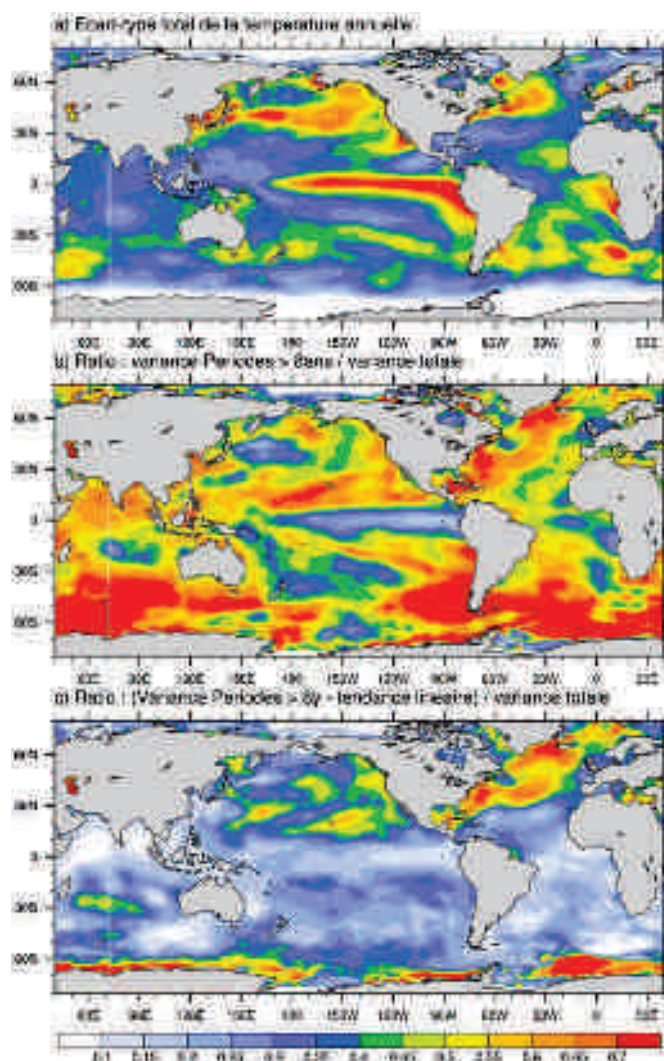


Figure II.6 : Part de la variabilité décennale à multidécennale dans la variabilité climatique. (a) écart-type des moyennes annuelles de SST calculé sur la période 1900-2010 à partir des analyses objectives ersstv3 (Smith et al. 2008), unité : °C. **(b)** rapport de variance entre la variabilité basse fréquence (période de coupure : 8 ans) et la variabilité totale (sans unité). **(c)** idem **(b)** mais une tendance linéaire a été retirée avant de calculer la variabilité basse fréquence.

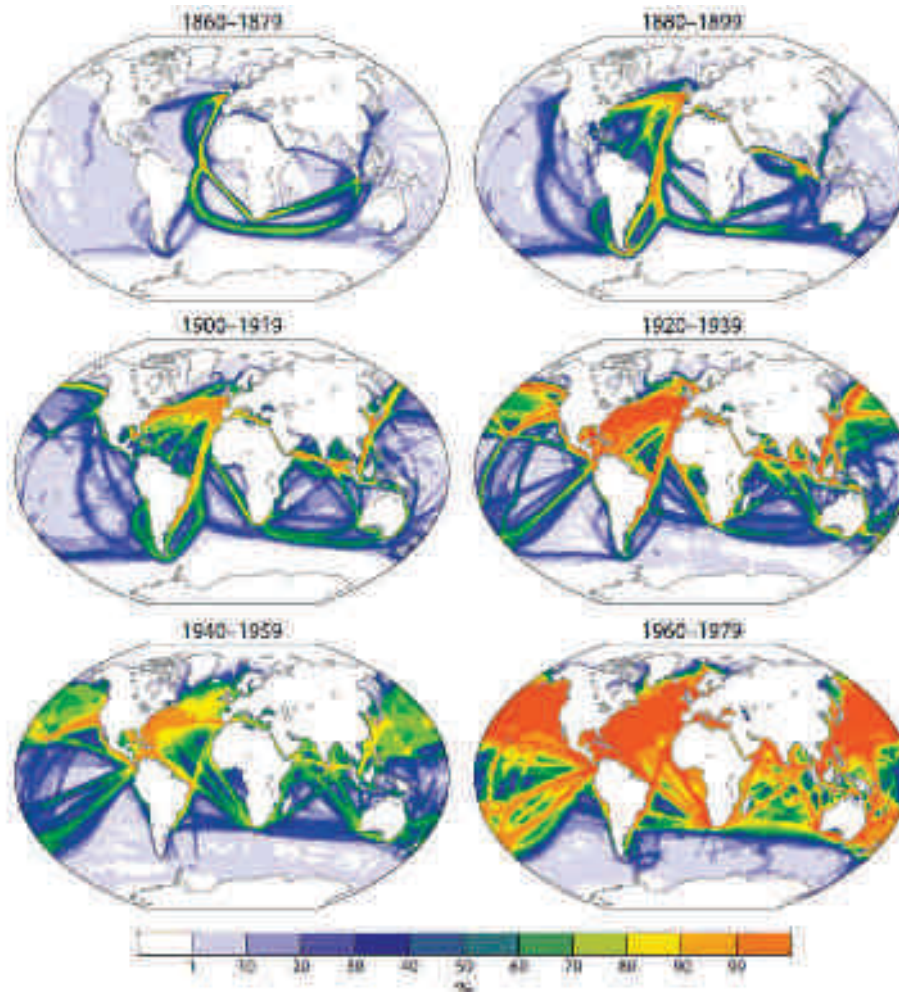


Figure II.7 : Densité des Observations. Densité d'observation de la température de surface de la mer recensés dans l'International Comprehensive Ocean Atmosphere Data Set, par périodes de 20 ans. Les couleurs indiquent le pourcentage de mois durant lesquels au moins une mesure a été réalisée sur une maille de $2^{\circ} \times 2^{\circ}$. (Crédits : Deser et al. 2010).

II-4) Quelques mots sur la variabilité décennale du Pacifique Nord

Le Pacifique Nord présente une forte variabilité dans la bande décennale à multidécennale (**Figure II.6**). Une partie de cette variabilité serait forcée par la modulation de l'activité solaire suivant un cycle de 11 ans (van Loon and Shea 1999, van Loon and Labitzke 1998). Il apparaîtrait que la réponse du système climatique à ce forçage serait amplifiée par des processus internes. En effet, l'amplitude des variations du flux solaire incident ($\sim 0.2 \text{ W.m}^{-2}$) lors de ce cycle est ~ 10 fois inférieure à celle attendue pour expliquer les variations de 0.5°C de la SST observées dans le Pacifique Nord. De nombreux mécanismes ont été avancés pour expliquer cette amplification, les deux faisant le plus consensus, appelés « top-down » et « down-up », mettent en jeu soit l'ozone stratosphérique (e.g. Haigh 1996, Haigh et al. 2003), soit un couplage tropical océan-atmosphère (e.g. van Loon et al. 2007, Meehl et al. 2003), respectivement. Dans les deux cas, le mécanisme d'amplification entraîne (lors d'une hausse du flux solaire incident) une augmentation des précipitations du Pacifique équatorial, conduisant à une intensification de la circulation de Hadley qui favorise une subsidence extratropicale au niveau du Pacifique Nord. Au Nord-Ouest de ce bassin, la SST connaît alors des conditions plus chaudes en raison de l'inhibition de la formation de nuages, ce qui entraîne une augmentation du flux de chaleur latente de l'océan vers l'atmosphère, augmentant l'humidité des masses d'air (Meehl et al. 2008). Ces masses d'air, advectées par les Alizés, renforcent la convergence d'humidité au niveau de la ZCIT, accentuant la convection...

La variabilité interne est aussi une source probable de la variabilité décennale à multidécennale enregistrée au cours du dernier siècle. La **PDV** (pour *Pacific Decadal Variability*; Mantua et al. 1997) désigne le mode principal de la variabilité interne décennale du Pacifique Nord, mais certains auteurs la nomment aussi **IPV** (pour *Interdecadal Pacific Variability*; Power et al. 1999) en raison de sa signature dans le Pacifique Sud (**Figure II.8**). La structure spatiale d'une phase positive de la PDV se caractérise par des anomalies positives de SST sur les 2/3 Est du Pacifique tropical, encadrées par des anomalies négatives à l'Ouest qui se prolongent dans une structure de type « fer à cheval » au Nord et Sud du Pacifique. Des anomalies chaudes sont aussi présentes le long des côtes Nord et Sud de l'Amérique. Ce mode peut être isolé à partir d'une décomposition en EOF des SST mensuelles du Pacifique Nord (20°N - 60°N) une fois la température moyenne globale soustraite (e.g. Deser et al. 2010).

La PDV est liée à des changements de circulation atmosphérique (fluctuations de la dépression Aléoutienne, Deser et al. 2004) et océanique, ayant, entres autres, une influence importante sur les précipitations et les températures du continent Nord-Américain (voir par exemple les études de McCabe et al. 2004 et Kenyon et Hegerl 2008), mais aussi sur les écosystèmes terrestres et marins. Par exemple, Mantua et al.

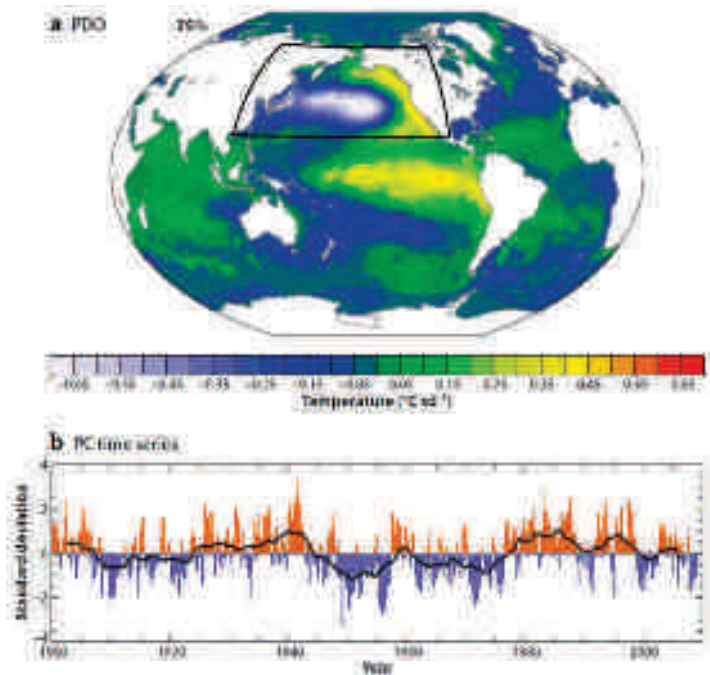


Figure II.8 : Le mode de variabilité Pacific Decadal Variability (PDV). (a) Régression de la SST sur la série temporelle (PC) associée à la première EOF du champ de SST mensuelles (une fois la SST moyenne globale retirée) du domaine Pacifique Nord (20°N-60°N) - données HadISST couvrant la période 1900-2008. (b) Série temporelle (PC) de la PDO. Les barres rouges et bleues montrent les valeurs mensuelles brutes et la courbe noire représente ces valeurs filtrées à l'aide d'une moyenne glissante de 5 ans. (Crédits : Deser et al. 2010).

(1997) montrent que la quantité de saumon pêchée au niveau de la côte Ouest de l'Amérique du Nord varie avec les phases de la PDV.

Les simulations numériques issues de modèle de climatⁱ reproduisent plus ou moins fidèlement les caractéristiques spatiale et temporelle de la variabilité décennale observée dans le Pacifique Nord (e.g. Meehl et al. 2011), suggérant une possible origine interne de celle-ci. La présentation des mécanismes physiques potentiellement responsables de ce mode de variabilité est au delà de cette thèse et nous invitons le lecteur à consulter les articles de Meehl et al. (2008) et Alexander et al. (2009) pour une revue complète de ce phénomène. Voici néanmoins les principales hypothèses. Certains auteurs considèrent que ce mode est lié à la dynamique du gyre subpolaire, expliquant ainsi son caractère oscillant, et soulignent la potentielle prévisibilité de ses variations et impacts (e.g. White et Cayan 1998, Meehl et Hu 2006, Power et Colman 2006). D'autres études montrent que la structure spatiale de ce mode peut être reproduite par des modèles simples dits « couche de mélange océanique »ⁱⁱ, soulignant le caractère non nécessaire de la dynamique océanique dans la mise en place de la structure spatiale de ce mode (Pierce et al. 2001). Précisons cependant que, si la structure spatiale de la PDV observée est reproduite par ces modèles simples, l'échelle temporelle simulée est trop courte, suggérant que les processus océaniques sont responsables des caractéristiques

ⁱ Aussi appelées simulation de contrôle, cf. II-6-2 et II-7.

ⁱⁱ Modèles pour lesquels les transports méridiens via les courants océaniques sont prescrits.

temporelles de ce mode. D'autres auteurs enfin considèrent la PDV comme un simple résidu lié à l'asymétrie des événements El Niño et La Niña (e.g. Jin 2001). Précisons que la MOC du Pacifique Nord est trop faible pour expliquer la variabilité décennale de la SST à la différence de l'Atlantique Nord que nous allons maintenant décrire.

II-5) Zoom sur l'Atlantique Nord

Une manière simple de quantifier la variabilité basse fréquence de l'Atlantique Nord est de moyenner la SST sur l'ensemble du bassin (entre 0-60°N, ci-après **NASST** pour *North Atlantic Sea Surface Temperature*) comme proposé par de nombreuses études dans la littérature (Schlesinger et Ramankutty 1994, Enfield et al. 2001, Ting et al. 2009). L'évolution de cet indice depuis 1880 (**Figure II.9gauche**) se caractérise par une tendance au réchauffement, sur laquelle se superposent des fluctuations d'échelle interannuelle et une succession de phases anormalement chaudes et de phases anormalement froides d'environ 30-40 ans (Schlesinger et Ramankutty 1994). Ces fluctuations multidécennales de la NASST portent le nom de Variabilité Atlantique Multidécennale, ou **AMV** (pour *Atlantic Multidecadal Variability*), ou encore **AMO** (pour *Atlantic Multidecadal Oscillation* ; Kerr 2000). Une phase chaude de l'AMVⁱ se caractérise par une augmentation de la température de surface sur l'ensemble du bassin Atlantique Nord avec des maxima d'anomalies situés au niveau du gyre subpolaire pouvant atteindre 0.3°C par écart-type d'AMV (**Figure II.9droite**).

L'AMV est associée à des modulations de conditions climatiques sur les continents alentours. Par exemple, lors d'une AMV+, des études montrent une diminution des précipitations sur le Nordeste Brésilien (Folland et al. 2001) qui contraste avec une augmentation des précipitations sur la bande Sahélienne (Mohino et al. 2011) suggérant, suivant les « écoles », un décalage vers le Nord de la position moyenne de la ZCIT ou une modulation de son intensité. Une AMV+ se traduit également par des conditions estivales plus sèches sur l'Europe du Nord (Sutton et Hodson 2005) et au niveau du Midwest Américain, modulant le débit du Mississippi (Enfield et al. 2001, McCabe et al. 2004, Sutton et Hodson 2005). Des études ont aussi montré qu'une phase positive de l'AMV est liée à une augmentation de l'activité cyclonique de l'Atlantique tropical (Goldenberg et al. 2001, Vimont et Kosin 2007). Récemment, Sutton et Dong (2012) soulignent que l'AMV a potentiellement influencé la circulation atmosphérique de la région Atlantique Nord – Europe et suggèrent que la téléconnexion atmosphérique associée aurait contribué aux fluctuations décennales de températures et précipitations européennes au cours du 20^{ème} siècle (**Figure II.10**). Cette étude est cohérente avec celle de Boé et al. (2013) qui montre l'existence d'un fort lien entre l'AMV et les fluctuations des débits de certains cours d'eau en France.

ⁱ Aussi définie par convention comme étant la phase positive de ce mode.

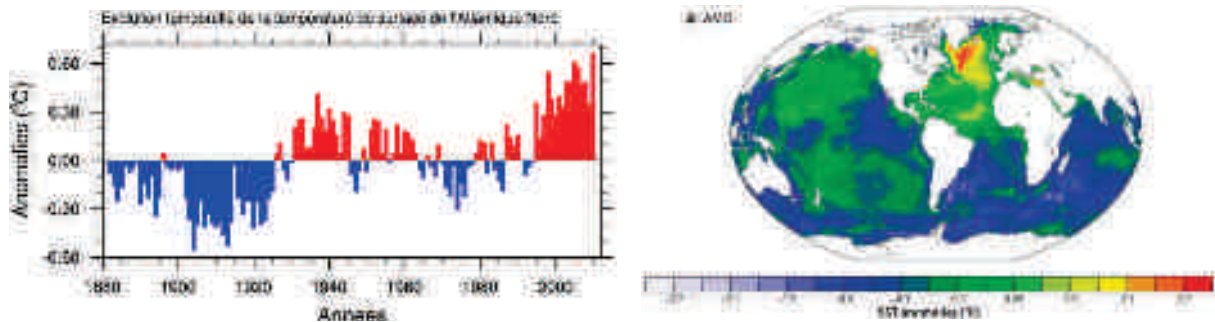


Figure II.9 : Evolution temporelle de la température de surface de l'Atlantique Nord et structure spatiale de l'AMV. (gauche) série temporelle des anomalies de température de surface de la mer annuelles, moyennées sur l'Atlantique Nord (0°-60°N). Données : ersstv3 (Smith et al. 2008). Les anomalies font référence à la moyenne 1880-2010 de l'indice. (droite) Régression de la température sur l'indice AMV (calculé selon la méthode de Trenberth et al. (2006) ; cf. II-6-1). (Crédits : Deser et al. 2010).

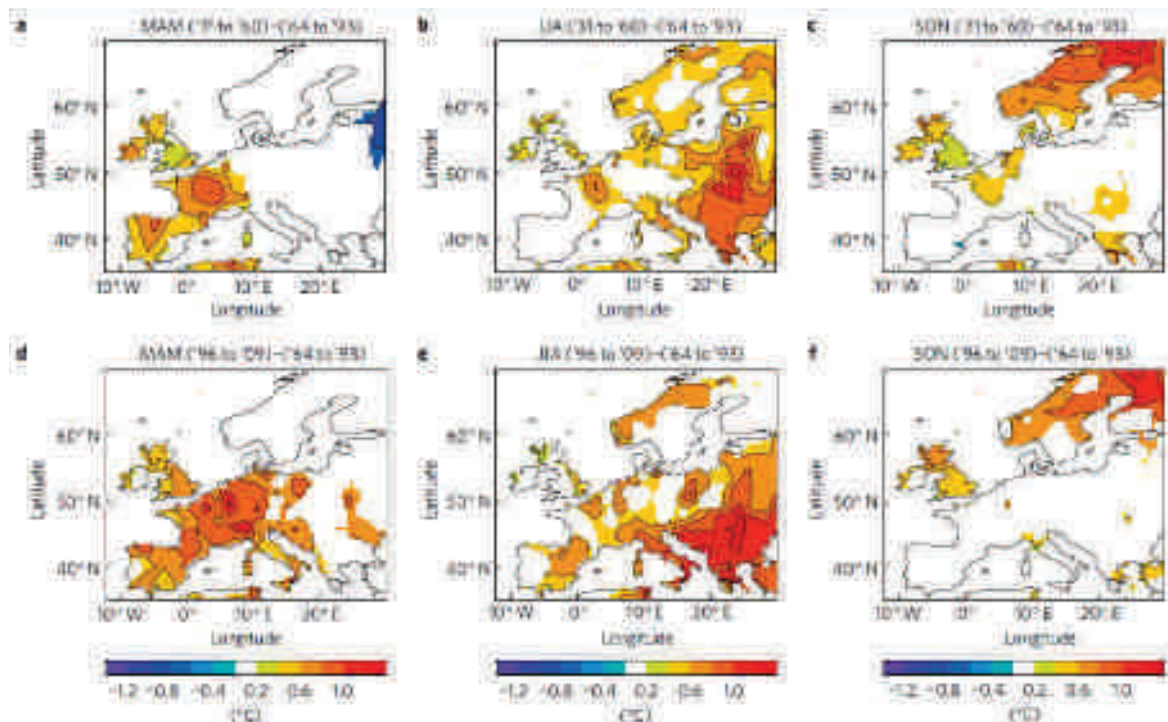


Figure II.10 : AMV et conditions climatiques sur l'Europe Différences de température de surface des moyennes saisonnières (a) Mars-Mai, (b) Juin-Août et (c) Septembre-Novembre entre les périodes 1931-1960 et 1964-1993. (d-f) idem (a-c) mais entre les périodes 1996-2009 et 1964-1993. La régression du champ de température sur l'indice de la température moyenne du globe a été préalablement retranchée des données afin de s'affranchir de la tendance au réchauffement. Seules les anomalies statistiquement significatives au seuil de confiance 90% sont représentées. (Crédits : Sutton et Dong 2012).

II-6) Aux origines de la variabilité décennale de la température de surface de l'Atlantique Nord

Au cours du dernier siècle, l'amplitude des fluctuations de l'AMV est d'environ 0.4°C (*Figure II.9gauche*). Ce mode explique environ 50% de la variance interannuelle totale de la NASST, ce qui est supérieur au poids occupé par la variabilité de l'Atlantique Nord forcée par les GES anthropiques telle qu'estimée par une tendance linéaire sur le siècle. Dans cette section, nous allons voir néanmoins que les poids joués par les facteurs internes et les facteurs externes dans les fluctuations de l'AMV observée sont encore difficilement estimés, laissant des doutes sur les mécanismes à l'origine de la variabilité basse fréquence de l'Atlantique Nord.

Bien que les mesures historiques couvrent moins de deux « cycles » de l'AMV, des données paléoclimatiques ont été utilisées pour reconstruire l'évolution passée de la température de l'Atlantique Nord à l'aide de « proxies » (e.g. Black et al. 2007 à partir de coraux, Gray et al. 2004 à partir de cernes d'arbres, Mann et al. 1998 à l'aide de « multiproxies »). Ces données confirment l'existence d'une variabilité de la NASST autour d'une période privilégiée de 60-90 ans. Knudsen et al. (2011), utilisant une reconstruction de l'AMV de 8000 ans ne trouvent pas de lien avec les fluctuations de l'activité solaire, suggérant que l'AMV est un mode de variabilité interne. Cependant, si les différentes reconstructions paléoclimatiques sont cohérentes sur le dernier siècle, leur corrélation diminue rapidement avant 1900 (Winter et al. 2011), laissant de grandes incertitudes sur l'évolution passée et les origines de l'AMV. D'autre part, de nombreuses études se sont consacrées à l'étude de la variabilité de la NASST au cours du dernier siècle et il est actuellement reconnu qu'une grande diversité de mécanismes liés à la variabilité interne et aux forçages de diverses natures (anthropiques – GES, aérosols – et naturels – volcans, solaire – cf. II-1) peuvent expliquer la variabilité décennale à multidécennale de la NASST observée (e.g. Terray 2012).

Considérant les influences continentales liées à cette variabilité, il est important de comprendre ses origines. Distinguer la variabilité forcée de la variabilité interne, estimer leur poids respectif dans la variabilité décennale de la NASST et comprendre les mécanismes physiques engendrant cette variabilité sont des prérequis pour pouvoir un jour anticiper avec confiance son évolution (quand bien même celle-ci serait prévisible). Nous nous proposons ici de réaliser un bilan des méthodes existantes permettant de séparer les différentes sources de variabilité observée depuis le début de l'air instrumentale (i.e. ~1880). Nous commencerons par présenter les méthodes se basant uniquement sur les observations, puis nous présenterons celles faisant intervenir des simulations numériques du climat.

II-6-1) Séparation des variabilités forcée et interne à partir des observations

Plusieurs méthodes basées sur les observations existent pour appréhender la contribution des forçages externes dans la variabilité de la NASST ; nous en présentons ici quelques unes.

- Une première méthode consiste à calculer la tendance linéaire de la série temporelle de la série de température et d'attribuer cette tendance à la réponse aux forçages externes (e.g. Knight et al. 2005 ; **Figure II.11gauche**). Si cette méthode est simple à mettre en œuvre, son principe n'en est pas moins critiquable. En effet, cette méthode suppose que (i) seule la variabilité forcée peut générer une tendance séculaire et (ii) la réponse climatique associée à l'augmentation des forçages externes est linéaires au cours du dernier siècle.
- Trenberth et Shea (2006), considérant qu'une tendance linéaire n'a pas de sens physique, proposent de retrancher à la NASST la moyenne globale des SST (60°S-60°N) alors considérée comme le meilleur estimateur de la réponse climatique aux forçages externes (Meehl et al. 2004, Hunsden et al. 2005), et d'isoler ainsi les variations locales de l'Atlantique Nord (**Figure II.11gauche**). Si cette méthode permet effectivement de contraster les différences d'évolution de la SST du bassin Atlantique Nord de l'évolution de la SST globale, elle ne permet pas de distinguer proprement la variabilité forcée de la variabilité interne. En effet, même si un forçage a un caractère global, tels les GES, son expression locale est susceptible de connaître des disparités. Aussi, soustraire la réponse globale aux forçages externes à la NASST n'équivaut pas à retrancher la variabilité forcée par les forçages globaux à la NASST. De plus, cette méthode n'isole pas la variabilité interne locale des effets que peuvent avoir certains forçages externes aux impacts locaux, comme les aérosols. Enfin, la SST globale peut contenir une part de variabilité interne (cf. DelSole et al. 2012 et Meehl et al. 2011). Par exemple, le plateau actuel de la température globale trouve, semble-t-il, ses origines dans l'expression d'une phase négative de la PDV (cf. II-4 ; Meehl et al. 2011 et Kosaka et Xie 2013). Soustraire ce signal global à celui de la NASST peut donc entraîner une mauvaise estimation de l'importance de la variabilité interne de l'Atlantique Nord.
- Une autre alternative consiste à extraire le premier mode de variabilité de la SST à l'échelle du globe à partir d'une méthode de composition en EOF et de considérer le mode dominant comme l'expression de la réponse aux forçages externes (e.g. Parker et al. 1994 ; **Figure II.11gauche**). L'hypothèse repose ici sur le fait que les modes de variabilité régionaux ne covarient pas les uns avec les autres. La décomposition en EOF permettant d'extraire des modes de covariance spatiale, la première EOF de SST, calculée sur l'ensemble du globe, est ainsi censée minimiser l'expression de modes de variabilité interne et maximiser la

réponse climatique aux forçages externes à caractère global. Cependant, une fois de plus cette méthode ne permet pas de prendre en compte les influences de potentiels forçages régionaux tels les aérosols.

- Une autre méthode, plus élaborée, repose sur des modèles de type « *Linear Inverse Modeling* », ou LIM (e.g. Penland et Matrosova 2006, Compo et Sardeshmukh 2010). Elle se base sur l'hypothèse que le système climatique peut être décomposé en une partie linéaire et une partie non-linéaire. LIM fait l'hypothèse que cette partie non-linéaire se comporte de manière aléatoire, possédant une corrélation temporelle nulle¹. Cette hypothèse restreint donc l'étude de la dynamique du système climatique à sa partie qualifiée de « linéaire » qui est alors décomposée en modes spatio-temporels de variabilité. A partir de leur signature, ces modes peuvent être attribués à des sources de variabilité différentes et il est alors possible de reconstruire l'évolution temporelle de la NASST sans la contribution des modes jugés non-internes et/ou non-locaux (cf. figure 4.26 de Marini 2011 pour un aperçu des résultats de cette méthode). Outre le fait que LIM ne prenne pas en compte les non-linéarités du système climatique, elle souffre de la faible couverture temporelle des observations dans l'estimation statistique des différents paramètres du modèle. Cette méthode trouve aussi ses limites lorsque deux modes sont statistiquement liés. C'est par exemple le cas de l'AMV et de la variabilité basse fréquence du Pacifique : soustraire le mode Pacifique semble dégrader l'estimation de la variabilité interne basse fréquence de la NASST (Marini 2011). De plus, l'attribution des modes à un phénomène physique reste en partie subjective (Penland et Matrosova 2006) et peut donc conduire à une mauvaise estimation du signal NASST.

Si toutes les méthodes listées précédemment s'accordent sur le fait que l'Atlantique Nord est le siège de fluctuations multidécennales, elles diffèrent sur l'évaluation de sa variance mais aussi sur l'appréciation des années où l'AMV change de phase (e.g. transitions des années 1920-1930 et 1990-2000). Nous remarquons que les incohérences les plus fortes entre les estimations de l'AMV suivant ces différentes méthodes se situent d'une part sur la période 1880-1920 et d'autre part sur la période 1995-2005. Soulignons ici que, d'une manière générale, la faible densité d'observations avant ~1920 (**Figure II.7**) peut entraîner des biais importants dans l'estimation de l'AMV, ce qui est d'autant plus vrai pour les méthodes utilisant le champ de SST global. Les incohérences de la deuxième période peuvent elles s'expliquer par les différentes estimations de la réponse aux émissions des GES d'origine anthropique.

En résumé, il est difficile de dégager les processus physiques à l'origine de la variabilité aux échelles décennales à partir des seules observations. La superposition de différents signaux - forçages externes d'échelle globale, forçages externes d'empreinte régionale et variabilité interne d'échelle régionale à globale - empêche de séparer proprement la variabilité forcée de la variabilité interne. D'autre part, nous avons présenté jusqu'ici les

¹ En ce sens LIM est l'analogue multivarié du modèle « *white noise integrator* » d'Hasselmann (1976), cf. II-7-1.

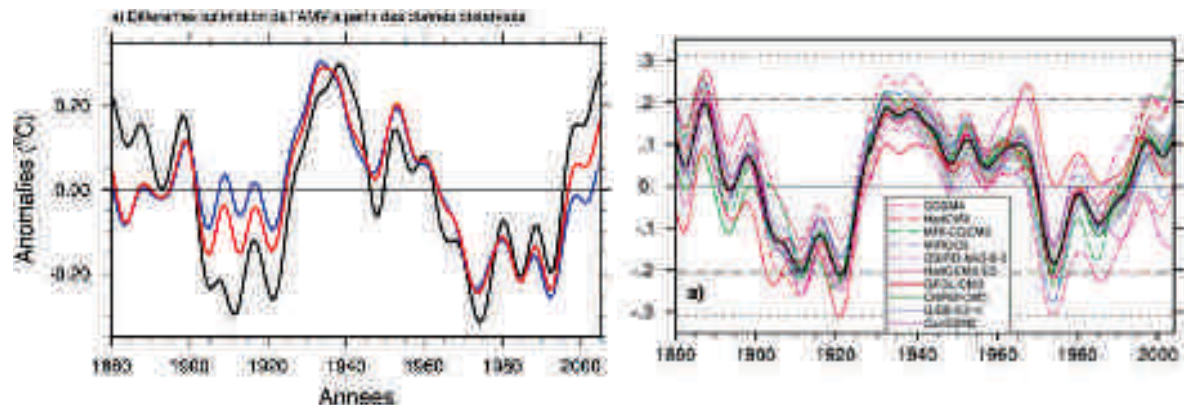


Figure II.11 : Les différentes estimations de l'AMV. (gauche) Méthodes utilisant des données observées (Source : ersstv3 ; Smith et al. 2008) (noire) où la tendance linéaire de NASST a été retranchée, (bleu) où l'évolution de la SST moyennée globalement (60°S-60°N) a été retranchée et (rouge) où la régression linéaire de la NASST sur la série temporelle de la première EOF globale de la SST a été retranchée. **(droite)** Méthode utilisant des modèles numériques. La réponse forcée de la température de l'Atlantique Nord, estimée par les modèles numériques, a été retranchée à l'évolution temporelle de l'indice NASST observé (une courbe par modèle). La courbe noire représente la moyenne multimodèle de cette estimation et l'enveloppe grise indique l'erreur sur les données observées. (Crédits : Terray 2012).

fluctuations du système climatique comme une simple superposition des différentes sources de variabilité. Cependant, il est possible que ces sources interagissent. Dans ce contexte, les modèles numériques deviennent un outil indispensable pour améliorer notre compréhension de la variabilité observée du système climatique.

II-6-2) Séparation des variabilités forcée et interne via les modèles numériques de climat

Afin d'améliorer notre compréhension de la variabilité observée du système climatique, les chercheurs utilisent des modèles numériques de climat (ci-après **GCM** pour *Global Climate Model*) qui peuvent être considérés comme des laboratoires virtuels. La modélisation numérique consiste premièrement à diviser le milieu continu qu'est le climat en une multitude de boîtes, appelées *mailles* (étape dite de *discrétisation*). Ces mailles font environ 1° de côté et quelques mètres à centaines de mètres d'épaisseur¹. L'évolution du climat, ainsi discrétisé, est ensuite simulée à partir d'équations basées sur les relations de *Navier-Stokes* (pour la partie dynamique) et d'*état* (pour la partie physique). Notons que les processus physiques se déroulant à une échelle plus petite

¹ Cette taille est la résolution moyenne des GCMs utilisés actuellement pour étudier le climat aux échelles de temps saisonnière à centennale.

que la maille (e.g. nuages, précipitations, interaction aérosols rayonnement...) sont pris en compte au travers de *paramétrisations*ⁱ.

De nombreuses études, utilisant des approches variées, ont montré que la variabilité décennale observée de la NASST est incompatible avec la seule réponse aux forçages externes simulée par les GCMs. Voici une description de quelques méthodes utilisées dans ce cadre.

- Kravtsov et Spannagle (2008), parmi d'autres, ont estimé la réponse climatique aux forçages externes observés à partir de la moyenne multimodèles de l'ensemble des simulations historiquesⁱⁱ de l'exercice CMIP3. Moyenner les simulations des différents modèles et des membres disponibles permet de s'affranchir de la variabilité interne (si leur nombre est suffisant) et d'isoler la réponse climatique aux forçages externes. L'étude montre ainsi que, si la moyenne multimodèle est comparable à l'évolution observée de la SST en moyenne globale, elle ne représente pas les fluctuations décennales observées au niveau de l'Atlantique Nord. Les auteurs en déduisent que ces fluctuations sont d'origine interne. Knight (2009), utilisant le même ensemble de simulations, conclut aussi que l'évolution de la NASST au cours des 150 dernières années est incompatible avec la seule réponse aux forçages externes, mais ajoute que celle-ci est néanmoins compatible avec l'estimation de la variance totale des modèles {réponse aux forçages externes + variabilité interne}.
- Les études de Ting et al. (2009) et Terray (2012) estiment la réponse aux forçages externes de la région Atlantique Nord à partir d'une approche maximisant le rapport signal (ici le forçage) sur bruit (la variabilité interne) (*optimal filtering method* ; Allen and Smith 1997 ; Venzke et al. 1999 ; Chang et al. 2000, Terray and Cassou 2002) en se basant sur des simulations d'ensemble des modèles des exercices CMIP3 et CMIP5, respectivement. En retranchant à la NASST observée l'estimation de la réponse aux forçages obtenue pour chaque modèle, ils obtiennent un résidu représentant la part interne des fluctuations décennales observées (**Figure II.11 droite**). Ils montrent ainsi que la tendance au réchauffement au cours du dernier siècle est majoritairement d'origine forcée, alors que les fluctuations multidécennales sont très probablement d'origine interne. De plus, Ting et al. (2009) insistent sur le fait que les signatures de la partie forcée et de la partie interne de la NASST ont des structures spatiales différentes, renforçant l'hypothèse de l'existence d'un mode interne sur cette région.
- DelSole et al. (2011) utilisent une méthode statistique permettant de décomposer les champs physiques, non pas sur un critère de covariance (comme les EOF)

ⁱ Les paramétrisations permettent de prendre en compte le comportement moyen sur une maille de processus d'échelle plus petite que la maille. Elles se basent sur des liens empiriques obtenus par des mesures de terrain ou à partir de modélisations plus fines d'un processus particulier.

ⁱⁱ Simulations numériques pour lesquelles les forçages externes évoluent comme observés durant leur intégration. Ces simulations permettent ainsi de « rejouer » le climat du dernier siècle.

mais sur un critère de cohérence spatiale de l'échelle temporelle de la variabilité (nommément l'APT pour *Average Predictability Time* ; Delsole et Tippett 2009a, Delsole et Tippett 2009b). Ils concluent qu'un mode planétaire de variabilité interne, centré sur l'Atlantique Nord, existe à l'échelle multidécennale et est distinct du signal anthropique. Ils suggèrent même que ce mode aurait modulé de manière significative la tendance au réchauffement global des trois dernières décennies. Ceci renforce donc l'importance de rigoureusement distinguer la variabilité forcée de la variabilité intrinsèque aux échelles de temps décennale à multidécennale afin d'estimer leur poids respectif dans la variabilité climatique totale et d'estimer le potentiel prédictif à l'échelle décennale.

Les résultats de ces études de modélisation doivent cependant être interprétés avec précaution. En effet, l'utilisation de ces différentes méthodes suppose que les GCMs simulent de manière suffisamment réaliste la réponse du système climatique aux forçages externes. Si la sensibilité climatique aux GES semble raisonnable (cf. AR5), une des plus grandes incertitudes repose sur la représentation des effets des aérosols sur le climat (Chang et al. 2011, Booth et al. 2012). Booth et al. (2012) soulignent le fait que la majorité des GCMs actuels ne possèderaient pas la physique permettant de reproduire l'ensemble des impacts des aérosols. L'ajout de la représentation de l'effet indirect de deuxième espèce des aérosols au sein du modèle HadGEM2-ES permet ainsi de reproduire l'amplitude et le phasage temporel des fluctuations décennales de la NASST observée.

Cependant, si l'introduction de l'effet indirect de deuxième espèce des aérosols permet au modèle HadGEM2-ES de capturer l'évolution de la NASST observée au cours du dernier siècle, elle dégrade les performances du modèle pour d'autres champs et d'autres régions du globe, et, plus grave, introduirait même des incohérences physiques pour certains mécanismes bien connus (Zhang et al. 2013). Ainsi, les anomalies de température de signes opposés observées dans l'Atlantique Nord, entre la surface et la subsurface durant les fluctuations décennales de la NASST, ne sont pas simulées dans HadGEM2-ES (Zhang et al. 2013) alors que cette signature verticale serait d'après Zhang (2007), la signature même d'un mode de variabilité interne. D'autre part, au cours des 50 dernières années, les couches de surface de l'océan Atlantique Nord ont vu leur contenu de chaleur augmenter (Domingues et al. 2008, Levitus et al. 2009) sous l'action des forçages externes (Gleckler et al. 2012). Or, le modèle HadGEM2-ES simule cette tendance au réchauffement seulement dans le cas où les aérosols sont maintenus constants (Zhang et al. 2013), suggérant une forte surestimation de la réponse aux aérosols dans ce modèle (même si celle-ci n'est pas connue dans les observations en tant que telle) qui masquerait l'action des GES sur l'Atlantique. En effet, la tendance au réchauffement observée de la moyenne globale de la SST, dont la cause a été attribuée à l'augmentation des GES (cf. AR5 Stocker et al. 2013), est mal simulée par ce GCM (Zhang et al. 2013). L'ensemble de ces arguments jettent *de facto* de considérables doutes sur la possibilité que les aérosols soient responsables de la majeure partie de la variabilité décennale de la NASST observée, laissant la place à de nombreuses autres sources de variabilité, en particulier internes.

II-7) Mécanismes de la variabilité interne de l'Atlantique Nord aux échelles décennale à multidécennale

En raison de l'importance que peut avoir la variabilité interne dans les fluctuations décennales observées de l'Atlantique Nord, il est essentiel que nous en comprenions ses mécanismes. De nouveau, le caractère limité des observations est tel que les approches de modélisation sont essentielles. Dans ce contexte, les longues simulations numériques (souvent intégrées sur plus de 500 ans) durant lesquelles tous les forçages externes ont été maintenus constants, appelées **simulations de contrôle**, deviennent l'outil adéquat pour améliorer notre compréhension de ces mécanismes : ce protocole expérimental permettant d'isoler la variabilité interne telle que simulée par les GCMs. Nous réalisons ici un état de l'art de notre connaissance sur ce sujet.

II-7-1) Le modèle « *white noise integrator* » et ses limites

II-7-1-a) Concepts

En première approximation, l'évolution temporelle de la SST peut être représentée à l'aide d'un modèle statistique simple appelé ***white noise integrator*** (Hasselmann 1976), selon l'équation :

$$\frac{dT}{dt} = -\alpha T' + \varepsilon \quad (\text{éq. II.1})$$

Les anomalies de températures (T') sont induites par un forçage (ε) et progressivement dissipées ($-\alpha T'$) suivant un temps caractéristique d'amortissement, aussi appelé temps de décorrélation : $t_d = 1/\alpha$; α représente donc le coefficient d'amortissement de la température vers sa climatologie et est compris entre 0 et 1, nous reviendrons plus en détail sur cet aspect dans la section IV-1. La forme intégrée de l'équation (éq. II.1) s'écrit :

$$T(t_0 + \tau) = \mu + e^{-\alpha\tau} T'(t_0) + \int_{t_0}^{t_0+\tau} e^{-\alpha(t_0+\tau-s)} \varepsilon(s) ds \quad (\text{éq. II.2})$$

Où μ représente l'état moyen. En considérant que ε décrit uniquement un forçage atmosphérique local, celui-ci peut être représenté par une variable stochastique d'autocorrélation interannuelle nulle, c'est-à-dire un **bruit blanc**ⁱ. Dans ce contexte, l'expression (éq. II.2) donne tout son sens au nom « *white noise integrator* » du modèle d'Hasselmann (1976).

ⁱ Le bruit blanc se caractérise par une puissance spectrale constante selon les fréquences, c'est-à-dire que la puissance, ou variance, développée par la variable est constante selon l'échelle de temps considérée.

Selon cet hypothèse, nous pouvons montrer que le spectre de la température suit l'équation (e.g. Brockwell et Davis 1998) :

$$G(\omega) = \frac{\sigma_{\varepsilon}^2 (1-\beta^2)}{(1-2\beta \cos(\omega))+\beta^2} \quad (\text{éq. II.3})$$

où $G(\omega)$ est la puissance spectrale, ou variance spectrale, de la température de surface, ω est la fréquence, σ_{ε}^2 est l'amplitude du spectre du bruit blanc atmosphérique (**Figure II.12**), c'est-à-dire sa variance (par définition constante à toutes les fréquences) et β est un coefficient sans dimension égale à $1-\alpha$ (nous reviendrons sur sa définition à la section IV-1). Le spectre de la température de surface est alors complètement déterminé par l'amplitude du forçage atmosphérique ε et par la valeur du coefficient de rappel α . Plus ce coefficient de rappel est faible et plus le spectre de la température sera « rouge » (**Figure II.12**), i.e. plus la variabilité se concentrera aux basses fréquences. Ainsi, pour un même forçage atmosphérique (i.e. $\sigma_{\varepsilon}^2 = \text{constante}$), plus l'inertie thermique de la température de surface est grande, plus la part de la variance basse fréquence dans la variance totale sera grande. C'est principalement pour cette raison qu'il existe un tel contraste entre les SST des tropiques et des extratropiques (**Figure II.6**) : cette différence est cohérente avec les fluctuations saisonnières de la couche de mélange avec la latitude qui s'approfondit en hiver sous les effets des vents et des flux de flottabilité assurant ainsi la ventilation d'un large volume d'eau océanique.

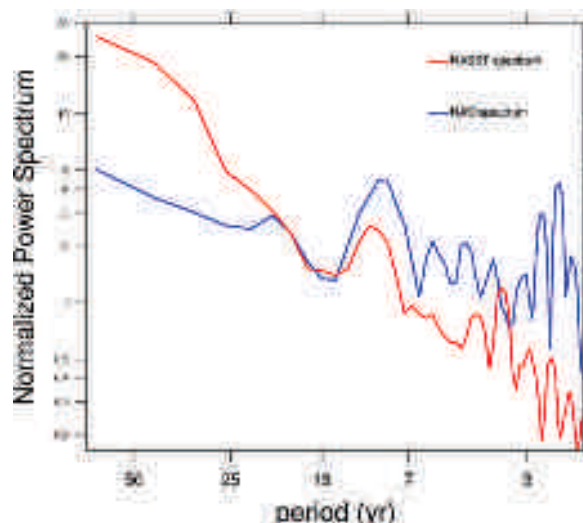


Figure II.12 : Bruit blanc, bruit rouge. Spectre des indices NAO (bleu) et NASST (rouge), calculés sur la période 1880-2010 et normalisés par leur écart-type. (Sources : ersstv3 pour la NASST et NOAA_20CR pour la NAO).

II-7-1-b) Limite

Boer (2008) montre que la variance décennale des SST des régions Atlantique Nord, Pacifique Nord et océan Antarctique simulées par les modèles numériques de l'exercice CMIP3 est cependant incompatible avec le modèle statistique d'Hasselmann (**Figure II.13**), suggérant l'existence d'une autre source de variabilité que la simple intégration

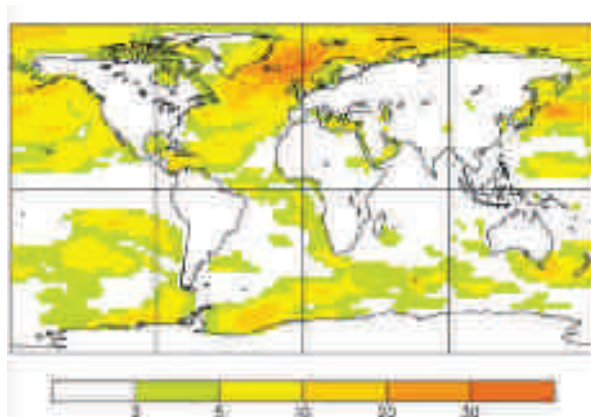


Figure II.13 : Part de la variabilité basse fréquence incompatible avec le modèle « white noise integrator ». Estimation, à partir des modèles de l'exercice CMIP3, du pourcentage de la variance basse fréquence du champ de température incompatible avec une représentation « white noise integrator ». Seules les valeurs significativement différentes de 0 à un seuil de confiance de 99% sont colorées. Crédits : Boer (2008)

du bruit blanc atmosphérique. Cette étude est cohérente avec celle de Frankignoul et al. (1997) qui montrent, en se basant sur un modèle stochastique incluant une dynamique océanique simplifiée, qu'aux latitudes extratropicales de l'Atlantique Nord, les anomalies de circulation océanique sont la principale cause de variabilité décennale. Ils insistent indirectement sur l'importance dans cette région des processus advectifs océaniques que nous allons maintenant détailler.

II-7-2) Les liens entre l'AMV et la MOC dans les modèles

Depuis une vingtaine d'années, de nombreuses études ont montré l'existence de liens forts entre l'AMV et les fluctuations de la MOC de l'Atlantique Nord (ci-après **AMOC**) à partir de simulations de contrôle des GCMs (e.g. Delworth et al. 1993, Delworth et al. 1997, Timmermann et al. 1998, Delworth et Greatbach 2000, Delworth et Mann 2000, Vellinga et Wu 2004, Knight et al. 2005, Medhaug et Furevik 2011, Menary et al. 2012). Par exemple, pour 10 modèles étudiés, Medhaug et Furevik (2011) trouvent que les fluctuations décennales de l'AMOC précèdent de quelques années celles de la NASST. Etant donnée l'importance de l'AMOC dans le transport méridien de chaleur dans l'Atlantique (cf. I-4-3), il est cohérent qu'une intensification de sa circulation entraîne une augmentation de la température de surface sur la région Atlantique Nord.

De nombreux points communs ont été mis en évidence entre les anomalies observées liées à l'AMV au cours du dernier siècle et les anomalies simulées en lien avec les variations de l'AMOC dans les modèles (e.g. Delworth et Mann 2000, Knight et al. 2005, Zhang 2007, Zhang 2008, Frankcombe et Dijkstra 2009, Frankcombe et al. 2010, Joyce et Zhang 2010). Cependant, si la grande majorité des GCMs s'accordent sur le fait que les variations décennales de l'AMOC jouent un rôle significatif dans l'AMV, il n'existe à

l'heure actuelle aucun consensus sur les mécanismes physiques pouvant être responsables de ces variations en elles-mêmes.

II-7-3) La variabilité de l'AMOC

Comme nous l'avons vu à la section I-4, l'AMOC obéit à plusieurs forçages. Sa branche de surface est liée au vent (circulation de gyre), la plongée des eaux est liée aux échanges de flux Océan-Atmosphère tout au long du trajet en surface des masses d'eau. Enfin, la remontée des eaux est liée aux vents de l'océan Austral (upwelling) et aux mélanges verticaux turbulents (proportionnels aux gradients verticaux de température et de salinité). La variation de l'un de ces forçages aura donc un effet sur le comportement de l'AMOC.

Par exemple, les anomalies de vent associées à une phase négative de la NAO entraînent un changement de la circulation horizontale océanique (branche de surface de l'AMOC) via la relation de Sverdrup ainsi qu'un changement de la circulation méridienne via les anomalies de pompage d'Ekman associées (**Figure II.14**). Ces ajustements au forçage par les vents se font en quelques jours. D'autre part, lors d'une NAO- l'intensité des vents diminue au niveau du gyre subpolaire, réduisant les flux de surface et créant des anomalies positives de température. Cela entraîne une diminution de la densité de surface du gyre et conduit à une diminution de la convection profonde océanique. Lorsque qu'une phase NAO- est suffisamment récurrente au cours d'un hiver, l'ensemble de la cellule méridienne de retournement Atlantique va se trouver ralentie quelques années plus tard (**Figure II.15**). Enfin, des expériences de sensibilité conduites à partir de modèles numériques dans lesquels les vents de l'océan Austral sont artificiellement augmentés montrent une intensification de l'ensemble de l'AMOC après environ 100 ans de simulation (**Figure II.16**).

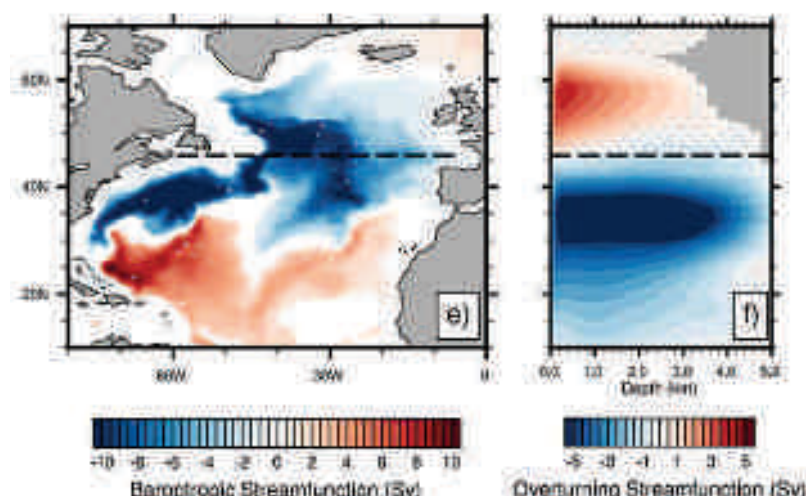


Figure II.14 : Forçage de type NAO- sur l'AMOC à l'échelle mensuelle. Réponse à l'échelle du mois (gauche) de la circulation de gyre et (gauche) de l'AMOC à un forçage de type NAO-dans une simulation idéalisée. (Crédits : Barrier et al. 2014).

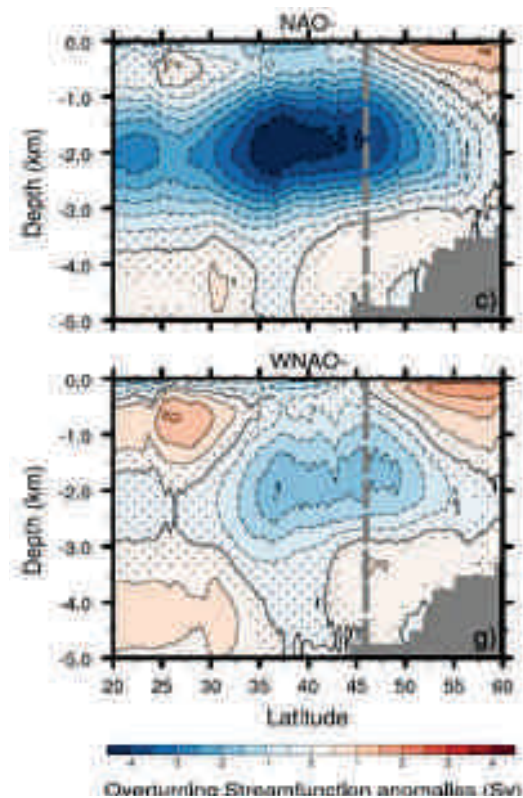


Figure II.15 : Forçage de type NAO- sur l'AMOC à l'échelle interannuelle. (haut) Réponse de l'AMOC à un forçage de type NAO- imposé durant plusieurs années lors d'une simulation idéalisée. (bas) idem mais seule la composante dynamique du forçage est imposée (stress de vent). La différence d'amplitude des anomalies souligne indirectement l'importance jouée par les flux de flottabilité liés à la NAO- dans la réponse de l'AMOC à l'échelle interannuelle. (Crédits : Barrier et al. 2014).

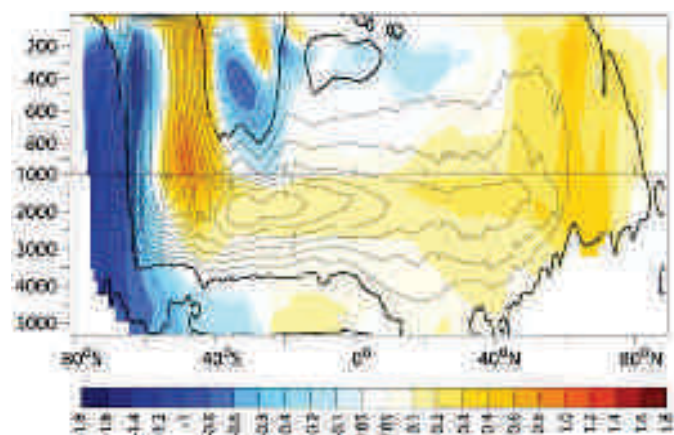


Figure II.16 : Forçage de l'AMOC par un changement de l'intensité des vents de l'océan Austral. Les contours représentent les anomalies moyennes d'AMOC (Sv) calculées sur 100 ans après stabilisation d'une simulation pour laquelle l'intensité des vents a été doublée au niveau de l'océan Austral (une anomalie positive indique une circulation cyclonique plus forte). Les couleurs représentent les anomalies de température moyennées zonalement sur l'Atlantique (K). Nous voyons qu'au Sud de 40°S la remontée de la NADW est accélérée et entraîne une accélération de l'AMOC jusque dans l'hémisphère Nord. (Crédits : Delworth et Zeng 2008).

Cependant, si ces forçages engendrent bien des variations de l'AMOC, ils ne peuvent expliquer la forte concentration d'énergie dans la bande décennale à multidécennale présente dans la majorité des spectres d'AMOC simulée par les GCM. D'autres mécanismes doivent exister pour expliquer ces fréquences privilégiées.

II-7-3-a) La variabilité décennale à multidécennale de l'AMOC

L'AMOC et ses fluctuations basses fréquences constituent encore un verrou pour notre connaissance du système climatique. Cela s'explique en premier lieu par les difficultés existantes à observer cette circulation océanique (cf. I-4-4), mais aussi en raison de la sensibilité de l'état moyen et de la variabilité l'AMOC simulée aux différents choix/configurations de modélisation adoptés par les différents GCM. Chaque GCM étant unique par les combinaisons possibles de {résolution / forme des mailles / paramétrisations / prise en compte de la topographie / schémas numériques / ...}, il en résulte que chaque modèle possède un équilibre climatique qui lui est propre (aussi appelé **attracteur**), ainsi que ses propres modes de variabilité. En effet, malgré les efforts réalisés afin que les modèles représentent au mieux la réalité, les approximations faites au sein de ceux-ci entraînent inévitablement des erreurs (e.g. biais systématiques, dérives artificielles dues à des bilans d'énergie et de masse non fermés etc.). En termes de variabilité décennale de l'AMOC, ceci se traduit par l'existence d'une « faune » de mécanismes de variabilité extrêmement divers, même si des familles peuvent se dégager (voir ci-après). La plupart des modèles présentent des bandes de fréquences préférentielles pour la variabilité de l'AMOC, néanmoins ils ne s'accordent pas sur la période privilégiée à laquelle la variabilité décennale à multidécennale de l'AMOC se développe. Cette période peut varier entre 10 et 200 ans suivant les simulations. De par la durée des observations disponibles, il est difficile de rejeter des hypothèses car il est probable qu'il n'existe pas un mais une multitude de mécanismes dont les poids respectifs pourraient fluctuer en fonction du temps. Ainsi, à l'heure actuelle, il n'existe pas de consensus sur la nature des fluctuations de l'AMOC qui serait :

- un mode purement océanique auto-entretenu par la dynamique de l'océan (ondes de Rossby, circulation de gyre ...), comme le suggèrent les études de Delworth et Greatbach (2000), Jungclaus et al. (2005), Zhu et Jungclaus (2008) et Frankcombe et Dijkstra (2010),
- un mode océanique de nature épisodique répondant passivement – mais avec sa propre échelle de temps – à un forçage atmosphérique haute fréquence (e.g. Medhaug et al. 2011, Guemas et Salas 2011, Msadek et Frankignoul 2011),
- un mode couplé océan-atmosphère comme le montre les études de Timmermann et al. (1998), Vellinga et Wu (2004), Wu et Liu (2005) et Danabasoglu (2008).

Certains modèles possèdent même plusieurs types de variabilité qui, soit se superposent (Zhu et Jungclaus 2008, Dong et Sutton 2005), soit existent de manière séquentielle sur des périodes indépendantes (Kwon et Frankignoul 2012).

Cette disparité peut décourager au premier abord tant il apparaît illusoire d'obtenir des informations robustes sur l'AMOC à partir de GCMs qui peuvent se contredire. George Box disait cependant que « tous les modèles sont faux, certains sont utiles ». Il reste aux chercheurs le soin d'estimer le degré de réalisme des mécanismes à l'œuvre. Dans ce cadre, les nouvelles observations telles que celles issues du projet RAPID (cf. I-4-4) sont très utiles non seulement pour contraindre les modèles mais aussi pour développer certaines métriques afin d'évaluer leurs performances et d'établir une grille de confiance.

En outre, malgré la grande disparité de la nature intrinsèque des fluctuations de l'AMOC, celles-ci sont toujours associées à des changements de densité au sein du gyre subpolaire et à des anomalies de convection profonde dans les mers Nordiques (mer du Labrador et mer de Norvège).

II-7-3-b) Le gyre subpolaire : moteur de la variabilité de l'AMOC

Nous discutons ici des mécanismes pouvant conduire à la création d'anomalies de densité du gyre subpolaire à l'échelle décennale. Commençons avec une anomalie positive de densité de surface du gyre subpolaire créée par un forçage atmosphérique local. En hiver, cette anomalie renforce le déséquilibre en densité au niveau de la mer du Labrador et se propage via la convection profonde sur toute la profondeur du gyre subpolaire (nourrissant ainsi la branche descendante de l'AMOC). Suivant un équilibre géostrophique, la circulation du gyre s'accélère et advecte plus rapidement les eaux tropicales vers le pôle, diminuant ainsi le temps d'échange entre l'océan et l'atmosphère lors du transport en surface de ces masses d'eau. Celles-ci vont alors être anormalement chaudes et salées en arrivant au niveau du gyre subpolaire. Suivant les caractéristiques du modèle, les anomalies en densité de ces masses d'eau pourront être soit positives, si contrôlées par la température, soit négatives, si contrôlées par la salinitéⁱ. Dans le cas où la salinité gouverne les anomalies en densité, celles-ci vont être propagées jusqu'au site de convection où elles renforceront de nouveau l'intensité du gyre subpolaire : c'est le *salinity internal feedback* (que nous retrouverons au chapitre III, cf. Levermann et Born 2007). Inversement, si la température domine les anomalies en densité, celles-ci auront une rétroaction négative sur l'intensité du gyre qui, suivant l'amplitude des anomalies de température, peut éventuellement conduire à un renversement des anomalies de départ. Dans les deux cas, l'échelle de temps caractéristique de la rétroaction est déterminée par le temps d'advection des masses d'eau et est d'environ 10 ans.

ⁱ Il existe de nombreuses raisons pour lesquelles les anomalies de densité ne sont pas de même signe suivant les modèles. Les GCM n'ayant pas le même état moyen, les caractéristiques en température et salinité des masses d'eau advectées des tropiques varient entre les modèles. Les flux moyens de chaleur et d'eau douce varient aussi d'un modèle à l'autre. Les masses d'eau vont donc se refroidir et se « dessaler » différemment en fonction de la particularité des vents et des précipitations de chaque modèle mais aussi en fonction de l'intensité de la circulation horizontale océanique moyenne. Les profils moyens en densité, salinité et température aux niveaux des sites de convection profonde sont aussi à prendre en compte pour appréhender les poids joués par la température et la salinité dans les anomalies de convection profonde.

Ainsi, suivant les poids respectifs joués par les anomalies de salinité et de température dans ce mécanisme, les anomalies d'AMOC auront une échelle de temps différente. Celle-ci sera d'environ 20 ans si le mécanisme est contrôlé par la température (e.g. Dong et Sutton 2005, Huang et al. 2014). Dans le cas où la salinité domine, l'échelle de temps sera plus longue mais, en raison des caractéristiques non-linéaires de la fonction d'état de la densité (e.g. Millero et Huang 2009), il arrivera toujours un moment où l'accumulation de chaleur au niveau du gyre subpolaire viendra contrebalancer l'effet des anomalies de salinité. L'étude de Delworth et al. (1993) montre ainsi une oscillation de l'AMOC autour d'une période de 50 ans.

Les anomalies de densité du gyre subpolaire peuvent aussi être créées par une modification dans la forme des gyres. Par exemple, lors d'un forçage de type NAO+ la trajectoire de la dérive Nord Atlantique (frontière entre le gyre subpolaire et le gyre subtropical) prend une orientation Sud-Nord plus prononcée. Les courants océaniques coupent alors les forts gradients horizontaux de température et de salinité, créant des anomalies de densité au niveau du gyre subpolaire. D'autre part, le fort gradient méridien de température présent au niveau de la dérive Nord Atlantique est favorable à la propagation d'onde de Rossby thermique pouvant conduire à des fluctuations de l'AMOC (Huck et al. 2001, Huck et al. 1999, de Verdière et Huck 1999, TeRaa et Dijkstra 2004, Dijkstra 2006, Sévellec et al. 2009). Ce mode se caractérise par une relation déphasée ($\sim 1/4$ de cycle) entre les fluctuations de l'AMOC et des anomalies de température dans la bande 40°N-55°N de l'Atlantique Nord. Lorsqu'une anomalie chaude apparaît vers 40°W-30°W, celle-ci engendre une anomalie négative de densité et induit par équilibre géostrophique une anomalie de circulation anticyclonique (phase 1 : **Figure II.17-1**). Cette anomalie de circulation entraîne par advection la formation d'anomalies chaudes sur son flanc Ouest et d'anomalies froides sur son côté Est (phase 2 : **Figure II.17-2**). A cet instant du cycle, une anomalie de circulation méridienne dirigée vers le Sud est créée, diminuant la branche de surface de l'AMOC. L'anomalie négative de température créée à l'Est du gyre est ensuite propagée à son tour vers l'Ouest (phase 3 : **Figure II.17-3**), débutant la phase négative du cycle. En parallèle de cette propagation d'Ouest, les anomalies de circulation anticyclonique de la phase 1 du cycle conduisent à la création d'anomalies positives/négatives de température/densité au niveau du gyre subpolaire. Celles-ci vont être advectées jusqu'en mer du Labrador où elles entraîneront une diminution de la convection profonde, participant à la diminution de l'AMOC lors de la phase 2 du cycle.

TeRaa et Dijkstra (2002) et (2003) démontrent à partir d'un modèle simplifié que la période de cette oscillation est imposée par la vitesse de propagation de l'anomalie vers l'Ouest, qui est elle-même contrôlée par la vitesse du courant moyen (selon la théorie des ondes de Rossby). L'existence de ce mode suggère donc que les fluctuations décennales de l'AMOC peuvent être générées uniquement à partir d'anomalies de température.

Enfin, certaines études suggèrent que des anomalies de circulation horizontale océanique ne sont pas nécessaires pour engendrer les variations de l'AMOC. Vellinga et

Wu (2004) et Menary et al. (2012) montrent qu'un décalage méridien vers le Nord de la ZCIT et de son flux d'eau douce associé peut engendrer des anomalies négatives de salinité qui sont advectées jusqu'au gyre subpolaire par le courant moyen (~50 ans). Ces anomalies diminuent alors l'intensité de l'AMOC et son transport de chaleur vers le Nord. Il en résulte une diminution de la température de surface de l'Atlantique Nord qui provoque un décalage vers le Sud de la ZCIT (**Figure II.18**). Dans de nombreux modèles, la position de la ZCIT semble effectivement sensible à la modification du gradient inter-hémisphérique de température provoqué par les fluctuations de l'AMOC et son empreinte en SST : l'AMV (e.g. Ting et al. 2009). Ainsi, ce mécanisme de variabilité de l'AMOC repose sur la présence d'un couplage océan-atmosphère dans les tropiques mais seule l'anomalie de salinité du gyre subpolaire semble moduler l'intensité de l'AMOC. L'échelle de temps caractéristique de ce mécanisme est la centaine d'années.

Notons aussi que des études montrent que les échanges d'eau douce entre le gyre subpolaire et les mers de GINⁱ peuvent aussi être responsables des fluctuations de densité du gyre et des anomalies de convection profonde (Delworth et al. 1997, Jungclaus et al. 2005, Franckcombe et al. 2009 et 2010).

ⁱ Groenland-Islande-Norvège.

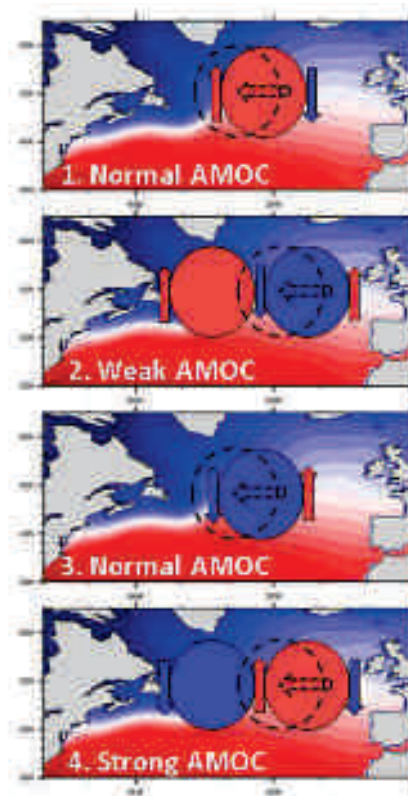


Figure II.17 : Schéma illustratif des relations entre AMOC et propagation d'ondes de Rossby thermiques. Les couleurs de fonds représentent le gradient climatologique des températures de l'Atlantique Nord. **(1)** Une circulation cyclonique est générée par la présence d'une anomalie positive de température, advectant des eaux chaudes à l'Ouest de l'anomalie et des eaux froides à l'Est. **(2)** L'anomalie chaude se propage vers l'Ouest et une anomalie froide se forme à l'Est, entraînant une diminution du gradient de densité Ouest-Est et, par équilibre géostrophique, un affaiblissement de l'AMOC. **(3)** L'anomalie négative de température est à son tour propagée vers l'Ouest, entamant la deuxième phase de l'oscillation qui conduira à une intensification de l'AMOC **(4)**.

En résumé, les mécanismes à l'origine de la variabilité décennale à multidécennale de l'AMOC dans les modèles (et à plus forte raison dans les observations) demeurent donc incertains. Considérant les liens forts entre l'AMOC et l'AMV, il est nécessaire de continuer les recherches sur la variabilité de l'AMOC dans l'objectif de mieux comprendre les fluctuations climatiques et leurs impacts, dans l'espoir de pouvoir un jour les prévoir.

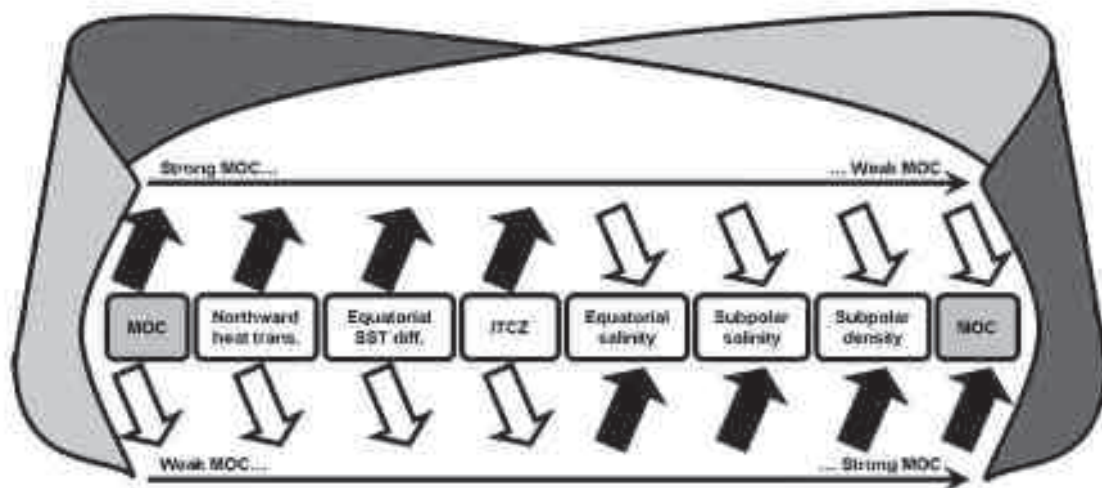


Figure II.18 : Mécanisme de la variabilité centennale de l'AMOC proposé par Vellinga et Wu (2004). Une forte AMOC est liée à une augmentation du transport de chaleur vers le Nord qui entraîne une augmentation de la température de surface de l'Atlantique Nord. Cela accroît le gradient de température intertropical et entraîne un décalage vers le Nord de la ZCIT et de son flux d'eau douce associée. Des masses d'eau anormalement douces sont alors advectées des tropiques jusque dans le gyre subpolaire où elles diminuent la densité au niveau des zones de convection profonde, entraînant un affaiblissement de l'AMOC. Ce cycle entre alors dans sa phase opposée.. D'après Menary et al. (2012)

II-8) La prévision décennale

En vue de l'AR4, l'exercice **CMIP** (pour *Climate Model Intercomparison Project*) envisagea plusieurs **projections** climatiques pour le 21^{ème} siècle, réalisées à partir de modèles numériques. Celles-ci sont souvent résumées par le panache de l'évolution de la température globale (**Figure II.19**) dont l'amplitude s'accroît avec l'échéance de la projection. L'amplitude de ce panache, i.e. l'incertitude des projections, a plusieurs sources : les incertitudes liées aux modèles et à la variabilité interne du système climatique (représentées ici par les « spaghettis » de même couleur, en traits fins) et l'incertitude liée aux scénarios d'émissions des GES (couleurs différentes, en traits gras). Dans la plupart des études et leur relai auprès de la sphère publique (décideurs, médias et citoyens), l'accent a très souvent été mis sur la période 2070-2100 où l'incertitude est contrôlée en grande partie par le forçage par les GES et leurs rétroactions. En d'autres termes, il est montré que le climat de la seconde moitié du 21^{ème} siècle dépend essentiellement du choix de société actuel ou adopté au cours de la prochaine décennie.

Nous avons vu qu'au cours du dernier siècle, la variabilité interne à l'échelle régionaleⁱ a pu jouer un rôle aussi important que les forçages externes dans les fluctuations basses fréquences du climat. Or, dans un futur proche, c'est-à-dire sur la période 2015-2035, l'incertitude sur les projections climatiques n'est pas dominée par les scénarios d'émission des GES (**Figures II.19**). Ces derniers sont en effet très contraints par les échelles de temps caractéristiques des fonctionnements socio-économiques qui ne

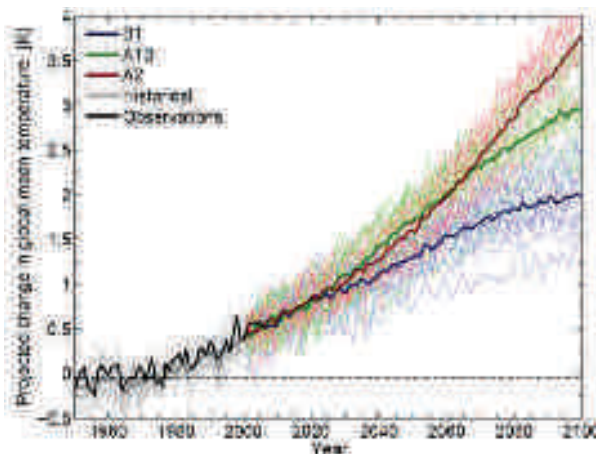


Figure II.19 : Projections de la température globale AR4. Evolution de la température de surface moyenne du globe (valeurs annuelles) sur la période 2005-2100, estimée par 15 modèles de climat (exercice CMIP3) et suivant 3 scénarios d'émissions de gaz à effet de serre : le A2 (rouge), le A1B (vert) et le B1 (bleu), correspondant à des émissions futures fortes, moyennes et faibles, respectivement. Sur la période 1950-2005, les mêmes modèles ont été utilisés suivant les forçages observés (gris). La courbe noire épaisse représente la température globale observée (Brohan et al. 2006). Pour chaque scénario futur, la courbe épaisse correspond à la moyenne sur l'ensemble des modèles. (Crédits : AR4).

ⁱ Typiquement l'échelle du bassin océanique.

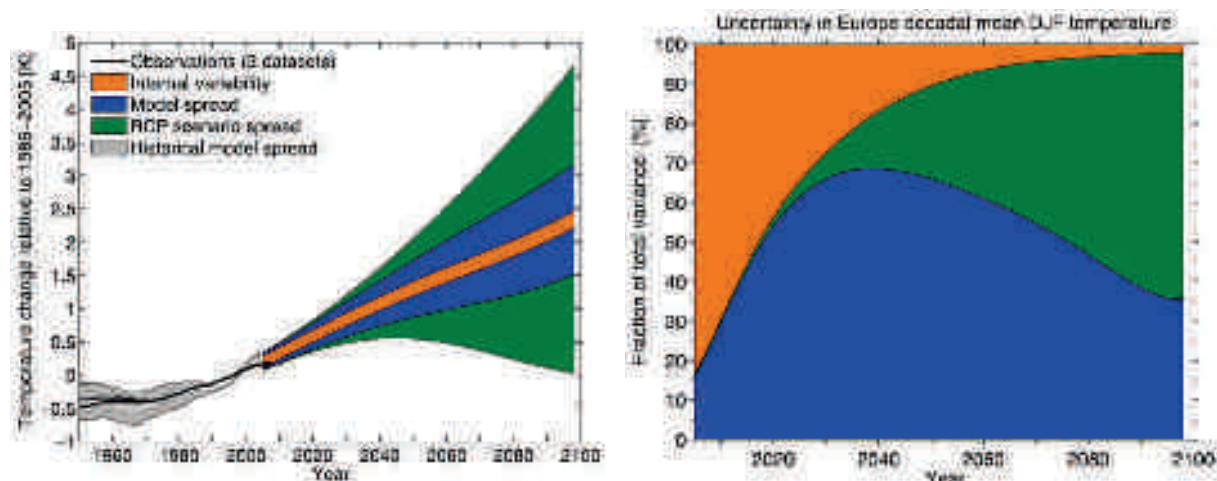


Figure II.20 : Evolution des incertitudes durant les projections. (gauche) Moyenne décennale de la projection de la température de surface globale et incertitudes associées : interne (orange), modèle (bleu) et scénario (vert). (droite) Part de chaque source d'incertitude dans l'incertitude totale des projections climatiques des moyennes décennales de la température de surface hivernale (mois DJF) sur l'Europe en fonction de l'échéance de la projection. (Crédits : AR5).

peuvent évoluer drastiquement en quelques années. Les incertitudes à l'échelle globale et en particulier à l'échelle régionale reposent essentiellement sur les modèles et la variabilité interne du système climatique (**Figure II.20**). Dans l'AR4, si le GIEC s'intéresse peu au futur proche, c'est parce que la variabilité interne climatique n'a pas été totalement prise en compte dans ces expériences ; elle est simulée par les modèles en tant que processus, mais son phasage avec les observations n'est pas contraint. C'est d'ailleurs pour cela que le terme projection, et non **prévision**, est utilisé pour désigner les simulations numériques du 21^{ème} siècle dans l'AR4.

Un des objectifs du dernier exercice CMIP, nommément CMIP5, réalisé pour alimenter le 5^{ème} rapport du GIEC, était d'évaluer les possibilités de diminution des incertitudes sur l'évolution du climat des prochaines décennies. La communauté scientifique a ainsi conduit, pour la première fois à l'échelle du Programme Mondial de Recherche sur le Climat (en anglais *World Climate Research Programme, WCRP*), un ensemble coordonné de simulations dites de **prévisions décennales**. Ces simulations diffèrent des projections climatiques par l'étape d'initialisation des modèles aux observations (directes ou à leur estimation via les réanalyses), ce protocole a pour objectif de diminuer les incertitudes provenant de la variabilité interne. Il repose sur l'hypothèse que l'étape d'initialisation permet de phaser la variabilité interne simulée sur celle du monde réel, diminuant ainsi les incertitudes des prévisions lors des premières décennies, s'il existe une forme de prévisibilité.

Depuis quelques années et assurément avec le volet décennal de l'exercice CMIP5, nous assistons donc à l'émergence d'une nouvelle discipline : la prévision décennale. Cette thèse s'inscrit dans cette thématique et son objectif est de contribuer à l'évaluation des possibilités de prévision du climat à cette échelle de temps. Pour améliorer notre

capacité à appréhender le futur, il est nécessaire de mieux cerner les mécanismes physiques qui gouvernent le climat. Comprendre pour prévoir, voilà le fil rouge de ces travaux de thèse qui, en ce sens, se situent en amont des prévisions décennales de l'exercice CMIP5. Ainsi, dans les deux prochains chapitres de ce manuscrit nous présentons les mécanismes et leur prévisibilité associée de la variabilité interne de l'Atlantique Nord aux échelles de temps décennale à multidécennale simulée par le modèle de climat CNRM-CM5.

Chapitre III : Mécanismes de la variabilité interne de l'Atlantique Nord aux échelles décennale à multidécennale et influences sur l'Europe

Dans ce chapitre, nous étudions la variabilité interne de l'Atlantique Nord aux échelles décennale à multidécennale à partir d'une simulation de 1000 ans du modèle CNRM-CM5 (Voltaire et al. 2013). Cette simulation, dite de contrôle, a été produite dans le cadre de l'exercice CMIP5 et a la particularité d'avoir tous les forçages externes (solaire, volcanique, gaz à effet de serre et aérosols) maintenus constant aux valeurs préindustrielles de 1850. Référencée par PiCTL dans la nomenclature CMIP, elle isole par construction la nature interne de la variabilité du climat et permet ainsi son analyse. Nous commencerons par présenter les caractéristiques et les mécanismes physiques responsables du mode dominant de la variabilité de l'Atlantique Nord qui s'exprime très majoritairement, comme nous le verrons, à l'échelle multidécennale (III-1). Nous nous intéresserons ensuite aux modulations des conditions climatiques sur l'Europe liées à cette variabilité en nous focalisant sur les extrêmes journaliers de température de surface (III-2). Enfin, nous verrons qu'un mode de variabilité de période plus courte module le mode multidécennal prédominant de l'Atlantique Nord du modèle (III-3).

Chapitre III : Mécanismes de la variabilité interne de l'Atlantique Nord aux échelles décennale à multidéculaire et influences sur l'Europe	77
<i>III-1) Influences saisonnières des modes atmosphériques Est Atlantique et Oscillation Nord Atlantique sur la variabilité multidéculaire de l'Atlantique Nord.....</i>	<i>79</i>
III-1-1) Résumé	79
III-1-2) Article publié dans <i>Climate Dynamics</i>	80
<i>III-2) Influences de l'AMV sur les conditions climatiques européennes</i>	<i>106</i>
III-2-1) Modulation des conditions continentales estivales par l'AMV.....	107
III-2-2) Modulation des conditions continentales hivernales par l'AMV	109
III-2-3) Conclusion.....	111
<i>III-3) Un mode décennal superposé au mode multidéculaire</i>	<i>112</i>
III-3-1) Caractéristiques de la variabilité décennale de l'Atlantique Nord dans CNRM-CM5	112
III-3-1-a) Signature en température de surface et en AMOC.....	112
III-3-1-b) Liens avec le gyre subpolaire	114
III-3-1-c) Un mode oscillant.....	115
III-3-2) Mécanismes de la variabilité décennale de l'Atlantique Nord	116
III-3-3) Conclusion et discussion	119

III-1) Influences saisonnières des modes atmosphériques Est Atlantique et Oscillation Nord Atlantique sur la variabilité multidécennale de l'Atlantique Nord

La première section qui constitue le cœur de ce chapitre fait l'objet d'un papier très exhaustif en révision dans *Climate Dynamics* (Ruprich-Robert et Cassou 2014) et qui s'intitule : « *Combined influences of seasonal East Atlantic Pattern and North Atlantic Oscillation to excite Atlantic multidecadal variability in a climate model* ». Un résumé est d'abord proposé en français et son contenu en anglais est ensuite reproduit dans son intégralité.

III-1-1) Résumé

Cet article décrit les mécanismes physiques responsables de l'AMV dans une simulation de contrôle de 1000 ans, dite préindustrielle, du modèle CNRM-CM5. Nous montrons dans un premier temps que les fluctuations multidécennales de l'AMOC pilotent largement l'AMV, elles en sont le principal précurseur. Nous documentons ensuite la chronologie des événements conduisant à un maximum type d'AMOC/AMV. Celle-ci met en évidence des relations complexes avec la NAO et l'EAP qui évoluent au cours du temps et dont les liens doivent nécessairement être considérés d'un point de vue saisonnier. Les mécanismes océaniques associés sont alors responsables de l'échelle multidécennale de ces fluctuations.

Une augmentation de l'AMOC, conduisant à une phase chaude de l'AMV, est statistiquement précédée par des phases positives de la NAO et de l'EAP d'hiver avec un déphasage compris entre -40 et -20 ans (en prenant l'AMOC comme référence chronologique). Le stress de vent associé à ces modes atmosphériques induit une accélération du gyre subpolaire (SPG) et augmente le transport vers le Nord de masses d'eau chaude et salée en provenance des tropiques. Simultanément, des anomalies positives de sel sont créées en mer de GIN en lien avec une diminution de la couverture de la banquise, induisant une augmentation de l'évaporation locale. Ces anomalies sont advectées par le Courant Est Groenlandais jusqu'en mer du Labrador, participant à la progressive densification du SPG et à l'intensification de la convection profonde. L'apport combiné d'anomalies de sel d'origine Arctique, ou « route Nord », et d'origine subtropicale, ou « route Sud », conduit in fine au renforcement de l'AMOC et au réchauffement progressif de l'Atlantique Nord.

Environ 10 ans avant un maximum d'AMOC, la relation entre l'AMOC et la NAO s'inverse. Ce changement de signe est cohérent avec la réponse atmosphérique extratropicale à une téléconnexion engendrée par un décalage vers le Nord de la ZCIT en lien avec le réchauffement du bassin Atlantique Nord et à la construction progressive d'une phase positive de l'AMV. Via ses flux de surfaces, la NAO- rétroagit de manière positive sur le développement immédiat de l'AMV, mais prépare en même temps sa décroissance future en rétroagissant de manière négative sur l'AMOC. Nous trouvons également des relations significatives entre l'AMOC et l'EAP+ d'été sur une fenêtre allant de -30 ans à +10 ans, alors que l'EAP- d'hiver est favorisé en phase avec l'AMOC. A l'aide d'expériences additionnelles réalisées en mode atmosphérique forcé, où des anomalies de SST typique d'AMV sont prescrites, nous interprétons ces relations avec l'EAP comme la réponse locale et saisonnièrement dépendante de l'atmosphère à un bassin Nord Atlantique plus chaud. Enfin, l'advection de masse d'eau anormalement douce en provenance à la fois des tropiques (engendrées par des anomalies locales de circulations atmosphérique et océanique au pic d'AMOC) et de l'Arctique (engendrée par une fonte générale de couverture de glace de mer) conduisent à une diminution de la densité du SPG et contribuent à la fin des événements AMOC/AMV du modèle.

En résumé, les effets combinés de la NAO et de l'EAP, de par leurs relations saisonnières avec l'océan alternant entre forçage et réponse au cours du cycle de vie de l'AMOC/AMV, et le rôle principal joué par les anomalies de salinité sur les changements de dynamique océanique, sont responsables dans CNRM-CM5 d'un mode de variabilité irrégulier et amorti de l'AMOC/AMV qui se construit en ~35-40 ans et se dissipe en environ 15-20 ans.

III-1-2) Article publié dans *Climate Dynamics*

Chun Dyu
DOI 10.1007/s00382-014-2175-2

Combined influences of seasonal East Atlantic Pattern and North Atlantic Oscillation to excite Atlantic multidecadal variability in a climate model

Yohan Ruprich-Robert · Christophe Cassou

Received: 3 June 2013 / Accepted: 16 April 2014
© Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2014

Abstract The physical processes underlying the internal component of the Atlantic Multidecadal Variability (AMV) are investigated from a 1,000-yr pre-industrial control simulation of the CNRM CM5 model. The low-frequency fluctuations of the Atlantic Meridional Overturning Circulation (AMOC) are shown to be the main precursor for the model AMV. The full life cycle of AMOC/AMV events relies on a complex time-evolving relationship with both North Atlantic Oscillation (NAO) and East Atlantic Pattern (EAP) that must be considered from a seasonal perspective. In order to isolate their action, the ocean is responsible for setting the multidecadal timescale of the fluctuations. AMOC rise leading to a warm phase of AMV is statistically preceded by wintertime NAO+ and EAP+ from \sim Lag = 0 to 20 yrs. Associated wind stress anomalies induce an acceleration of the subpolar gyre (SPG) and enhanced northward transport of warm and saline subtropical water. Concurrent positive salinity anomalies occur in the Greenland-Iceland-Norwegian Seas in link to local sea-ice decline; these are advected by the Eastern Greenland Current to the Labrador Sea participating to the progressive densification of the SPG and the intensification of ocean deep convection leading to AMOC strengthening. From \sim Lag = 10 yrs prior an AMOC maximum, opposite relationship is found with the NAO for both summer and winter seasons. Despite negative lags, NAO+ at that time is consistent with the atmospheric response through teleconnection to the northward shift/intensification of the Inter-Tropical Convergence Zone in link to the ongoing warming of tropical north Atlantic basin due to AMOC

rise/AMV build-up. NAO+ acts as a positive feedback for the full development of the model AMV through surface fluxes but, at the same time, prepares its termination through negative interaction on AMOC. Relationship between EAP+ and AMOC is also present in summer from \sim Lags = 30 to 10 yrs while winter EAP+ is favored around the AMV peak. Based on additional atmosphere-forced experiments, both are interpreted as the local seasonal-dependent atmospheric response to warmer North Atlantic. Finally, advection of fresher water from the tropical basin created by local atmosphere/ocean interaction circulation on one hand and from the Arctic on the other hand due to large-scale sea ice melting leads to decrease of density in the SPG and contributes terminating the model AMOC/AMV events. All together, the combined effects of NAO and EAP, their intertwined seasonal forcing/fluxes rely upon by the ocean and the primary role of salinity anomalies associated with oceanic dynamical changes acting as an integrator are responsible in CNRM-CM5 for an irregular and damped mode of variability for AMOC/AMV that takes about 35–40 (15–20) years to build up (dissipate).

Keywords Atlantic Multidecadal Variability (AMV) · Atlantic Meridional Overturning Circulation (AMOC) · North Atlantic Oscillation (NAO) · East Atlantic Pattern (EAP) · Ocean-atmosphere interactions · Internal climate variability

1 Introduction

Public understanding, perception and recognition of climate change due to human activities are greatly shadowed by internal variability that occurs over a wide range of time

Y. Ruprich-Robert (✉) · C. Cassou
Climate Modelling and Global Change Team, CNRS/CEM3,
CNRS, 47 Avenue Gaspard Coriolis, 31057 Toulouse, France
e-mail: rrobert@cem3.cnrs.fr

scales (from days to several decades). Also referred to as “noise”, the latter intrinsically arises from the interactions between all the climate subsystems (atmosphere, ocean, cryosphere, continents and biosphere) that are characterized by different physical/dynamical/chemical properties. The internal variability is superimposed to the so-called externally forced variability that comprises natural (solar activity and volcanism) and anthropogenic sources (emissions of greenhouse gases – GHG, sulfate aerosols etc.). The weight of internal versus forced component increases from global to regional scale (Deser et al. 2012). The time of emergence (ToE) defined as the “date” from which the climate signals induced by anthropogenic forcings emerge from the noise is thus yet to come for most of the regions while it can be detected on planetary-integrated quantities (e.g. Hegerl et al. 2007). Estimated from models of the 3rd Coupled Model Intercomparison Project (CMIP3), the ToE is relatively near enough (this decade or the next) for temperature related fields over a broad tropical band (except in the equatorial eastern Pacific) and at polar latitudes, but it could be delayed to 2030–2040 at midlatitudes or even later for some specific locations such as the North Atlantic basin and the Austral Ocean (Hawkins and Sutton 2012). Over there, it is thus essential to understand the origin of the internal modes, their dynamics and their evolution in order to disentangle their fingerprint from observed patterns and to assess their relative contribution for near future climate evolutions (from one-to-three decades).

IPV and AMV standing respectively for Inter-decadal Pacific Variability (Zhang et al. 1997) and Atlantic Multi-decadal Variability, also referred to as Atlantic Multi-decadal Oscillation (AMO) by many authors (e.g. Kerr 2000), are the two main modes of variability at decadal timescale whose weight can either aggravate or moderate, depending of their phase, the long-term warming trends caused by anthropogenic forcing (see for instance Meehl et al. 2008 for the accelerated global warming in the 1970s and 1980s and Meehl et al. 2011 for the ongoing “hiatus decade” in the 2000s, in link to IPV). AMV is defined as the low-pass filter (decadal timescale) sea surface temperature (SST) anomalies in the North Atlantic obtained after having removed the signal associated with the external forcings; estimation of the latter can be assessed through several techniques (e.g. Trenberth and Stepan 2006; Tang et al. 2009, etc.). The AMV is characterized by a basin-scale anomalous pattern of same sign with maximum loading in the subpolar gyre (SPG) and eastern midlatitude basins (e.g. Schlesinger and Ramankutty 1994). Its precise preferential time-scale of variability is difficult to assess due to the shortness of the observed period. A 60–100-year range covers most of the estimates in agreement with analyses from longer SST time series reconstructed from

proxies (e.g. Gray et al. 2004, using tree rings going back to ~1600). Within this frequency band, the SST standard deviation averaged over the North Atlantic basin is equal to ~0.16 °C corresponding to about 35 % of the total variance estimated from yearly mean data. Through atmospheric teleconnection, AMV seems to control a large part of the decadal variability over the Atlantic surrounding continents, especially in summertime (Wang et al. 2012, among others). For a positive phase (basin-wide warmer North Atlantic), hurricane activity is clearly reinforced (e.g. Goldenberg et al. 2003; Vinnikov and Kiswani 2007), summer precipitations over Western Europe and the Sahel are intensified (e.g. Sutton and Dong 2012; Morion et al. 2011, respectively) while drought conditions prevail in the Nordeste Brazil (e.g. Poland et al. 2001) and in the Great Plains of the North American continent (e.g. Erfield et al. 2003; McCabe et al. 2004; Sutton and Hosson 2005).

The extraction of the AMV, as a strict internal mode of variability, and its weight in the total variance of the North Atlantic SST (defined as the 0°–60°N average of annual mean SST anomalies, hereafter NASST), is not straightforward though from the sole observations. Based on model analyses from CMIP3 and the latest CMIP5 exercise, the low frequency observed NASST fluctuation over the last 150 years or so, indeed appears to be the final product of multiple factors (Terry 2012) combining external forcings together with internal dynamics, but the weight between factors is clearly model dependent. In Otieri et al. (2010) and Swingedouw et al. (2013), solar and volcanoes play a crucial role, while Chang et al. (2011) and more recently Booth et al. (2012) point out the dominant action of the anthropogenic sulfate aerosols. In the latter study based on the HadGEM model, external forcings control all together about half of the observed NASST variance, but this result is very controversial though because HadGEM appears unique amongst in the CMIP5 models in producing such a strong response to aerosols changes over the North Atlantic (Chang et al. 2013; Zhang et al. 2013). Similarly, the importance of the volcanoes in Swingedouw et al. (2013) is debatable because of the presence of an overly dominant intrinsic decadal oscillatory mode of variability in the IPSI model that resonates with the timing of the late XXth century major eruptions. Therefore, there is still plenty of room for internal variability, i.e. AMV dynamics, to explain a large part of the observed NASST low frequency variability as convincingly shown in numerous studies based either on multi-model or ensemble experiments (see e.g. Knight 2009; Tang et al. 2009 respectively).

Additionally, Deser et al. (2011) argues that a planetary pattern of multi-decadal variability whose origin is purely internal and whose maximum loading is found in the

Atlantic, aka. the AMV, even exists and is separable from the anthropogenic-forced response. The latter internal mode could have significantly contributed to the accelerating warming trend over 1977–2008 with respect to the previous decades of comparable radiative imbalance due to external forcings. Within this framework, the AMV is interpreted as a fingerprint of broader interdecadal oceanic variability (Stocker 1998; Wang et al. 2012) supporting the hypotheses on a driving role of the Atlantic Meridional Overturning Circulation (AMOC; Wunsch 2002) variability. But observations are too sparse, often too poor in quality and limited to the surface ocean in most or regions to draw firm and robust conclusions from the sole available data. Understanding and evidences mostly rely on models of different complexities (from fully coupled Global Circulation Models—GCM to simpler configurations allowing for very long integration in time). When run with constant external forcings, the models confirm the contribution of natural internal dynamics to the genesis of AMV types of variability. In most of them, AMV is also found to lag AMOC fluctuations by a few years (e.g. Medhaug and Furevik 2011 and references therein) whatever the characteristics of the latter that could clearly differ among models as there is no consensus at all about the driving internal mechanisms. AMOC fluctuations have been shown to be associated with changes in poleward ocean heat and salt transport originated either from the southern hemisphere (e.g. Blaesich et al. 2008; Marin et al. 2011; Gnanou et al. 2011), the tropics (among others, Delworth and Mann 2000; Veilinga and Wu 2004; Mignou and Frankignoul 2005; Knight et al. 2005), the Arctic latitudes (e.g. Ljungqvist et al. 2005; Hawkins and Sutton 2007) or a combination of all three. AMOC variability is though almost always accompanied by density fluctuations in the Nordic oceanic convection regions (Delworth et al. 1993; Marshall et al. 2001; Bentzen et al. 2004; Medhaug et al. 2011, among others). But the origins of those anomalies, their underlying mechanisms and their respective weight and interaction (freshwater versus momentum fluxes, advection versus local air–sea exchanges, sea ice role etc.), vary from one model to the next. AMOC fluctuations could thus be viewed either as a response to purely stochastic atmospheric forcing that would excite an internal mode of variability of the ocean set by the shape and bathymetry of the Atlantic basin (e.g. Delworth et al. 1993; Griffies and Tziperman 1995; Gnanou and Salas-Melia 2008; Deshayes and Frankignoul 2008; Kwon and Frankignoul 2012), or as the result of active, albeit weak, ocean–atmosphere coupling with the North Atlantic Oscillation (NAO, e.g. Tienmeermann et al. 1998; Edea and Willebrand 2001; Dazabasoglu 2008) or the East Atlantic Pattern (EAP; Mouchk and Frankignoul 2009), and the Tropical Atlantic Inter-Tropical Convergence Zone (ITCZ, Veilinga and Wu 2004).

Considering the driving role of AMOC, it is not surprising that large discrepancies between models therefore appear for the AMV pattern itself and its preferred time-scale as shown in Medhaug and Furevik (2011) from CMIP3. Besides AMOC, those discrepancies could be explained by the mean states and mean biases of the coupled models, their resolution (Hodson and Sutton 2012), the intrinsic level of internal variability at the ocean surface that is unique to each model and could differ by a factor of 3 in some regions (Hawkins and Sutton 2012), and by the presence of several mechanisms, all leading to AMV, but whose respective weight may differ between the models or could even be non-stationary in time within a given model (Kwon and Frankignoul 2012). Improving our understanding of the low-frequency climate variability of a given model could thus be considered as prerequisite or upstream study to interpret results from decadal hindcasts recently performed within CMIP5 (Meehl et al. 2009; Taylor et al. 2012).

The goal of this paper is thus to document the intrinsic characteristics of the AMV in CNRM-CM5 (Voldoire et al. 2013) in line with other similar papers recently published for CMIP5 models (e.g. Wouters et al. 2012). The paper is organized as follows: Sect. 2 briefly describes the model and its performance over the North Atlantic. The properties of the model AMV are presented in Sect. 3 followed by a detailed description of its relationship with the atmosphere in Sect. 4. The full life cycle of model AMV events is documented in Sect. 5 and 6 and the results are summarized and further discussed in Sect. 7.

2 CNRM-CM5 model description, configuration and mean state over the North Atlantic

2.1 Model components and configuration

The coupled GCM used in this study is the fifth version of the ENRM-CM suite of models jointly developed at Météo-France and Cerias (Centre Européen de Recherche et de Formation Avancée en Calcul Scientifique). The atmospheric component is ARPEGE-Climat-5.2 (Action de Recherche Petite Echelle Grande Echelle, Déqué et al. 1994) derived from the ARPEGEIFS operational weather prediction model maintained by Météo-France and the European Centre for Medium-Range Weather Forecasts. The configuration used for CMIP5 and the present study employs a T127 triangular horizontal truncation. Diabatic fluxes and nonlinear terms are calculated on a Gaussian grid of about 1.4° latitude by 1.4° longitude. The vertical is discretized over 33 levels (26 levels in the troposphere) using a progressive vertical hybrid coordinate extending from the ground up to 10 hPa. The ocean model is

CNRM-CM5 is part of a model hierarchy based on the Nucleus for European Modeling of the Ocean (NEMO) core (Madec 2008). CNRM-CM5 employs the version 3.2 of the code run globally on the so-called ORCA triangular grid at 1° resolution on average. The vertical is discretized over 42 levels with 18 in the first 250-m depth (10-m for the first level). The sea-ice model component is GYLFA-ICE5 (Salas y Méila 2002) and is directly embedded in the ocean component using the same horizontal grid. Energy and water fluxes at the surface are computed within the SURFEX module that is embedded in ARPEGE and includes three surface schemes for natural land, inland water (lakes) and sea/ice/mr areas based on the ISBA model (Niellou and Planton 1989). SURFEX also provides the simulated total runoff converted into river discharge by the TRIP model (Total Runoff Integrating Pathways, Oki and Sudi 1998) and ultimately passed to the ocean on a daily basis ensuring the closure of the global hydrological cycle. Finally, the coupling between the different components is handled by the 3rd version of OASIS (Ocean Atmosphere Sea Ice Soil, Valcke 2013) on a 21-h basis. The model uses no flux correction: consistency between surface fluxes and transports is thus ensured but it allows the model for drifting to its own mean attractive with respect to reality. The reader is invited to refer to Valloire et al. (2013) for a more complete documentation of the model.

2.2 Simulations

The AMV is investigated in the following from a 1,000-year long integration of CNRM-CM5 where all the external forcings (solar irradiance, anthropogenic greenhouse gases, ozone, aerosols, etc.) are fixed to their estimated 1850 pre-industrial values. A volcanic background is applied along the integration that will be referred as to PICTL following the CMIP5 nomenclature (Taylor et al. 2012). Initial conditions for PICTL have been obtained from a 200-yr spin up run, then discarded in the subsequent analyses, starting from temperature and salinity 3-dimensional fields at rest from the 2005 World Ocean Atlas (WOA05, Locarnini et al. 2006; Antonov et al. 2006, respectively). The energy model is relatively well balanced at the ocean-atmosphere surface ($+0.38 \text{ W m}^{-2}$) leading to a very weak 3D temperature drift in the ocean ($+0.04^\circ\text{C/century}$). By contrast, the CNRM-CM5 water flux is not conserved producing a spurious and significant drift in 3D salinity ($-0.011 \text{ psu/century}$), mainly due to erroneous and incompatible formulation in the concentration/dilution flux between NEMO and GYLFA in the current version. Subarctic basins are the most affected with local values as high as $-0.013 \text{ psu/century}$ in the Greenland-Iceland-Norwegian (GIN) Seas. Note though that these values, even for salinity, are rather reasonable compared to the range from CMIP5 models

(Locarnini and Ragoze 2011; Gupta et al. 2012). We verify that the artificial drifts do not introduce unward behavior of the model such as catastrophic collapse of the AMOC, rapid and unrealistic sea-ice formation etc. In the following, all analyses will be applied to linearly detrended data over the full 1,000 years of integration.

2.3 Mean biases over the North Atlantic

The goal of this short section is not to provide an extensive documentation of the model performance but to present some of the mean flaws in the North Atlantic, our region of interest. The climatological SST and SSS (sea surface salinity) model minus observations (World Ocean Atlas 05 dataset) difference are presented in Fig. 1. The model is characterized by a pronounced cold bias off Newfoundland that contrasts to slightly anomalous warmer SST along the eastern coast of North America (shallow bathymetry region of Newfoundland bank and Gulf of Mexico) and the western side of Greenland (Fig. 1a). CNRM-CM5 is also too cold in the tropics especially in the western basin dominated by a $\sim -1^\circ\text{C}$ SST bias. The midlatitude “blue spot” in temperature is density compensated with waters that are too fresh along the $40^\circ\text{--}50^\circ$ latitudinal band extending eastward (Fig. 1b). These biases reach 6–7 $^\circ\text{C}$ and $>3 \text{ psu}$ in SST and SSS respectively and lead to flow to spurious very strong stratification along the ocean column over the affected areas (mixed layer depth no deeper than 100 m at best). They directly reflect chronic ocean model deficiencies of the too-far north penetration of the Gulf Stream and the too-annual North Atlantic Current (NAC) path compared to reality (Griffies et al. 2009 for CMIP3, Danabasoglu et al. 2014 for CMIP5). At such a low vertical and horizontal resolution, because of complex interactions between western boundary currents, bathymetry and the absence of resolved eddies, the SPG is southward shifted leading to enhanced transport of cold, fresh Labrador Sea water to the midlatitudes and to a southward displacement of the NAC. Mean barotropic stream function and mean upper-200-m currents (Fig. 1c, e) also reveal a clear eastward expansion of the SPG towards Europe by about $\sim 15^\circ$ and a confinement and consistent acceleration of the northward flow of the NAC within the 25°W – 15°W longitudinal strip following the bathymetry constraint (see for instance Reverdin et al. 2003 for observational counterparts).

While most of these flaws are found in ocean models run in a forced mode using observed sea surface fields as above-mentioned, it is worth noting though that they are enhanced in a coupled context due to intrinsic biases of the atmosphere models. Errors in CNRM-CM5 (at sea level pressure and low level wind at 850 hPa given in Fig. 1f) are characterized by a southward (eastward) displacement of the mean Icelandic Low (Azores High) towards the

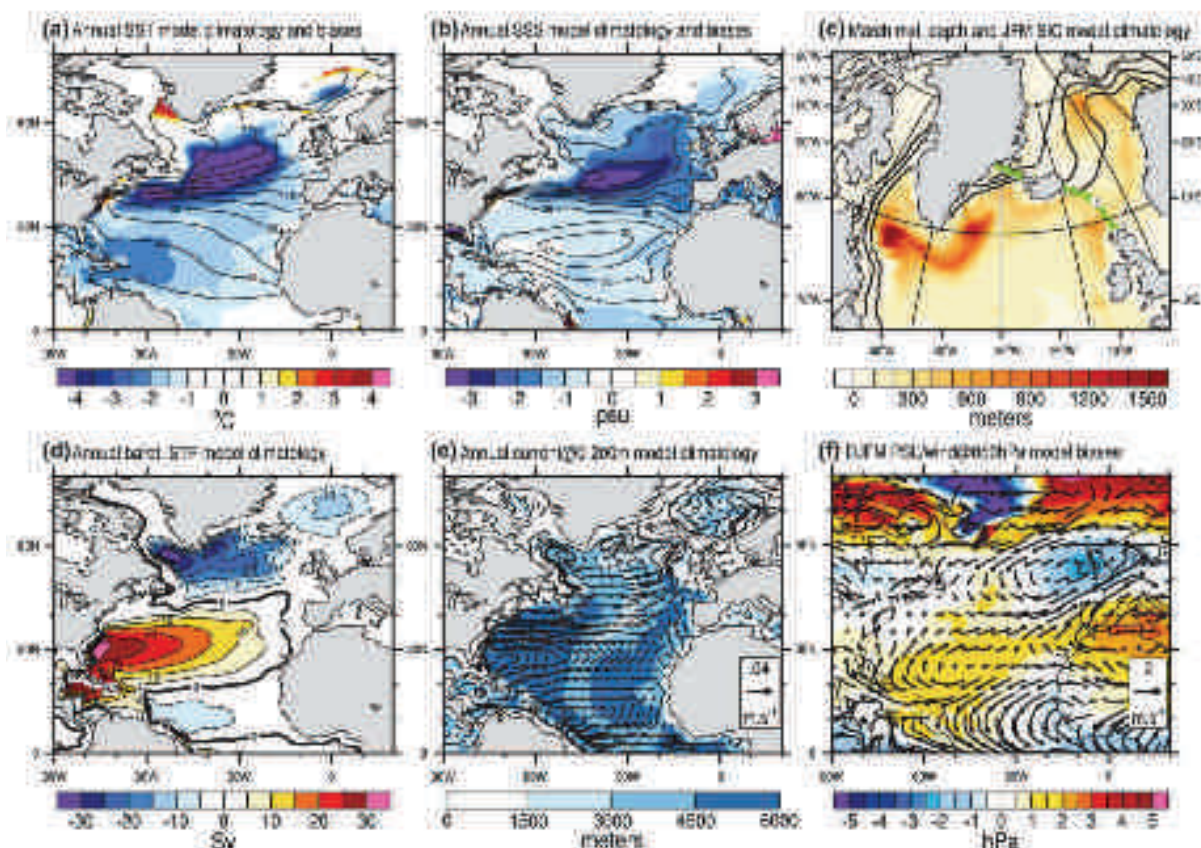


Fig. 1 a Climatological annual mean SST (contour) averaged over 1958–2002 from a CNRM-CM5 historical experiment and its difference with the World Ocean Atlas 35 dataset (vector). Sea ice areas are masked. b Same for SSS. c PCTL model climatological mixed layer depth in March (shading) and mean sea ice concentration (in %; contour; intervals are 40% and start from 10%). Given the correspondence to vertical pressure used subsequently for assessing water exchanges between GIN Seas and the Northern Atlantic. d PCTL

annual mean barotropic streamfunction, with positive value meaning clockwise circulation. Contour intervals are 5 Sv. e PCTL mean ocean currents averaged over the upper 200 meters (vectors) superimposed on model bathymetry (shading). f Difference averaged over 1958–2002 from a CNRM-CM5 historical experiment and MCFM climatological December–March Sea Level Pressure (shading) and wind at 850 hPa (vectors)

British Isles (western Mediterranean basin) leading to stronger westerlies from Florida to Europe and easterly biases over a broad 55°N–25°N latitudinal band. Those biases are extremely similar to the ones found when ARPEGE is run in a forced mode using observed SSTs. The erroneous rotational atmospheric circulation located off Ireland thus further contributes to the eastward expansion of the SPG and precludes the NAC to move northward from the central basin to Iceland as observed (e.g. Beaulieu and Talley 2008), thus favoring the longer route along the European continental shelf (Häkkinen et al. 2011). The 10°-zonal atmospheric flow at mid-latitudes also contributes to the southward displacement of the SPG and subtropical gyre (STG) latitudinal boundaries and to the 10°-wide extension of the Gulf Stream (i) latitude between 30° and 42°N (Fig. 1e). Only winter characteristics (i.e.

wind and sea level pressure (SLP) are shown for ARPEGE since the dynamics of that season mainly controls the mean circulation of the ocean.

Despite the above-mentioned flaws in geographical positions, the CNRM-CM5 mean ocean dynamics and the deep convection zones are broadly consistent with the observations. SPG and STG have a maximum strength of -36 and -40 Sv respectively, which lies within the observational estimates for both (e.g. Hakkinen and Rhines 2004; Meinert et al. 2010, respectively). North Atlantic deep-water (NADW) formation as indicated by deep mixed layer depths (Fig. 1c), mostly occurs in PCTL in the Labrador Sea ($>1,500$ m) and in the northern fringe of the SPG ($>1,200$ m in the Irminger Sea, ~ 600 m elsewhere). A secondary site is found in the GIN Seas with values as high as 800 m. The location of the maximum deep convection

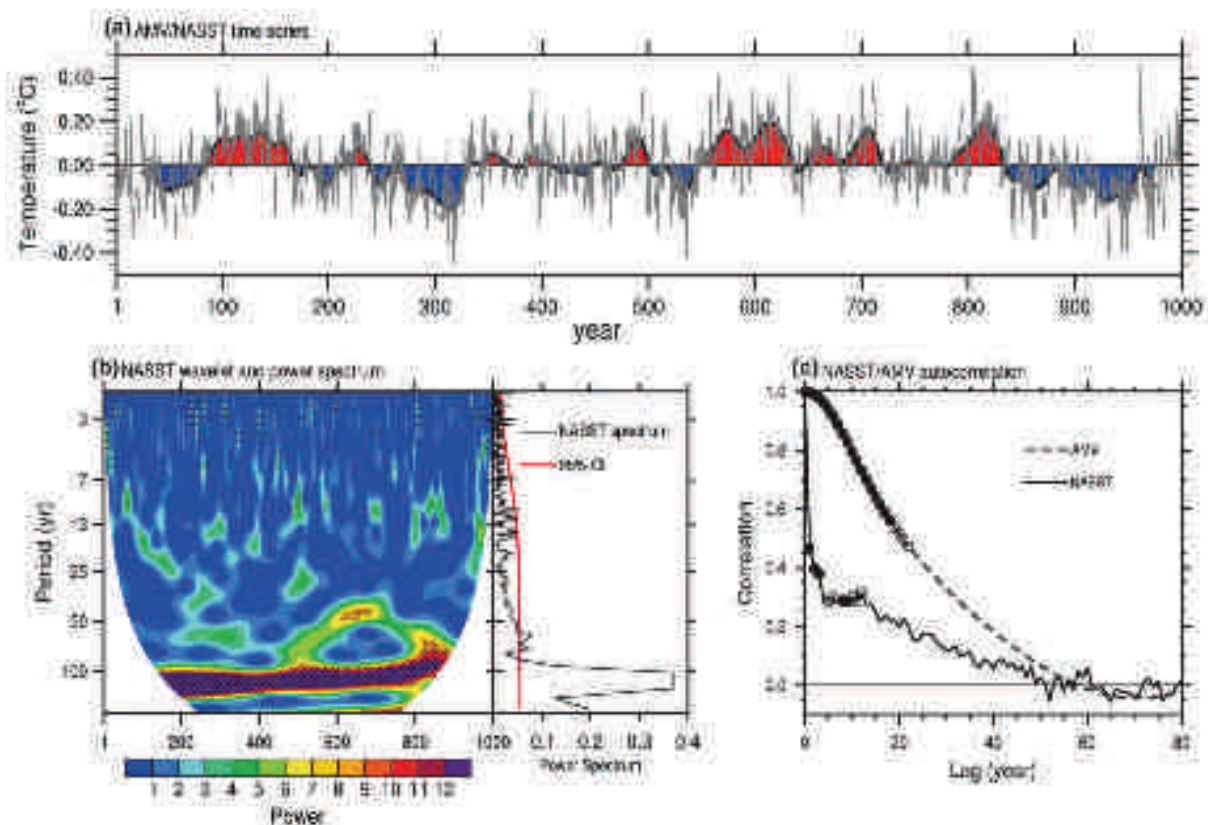


Fig. 2 a Annual NASST index computed as the grid area weighted averaged SST anomalies over 0°-60°N in the Atlantic (gray time series) superimposed on the AMV index defined as the low-pass filtered NASST index using a Lanczos filter (7 weights and a 25-yr cutoff period, thick time series). b NASST wavelet and power spectrum. c Auto-correlation of NASST (gray) and AMV (black) (see text). Significance at the 95 % (90 %) confidence level based on bootstrapping method (following Daxner and Hinkley 1997) is given by blue (red) dots.

zones compare relatively well with the observational estimates (de Boyer-Montégut et al. 2004). Most of the discrepancies occur along the Iceland-Bay of Biscay mixing pattern where mixing depths are clearly underestimated. This is again related to the climatological southward shift of the mean storm tracks in coherence with the pressure centers of actions displaced to the east in the model (Fig. 1f). The March sea-ice mean climatology is well captured especially in the Labrador Sea (Fig. 1e). Slight overestimation is found in the Greenland Sea where ice invades the northern coast of Iceland and episodically covers part of the GIN Seas (see the 10 % contour line).

3 Characteristics of the Atlantic Multidecadal Variability in CNRM-CM5

The North Atlantic Ocean variability in CNRM-CM5 is first assessed from the classical NASST index (Fig. 2a). Year-to-year fluctuations are superimposed on low-frequency

spectrum/significance following Torrence and Compo (1998). c Auto-correlation of NASST (gray) and AMV (black) (see text). Significance at the 95 % (90 %) confidence level based on bootstrapping method (following Daxner and Hinkley 1997) is given by blue (red) dots.

fluctuations characterized by the alternation of multidecadal, even centennial, pronounced cold and warm phases of different durations. A wavelet analysis (Torrence and Compo 1998) confirms that maximum energy is found within the 80–120-year band along the entire 1,000-yr integration (Fig. 2b). NASST spectrum accordingly shows that multi-decadal-to-centennial periods clearly dominate the North Atlantic variability. Secondary and marginal power concentration (tested against a red-noise process) occurs at decadal time scale within the 10–15-year frequency band but the latter is intermittent. Maximum of energy is found around 25 years chosen as cutoff frequency for low-pass filtering (Lanczos filter, Daxner 1979) applied in the following to isolate the low-frequency behavior of CNRM-CM5, hereafter referred to as AMV for simplicity (Fig. 2c). The ratio of variance between the low-pass filtered (AMV index) and raw NASST index whose deviation standard is equal to 0.14 °C, is about 40 %. Despite a significant strong power peak at centennial timescale in a Fourier perspective, it is important to note that neither AMV, nor even NASST, have oscillatory

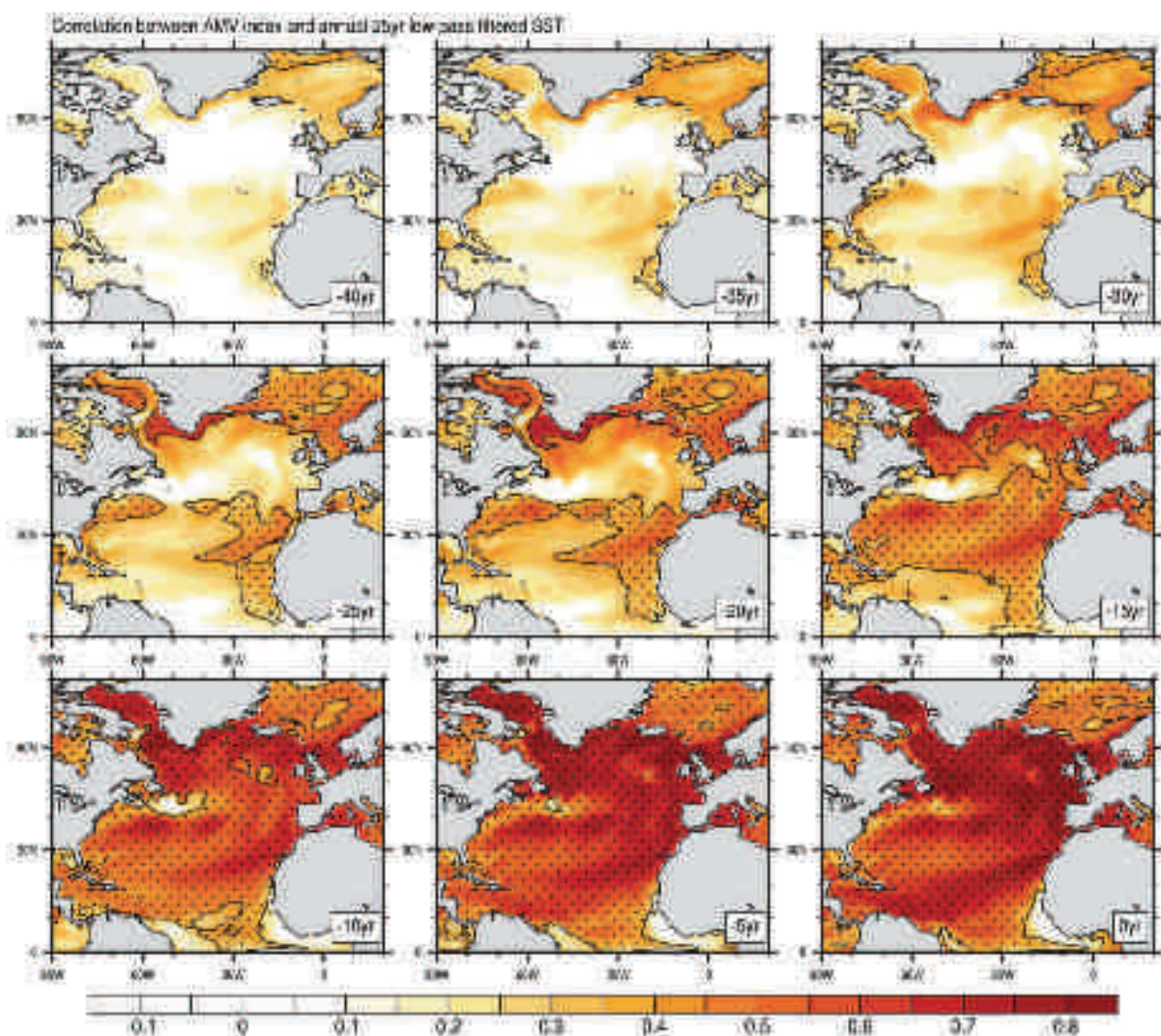


Fig. 3 Lagged correlation maps between AMV index and annual 25-yr low-pass filtered SST. Lags are provided in the lower right corner (negative values mean that AMV lags) and stippling marks for significance based on bootstrapping at the 95 % confidence level.

characteristics as revealed by the autocorrelation of the indices (Fig. 2c) and confirmed by a Singular Spectrum Analysis (not shown). By construction, significance is rapidly lost for NASST (up to 12 years at the very most) compared to AMV (up to 20 years).

Lagged correlation maps for SST are given in Fig. 3 to follow the emergence of the model AMV. Correlation is preferred here to traditional regression to stress out the importance of the tropics in the full development of the AMV in CNRM-CM5. Because of lower variance compared to midlatitudes, tropical anomalies are indeed often masked out while their role can be crucial, as discussed later, even if their amplitudes are in the order of a tenth of degree. Significant warming starts along the sea-ice edge

between Greenland and Spitzbergen about 40 yr prior to maximum AMV (Lag -40 yr, Fig. 3 top left). Positive SST anomalies slowly invade the entire GIN Seas and propagate along the Eastern Greenland Current (EGC) towards the Labrador Sea (Lag -35 yr). Concomitant warming starts in the eastern side of the tropical basin and along the Gulf Stream. At Lag -15 yr, the western side and the northern fringe of the SPG have warmed significantly as well as the midlatitude/subtropics within a broad 15°N–40°N latitudinal band. Non-significant values are found in areas of erroneous overall stratification (between 45°N and 55°N, see previous section) and may suggest some impacts of the mean state/biases of the model in the setup of its AMV. From Lag -10 yr onwards, warming

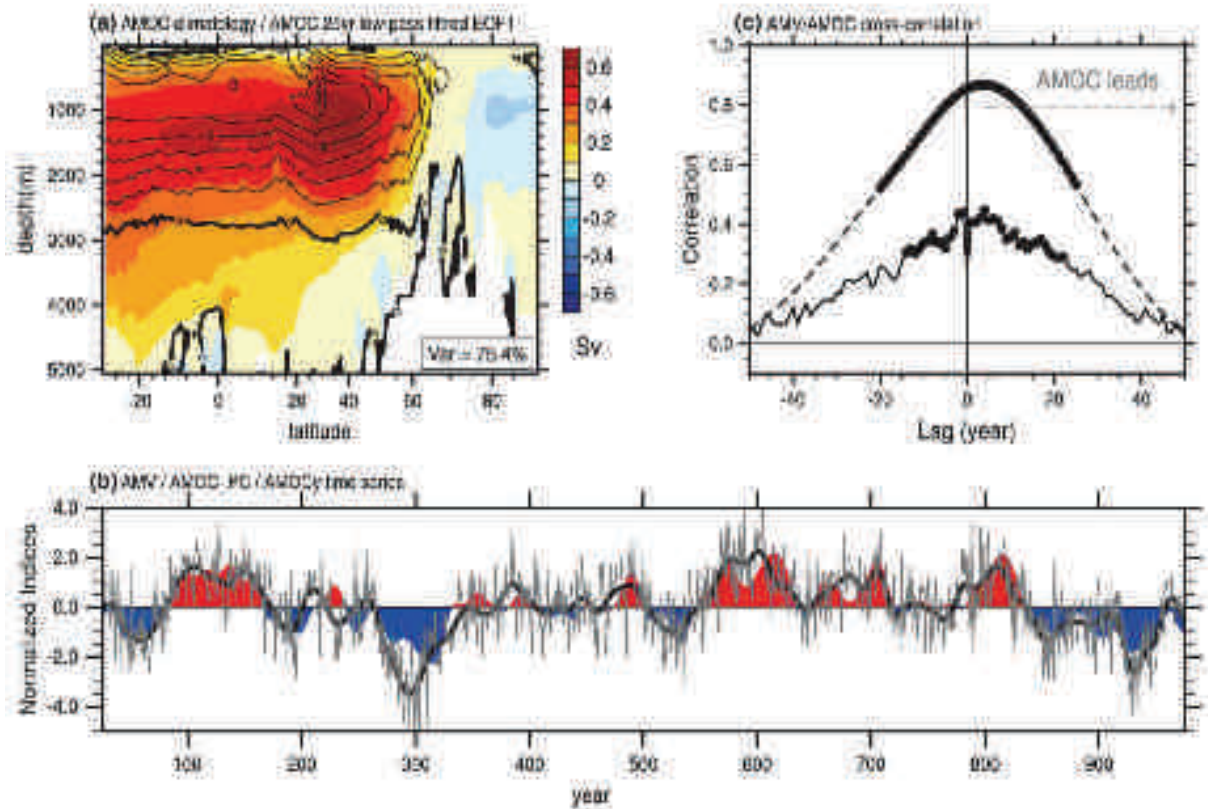


Fig. 4 a Climatological streamfunction of the annual mean rectified-integrated volume transport in the Atlantic AMOC, section average is 2 Sv superimposed on EOF1 pattern of the 25-year low-pass filtered AMOC (shading) explaining 75.4% of the total total variance. b Normalized PC1 (AMOC_PC1) and AMOC time series.

One gray line superimposed on the AMV index (shaded filling). c Cross correlation between AMV/NARSST and AMOC_PC1 (solid line) and AMOC (dashed line) indices. Significance at the 95% confidence level based on bootstrapping method is given by gray area.

expands over the entire SPG domain and further penetrates southward in the tropics. When AMV peaks, the entire basin is warm with maximum loading (correlation >0.7) over the SPG region, along the European Coast and a band extending from the Canaries Isles to the Caribbean.

Consistently with DeBoer et al. (2011)'s findings, regressed low-pass filtered 2-m temperature (T2M) onto the AMV index displays, in phase, a clear planetary pattern (not shown) that controls a large fraction of the global mean temperature low-frequency changes in CNRM-CM5 (correlation equal to 0.71 between AMV and global averaged T2M indices). The northern hemisphere warming linked to the AMV is interpreted as the surface fingerprint of changes in AMOC strength as suggested in several studies (see Knight et al., 2005; Zhang 2007 among others). Traditionally assessed by the meridional overturning mass streamfunction, the mean AMOC in CNRM-CM5 shows a classical clockwise cell that materializes the northward mass transport in the upper ocean up to about 60° of latitude where downwelling occurs (Fig. 4a) and NADW forms. Return flows

take place below ~1,200 m in the model and a maximum value equal to ~14 Sv ($1 \text{ Sv} = 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$) is found around 800 m at 27°N. That climatological strength lies in the lower range of the 11–24 Sv observational estimates (Medhaug and Furevik 2011) from hydrographic data (e.g. Ganachaud and Wunsch 2000; Wunsch 2002), from the dedicated RAPID array at 26.5°N (Cunningham et al. 2007) or from satellite altimeter and Argo profiling float measurements (Widb 2010). The deeper anticlockwise overturning cell of Antarctic Bottom Water (AABW) is almost absent in CNRM-CM5 due to strong warm bias in the Austral Ocean that inhibits any deep-water formation there (Volodine et al. 2013).

Since we seek for mechanisms at multidecadal timescale in link to AMV, AMOC variability is assessed in the following from empirical orthogonal function (EOF) applied on low-pass filtered meridionally averaged mass streamfunction. The leading mode displayed in Fig. 5a captures ~75% of the low-frequency variance and projects very well onto the true mean structure of the AMOC, suggestive

Combined influences

of changes of its full body. Greater lagging is found in the North Atlantic through (from 20°N to 50°N) and gets deeper with a maximum value equal to 0.6 Sv around $\sim 1,100$ m for a fluctuation of one standard deviation of the principal component (PC). The latter, hereafter referred to AMOC_PC index for simplicity, displays multi-decadal to centennial fluctuations that closely resemble the AMV ones (Fig. 4b). No oscillatory behaviors are noted for AMOC_PC as for AMV but a strong cross-correlation is found between the two indices with a maximum value of 0.91 when AMOC_PC leads AMV by about ~ 5 years (Fig. 4c). AMOC low-frequency variability can be interpreted here as the overly dominant precursor of the AMV (linked to about 90 % of its variance).

Focus will be devoted in the following to the origins of the AMOC changes leading to those to AMV. To do so, AMOC_PC is complemented by a new index called AMOC_y, following Madsen and Frankignoul (2009)'s recommendation when the goal is to isolate the lead-lag relationships between the oceanic low-frequency fluctuations and the atmosphere that is dominated by very high frequency variability. AMOC_y consists in projecting the raw annual mass streamfunction maps onto the low-frequency EOF pattern of AMOC given in Fig. 4a. By construction, AMOC_y thus shares the same low-frequency variance as AMOC_PC but modulated by interannual changes on top of it (Fig. 4b). The rationale for this index relies on the fact that raw interannual patterns of AMOC variability mainly represent the wind-driven ocean response in the depth-meridional plane associated with El Niño Southern Oscillation (ENSO) and the NAO (Vellinga and Wo 2009), but not the full spin-up/spin-down of the NADW cell at the core of multi-decadal changes. On a statistical point of view, significance for ocean-atmosphere lead-lag relationships is also better assessed because the time evolution of the AMOC_y index is not affected by any temporal filtering applied a posteriori to isolate low-frequency characteristics: the filtering is instead a priori accounted in the spatial pattern itself. Thus, lead-lag correlations between AMOC_y and NASST indices (Fig. 4c) confirm that the AMV-AMOC ~ 5 yr lagged relationship (AMOC in advance) presented earlier in this section is not statistically perturbed by the 25-yr low-pass filter. Loss of correlation at lag 0 confirms that there is no in-phase relationship between the annual North Atlantic SSI and the AMOC low-frequency variability.

4 Role of the atmosphere in the CNRM-CM5 AMOC-AMV multi-decadal variability

Atmospheric variability is first assessed through decomposition in EOF conducted separately on winter

(December–March, DJFM) and summer (June–September, JAS) seasonal averaged SLP over the North Atlantic–Europe domain (NAE, 20°N–80°N/0°W–30°E). We show in the following that stratifying into season, as opposed to use annual means, is crucial to understand the ocean–atmosphere interaction. Annual quantities are generally misleading because they mix fortuitous roles of the atmosphere upon the ocean that could be seasonal-dependent.

The leading wintertime EOF mode captures the NAO characterized by a seesaw structure between the Icelandic Low and the Azores High (Fig. 5a). When positive (negative), both centers of action are reinforced (weakened) leading to enhanced (diminished) westerlies at mid-latitudes and trade winds in the subtropics (see Durell et al. 2003 for a complete review). In CNRM-CM5, the NAO represents a bit more than 40 % of the SLP NAE variance. The second mode (Fig. 5a) corresponds to the so-called East Atlantic Pattern (EAP, following Battiston and Lloveney 1987's nomenclature) and represents about 15 % of the variance. The positive phase is characterized by a low-pressure monopole located off the British Island. The spatial patterns and the weights for both the NAO and the EAP match relatively well the observed ones but for a slight northeastward shift of the pressure poles in link to the mean biases of the mid-latitude circulation that is too zonal in the model (see Sect. 2.2). Somewhat NAO and EAP modes (contour, Fig. 5a, b) bear a strong resemblance to their wintertime counterparts provided a shift of the anomalous pressure centers. Note that amplitudes in winter are considerably reduced in contrast with the annual cycle of the variance of the extratropical atmospheric circulation.

The relationships between NAE atmospheric variability and AMOC low-frequency variability are investigated in the following through lead-lag correlations diagnostics. Maximum values are found between AMOC_y and winter NAO1 when the latter leads by about 35 years [i.e. 45–25]-yr window, (Fig. 5c). Sign reversal in the winter NAO1-AMOC_y link occurs around 10-yr prior an AMOC maximum and NAO1 persists onwards while significance is weak. Recall that there is no a posteriori filtering in AMOC_y time series and in-phase relationship isolated peak at lag 0 thus mostly reflects the fast response of the ocean to the interannual atmospheric forcing (Madsen and Frankignoul 2009). Earliest significant correlations are also found with winter EAP+ over the (–40/–30)-yr window prior an AMOC maximum (Fig. 5d). This link is lost between –30 yr and about –5 yr before the emergence of opposite sign correlation, i.e. with winter EAP– for lag –5/–10 years. A clear signal pops out for the summertime EAP– (Fig. 5d) that is favored in a very persistent way from ~ -30 to ~ -10 years. Results are less striking for the

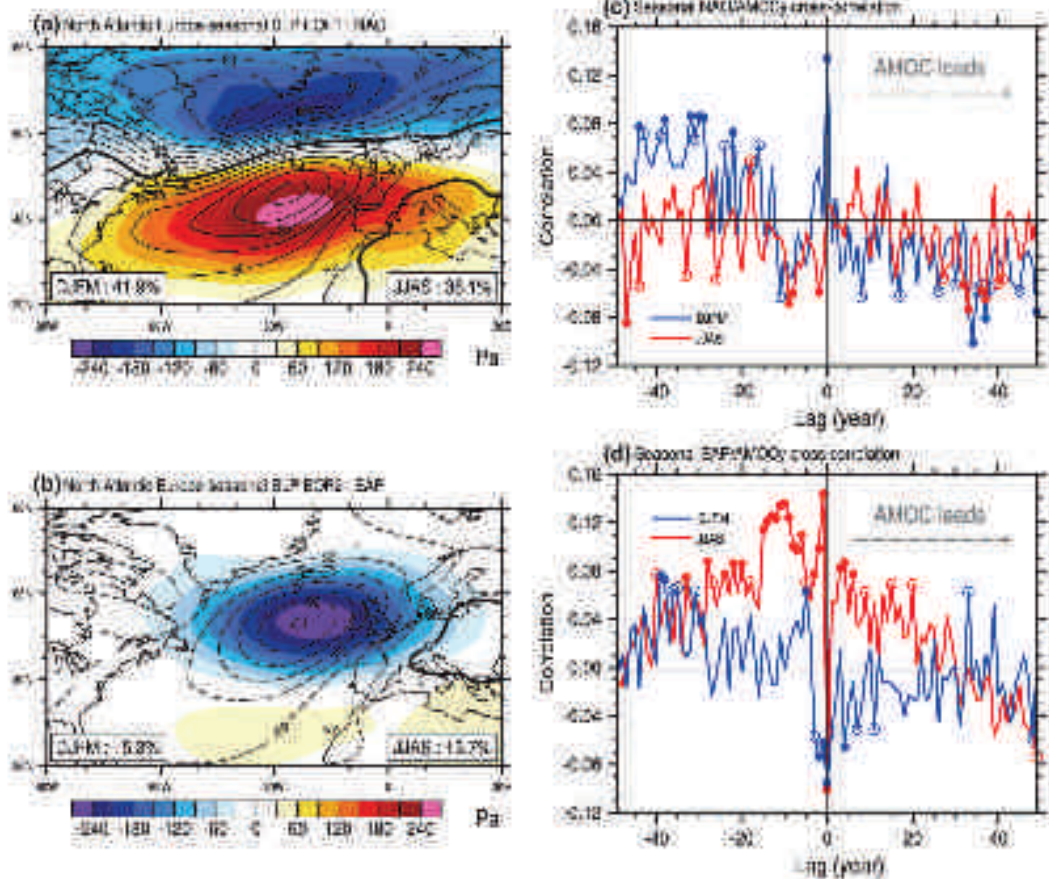


Fig. 7 (a) First and (b) second EOF maps of December–March (winter) and June–September (summer) mean sea level pressure in Pa. Percentages of explained variance are given in the lower corners. Contour interval is divided by two for convenience. (c) Leading

correlations between EOF PCs and AMOCy for winter (blue) and summer (red) seasons. Significance at the 5% (95%) confidence level based on bootstrapping method is given by open (dot) circles. Positive lags mean AMOC is leading.

summer-time NAO (Fig. 5c) significant correlation is obtained with NAO₁ over the [−1000] yr window and marginally later on around +55 yr in phase with winter-time NAO.

Beside the fact that, by construction, correlation values based on unfiltered data (Fig. 5) are smaller as opposed to more traditional analyses where low-frequency filtering is applied, those are weak and without clear oscillatory behavior. This suggests that the CNRM-CM5 multi-decadal variability of AMOC could be interpreted as the ocean integration of NAE atmospheric forcings without clear evidence for strong enough coupling or feedback to sustain oscillations. This interpretation would be consistent with the above-documented aperiodical properties of the AMOC variability and accordingly AMV that is mainly treated here as a by-product of the latter. We verify that the two SLP modes have a white noise type of variability (not shown). Considering the persistent significant values over

several decades between AMOCy and NAO/TAP, the multi-decadal AMOC in CNRM-CM5 seems to be driven by the low-frequency portion of the spectrum of atmospheric forcing similarly, for instance, to Delworth and Gleckler (2000) and Dong and Sutton (2002) findings for the GFDL and the HadCM3 models respectively. Those studies report the critical role of the NAO to speed up the low-frequency variations of the AMOC. In our case, we show that EAP should be also included as a forcing in addition to the NAO in agreement with former papers such as Ménéka and Frankignoul (2009). Earliest significances are found indeed for both modes in winter consistently with Knutti et al. (2001) who highlights that the latter season, with respect to summer, is responsible for most of the ocean forcing.

From a strict statistical point of view, negative lags indicate that the atmosphere is driving the AMOC. It is thus puzzling to note that the NAO/AMOCy relationship

Combined influences

switches sign while lags stay negative suggesting, at first glance, that both NAO+ and NAO- act as a forcing for AMOC as a function of lags. In a linear framework like in lead-lag correlations presented here, such an interpretation is misleading. Because of the multidecadal timescale characteristics of the CNRM-CM5 AMOC as documented from Fig. 2, about negative lags could signify to some extent the ocean influence upon the atmosphere while AMOC/AMV is still building up in response to earlier atmospheric forcing and associated low-frequency ocean adjustment. This calls for a detailed analysis of the full sequence and related mechanisms of a typical AMOC event in CNRM-CM5. Early stage (-10° – -20° -yr window) prior to an AMOC maximum where winter forcing dominates and late stage (-20° – $+5^{\circ}$ -yr) where forcing and response stay intertwined are inspected separately in the next two sections.

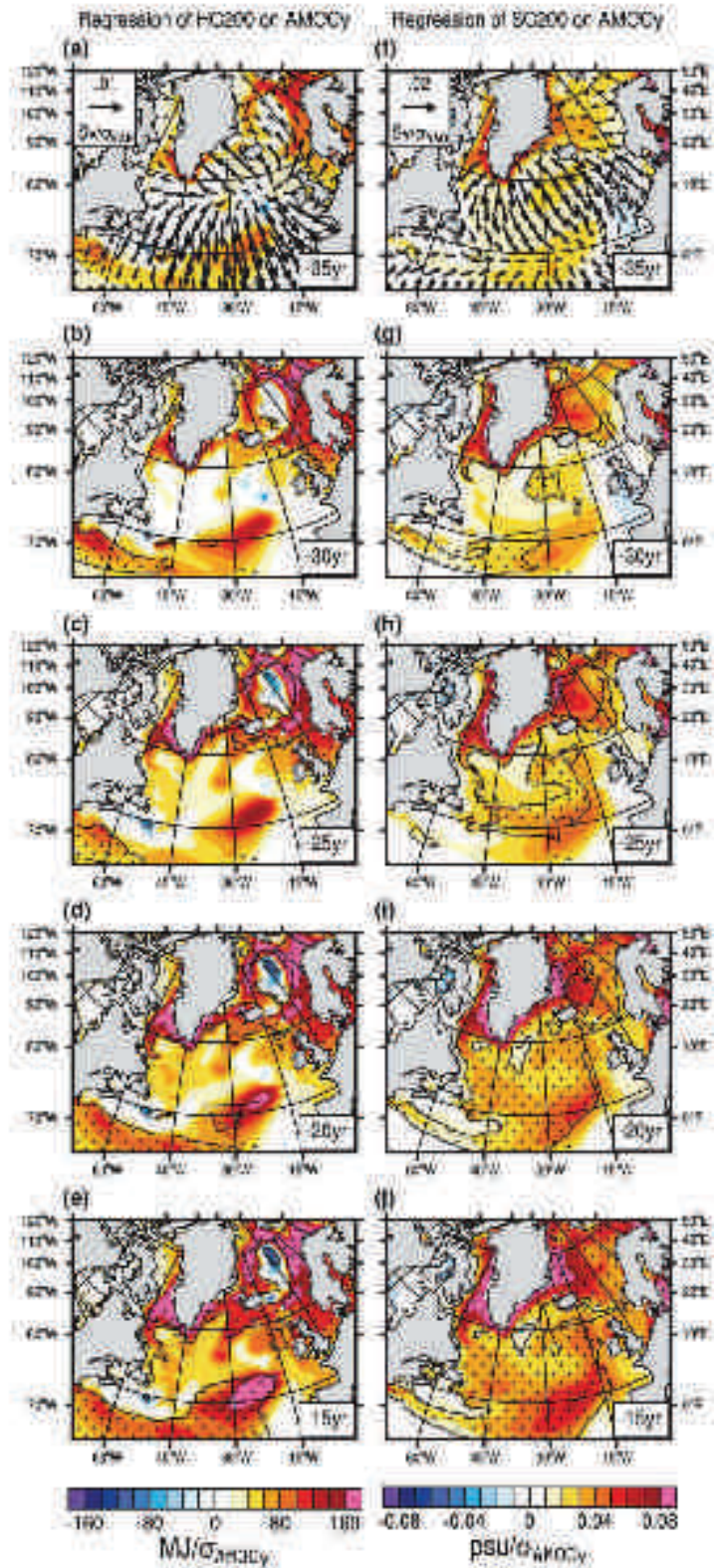
5 Early stage of the CNRM-CM5 AMV build-up

About 35 years prior to an AMOC maximum in response to atmospheric stochastic variability, the annual heat content of the upper ocean integrated from 0 to 200 m (hereafter referred to as HC200) starts rising along a broad 35° – 45° N latitudinal band as well as in the GIN Seas with maximum loading on the eastern side of the cyclonic mean circulation (Fig. 6a). Mean salinity averaged over the upper 200 meter (hereafter SC200) also increases at midlatitudes and on the northern fringe of the SPG (Fig. 6f). In GIN by contrast to HC200, maximum anomaly is found on the western side of the gyre. Amplification clearly occurs from Lag -30 yr (Fig. 6b, g) and values get progressively more and more significant with time. These irregular patterns are very much consistent with the ocean response to forcings from both NAO+ and EAP+ shown to be active in winter over the $(-35^{\circ}$ – $-25^{\circ})$ -yr window. Anomalous momentum input from changes in the wind stress fields cause significant changes in the oceanic heat transport and its divergence. Much of this effect is due to changes in the Ekman transport (Fig. 8d) leading during NAO+ to anomalous convergence (i.e. downwelling) along GIN and enhanced HC200 and SC200. NAO+ anomalous Ekman response is also associated with coastal upwelling along Greenland, which brings warmer and saltier water from subsurface to surface. Once generated, the heat and salt anomalies are advected by the mean current. NAO+ anomalous tropic circulation is also characterized by a triolar pattern consistent with a northward shift of the gyre (the intergyre-gyre, Marshall et al. 2001) leading to a westward extraction of the SPG and an acceleration of the NAC along the 35° – 45° latitudinal band (Fig. 7a). EAP+ leads also to an acceleration of the SPG, especially on its eastern side,

together with the intensification of the STC (Fig. 7c) in agreement with Hakkerer et al. (2017) and Barier et al. (2013) from observations and idealized simulations, respectively. The NAC, and in particular its northward branch between 30° W and 15° W from the Azores to Iceland is enhanced in resonance with the climatological background (Fig. 1e). All together, the ocean adjustment to both NAO+ and EAP+ thus leads to enhanced northward advection of warm and saltier water, which progressively invades the entire SPG, which is strengthening (Fig. 8a). This is particularly visible from SC200 where significance starts in the inner rim of SPG at Lag -25 yr (Fig. 6h) with intensifying anomalies that propagate northwestward along the mean ocean circulation from the East (Fig. 6b–d). While salt accumulates in the center of the gyre through lateral advection (Born and Mignot 2012), it acts as a positive retractor upon the SPG circulation following the so-called material salinity feedback (hereafter S feedback following Levermann and Born 2007). Density increases enough to cause stronger convection in the Labrador Sea from Lag -30 yr (Fig. 8a).

In CNRM-CM5, an additional and faster source of salt for the western side of SPG is found at the Denmark Strait (DS hereafter) and is also hypothesized to accelerate the Labrador-Sea response. Though anomalous Ekman transport due to altered wind stress during EAP+ (Fig. 6a), volume inflow from the Atlantic to GIN Seas is intensified at the Iceland-Scotland Ridge (ISR). This leads to increased heat inflow as inferred from Fig. 9) from the model ISR transect (estimated from the PAGO tool, Deshayes et al. 2014) where positive temperature anomalies extend down to ~ 500 m. Anomalous heat is progressively advected along the Norwegian coast until Spitsbergen (Fig. 6a, c, e). Enhanced cyclonic gyre circulation in GIN in response to NAO+ (Fig. 7a) additionally contributes to the efficiency of the transport along Scandinavia. Note also that reinforced westerly winds during NAO+ and EAP+ produces an additional source of local warming through anomalous surface fluxes (Fig. 7b, d). All together, these factors inhibit the sea-ice formation as diagnosed from leading correlations between model ice concentration leading EOF and AMOC (Fig. 10). Evidence for ice decline starts from -30 yr prior to an AMOC maximum in both summertime and wintertime. In CNRM-CM5, the resulting effect is dominated by enhanced evaporation over ice-free zones leading in turn to increased surface salinity as shown in Fig. 6f, g. We verify based on a salinity budget that the changes in salinity content in GIN during AMOC rise are controlled not by the salt convergence term but by the surface water flux as revealed by significant correlation between AMOC and the latter term prior an AMOC maximum (Fig. 11a). The convergence term is only significant at positive lags, during AMOC declines, balanced

Fig. 6 5-yr running 1000-hPa vertical-regression maps of annual mean heat (Q_{1000}) and salt (S_{1000}) fluxes averaged over the upper 200 m on the 5-yr running-averaged AMOCy index. Negative-lags prevail in the above-ridge column; AMOCy is lagging and stippling marks for significance level in both maps at the 95 % confidence level. Regressed fluxes to speed of wind (EAP and NAO) is superimposed in a, f, respectively.



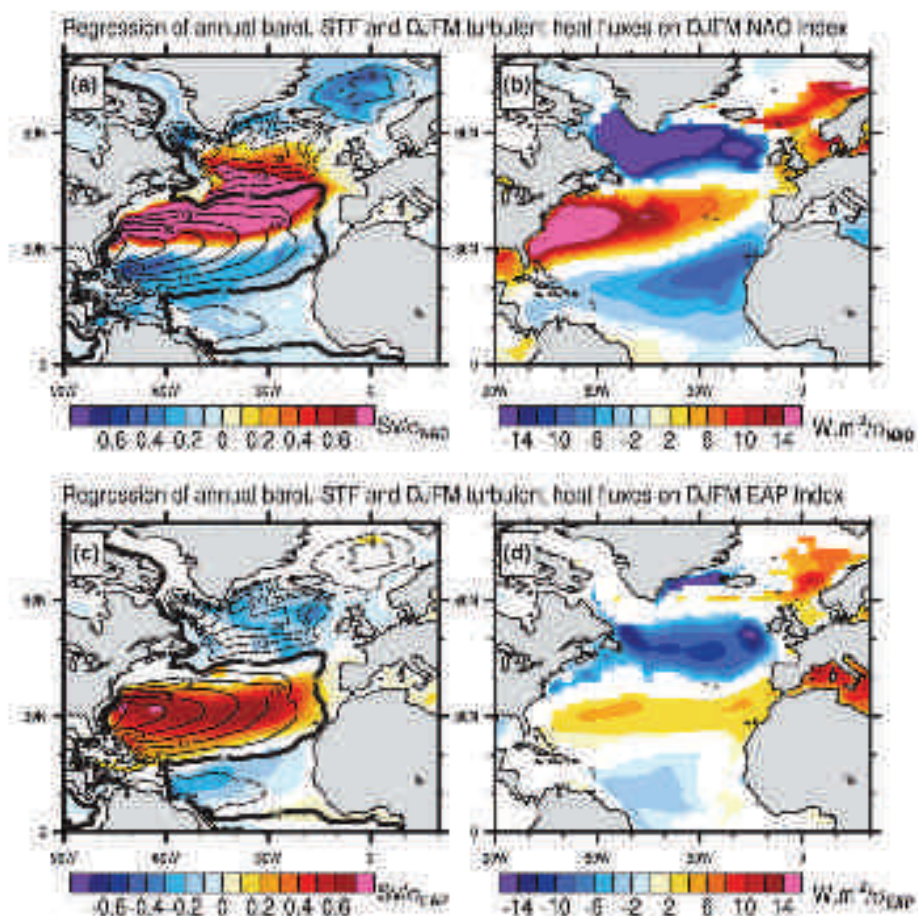


Fig. 7 Regression maps of annual barotropic streamfunction (top panels) and DJFM turbulent heat flux (lower panels) on the DJFM NAO (a, b) and EAP (c, d) indices. Units are Sv and $W m^{-2}$ per

standard deviation of PCs, respectively and zero significant points at the 95% confidence level based on bootstrap significance method. Mean annual barotropic streamfunction is superimposed in a.c.

evaporation appears in the GIN Seas ~ 30 yr before an AMOC maximum (Fig. 11b), matching the sea-ice cover reduction from Iceland to Spitzbergen as well as along the Greenland coast. Figure 11c shows the annual evaporation regressed upon freshwater surface fluxes averaged over the GIN Seas domain. Enhanced evaporation again matches pretty well the sea-ice limit. All together, this confirms that surface fluxes and especially evaporation are mostly responsible for changes in salt content in GIN Seas.

The salinity excess is then advected by the Fast Greenland Current through DS towards the sinking regions in the Labrador basin, as revealed from the DS massnet in Fig. 9c. It contributes to the intensification of the deep convection there in addition to salt inflow that progressively arrives along the SPG from its southerly border as above documented. Thus, in CNRM-CM5, the GIN Seas may act as a conveyor transforming heat anomalies from surface fluxes and inflow into salt anomalies in outflow. Indeed, marginal

significant temperature anomalies solely appear in DS at intermediate level (around 100-m depth, Fig. 9a) while they are very strong and extend deepward at the ISR inflow (Fig. 9b). In fact, surface warmer water along DS close to Iceland, albeit not significant, is associated with a recirculation current flowing to the North that is disconnected to the EGC (Fig. 10 and see for instance Nilsen et al. 2003, their Fig. 1 for observations). Concurrently, there is no salinity anomaly at ISR except at the surface between Iceland and Faroe (Fig. 9d) while they are produced at DS (Fig. 9c). The ISR surface salt excess comes, on one hand from the advection of the Greenland-side anomalies that recirculate along the climatological gyre in the GIN Seas (Figs. 1d, e and 9g–i), and on the other hand from the response through evaporation to local sea-ice decline; it is not associated with the inflow of Atlantic water.

The chain of events presented so far and displayed in Fig. 6 is much easier to follow on SC200 than HC700,

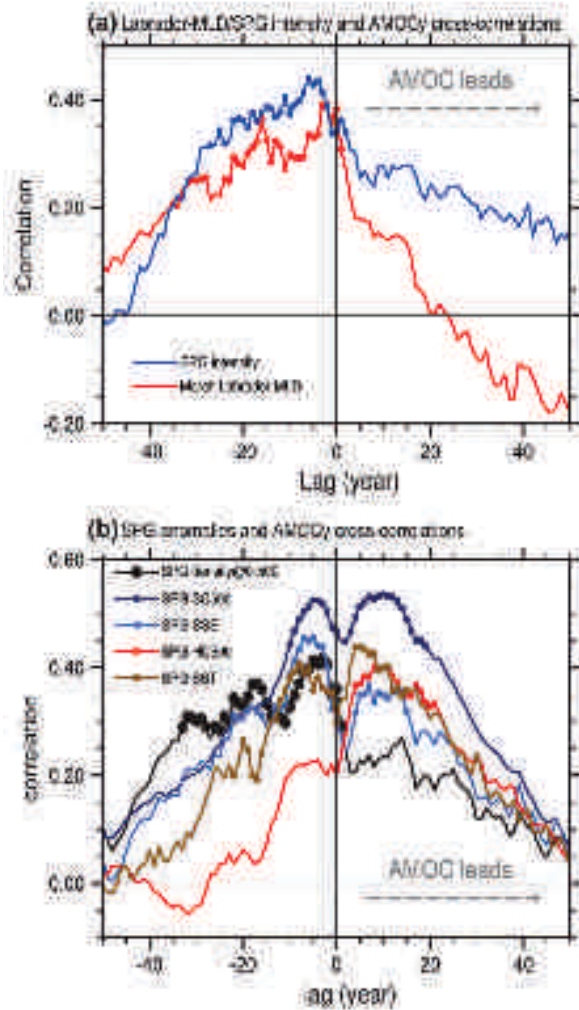


Fig. 8 a Lead-lag distributions between annual time series of SPG density/Mediterranean (MLD) and the Labrador Sea and AMOC. Significance at the 95 % confidence level based on bootstrapping method is given by solid dots. Positive lags mean AMOC is leading. The SPG density axis is based on the sound buoyancy stratification averaged over the SPG region where climatological values are lower than -10 kg m^{-3} . b Same but for SPG density averaged from 500 m to surface, SPG salt and heat content averaged from 500 m to surface. SST for SST

extent over the GIN Seas. Significance for the latter field is restricted to the Nordic Seas and south of 35°N from Lag -25 yr onwards (Fig. 6e–f) whereas the entire basin is almost covered by saltier water (Fig. 6h–i). Weaker signal in HC200 is associated with fluxes for both winter NAO+ and EAP+ that tends together to cool down the surface ocean along a broad 40°N – 60°N band (Fig. 7c, d). In addition, anomalous Ekman pumping associated with divergence of anomalous Ekman transport during EAP+ (Fig. 6a) tends to bring colder water from subsurface to the upper level ocean on the eastern side of the SPG. These

effects destructively interfere with the northward advection and invasion of warm water due to the acceleration of the SPG horizontal circulation (Fig. 8a) and the progressive increase of the AMOC. That said, their damping actions are not prominent enough to cancel out the overall warming due to the dynamical response of the ocean to winter NAO+ and EAP+ forcings. In addition, they cannot counteract the progressive densification due to the salinity penetration and acceleration of the SPG via the internal S-feedback. This is consistent with studies dealing with periods of variability greater than a decade or so (e.g. Knutti et al. 2001). As a summary, Fig. 8b shows the respective contributions of heat and salt in the relationship between density in SPG and AMOC.

When NAO+ and EAP+ winter forcings stop around $\text{Lag} = 20$ yr, the entire North Atlantic Ocean from 35°N to the Arctic is saltier (Fig. 6c, d). Warming is very pronounced in the northward outer rim of the SPG as well as in the GIN Seas except locally in the center where deep convection driven by salinity anomalies mixes colder water from depth (Fig. 6c, d). Warming is also present along the NAC in response to the spinning of the STG that transports heat anomalies from the tropics on its western side. On its eastern side, anomalous heat is found to propagate southwestward back to the tropics due to enhanced STG recirculation, from the African coast to the Caribbean as suggested by Fig. 3 (Lags -25 to -15 yr). Accordingly, anomalous positive SST anomalies tend to spread out to the south with time while the northern basin continues warming. We now concentrate in the following section on the puzzling sign shifts of the NAO around -10 years while AMOC is still rising and of the winter EAP over the $[-5, 5]$ -yr window. Focus will be also laid on the summer EAP+ mode that is present prior to AMOC maximum.

6 Full development of the AMV and AMOC decline

In addition to the contribution of the recirculation branch of the STG in response to winter-induced adjustment as above-discussed, summer EAP+ which has been present since $\text{Lag} = 30$ (Fig. 5d), tends through surface fluxes (similar to their winter counterpart in Fig. 7c but divided by a factor of 10 at midlatitude and 2 along 30°N , not shown) to further warm the ocean in the subtropics from 20° to 35°N . This leads to the southwestward extension of positive SST anomalies. Note that EAP+ summer fluxes continue damping locally the warm heat anomalies generated by winter-induced ocean circulation changes around 50°N while they still act as a positive feedback on GIN. Although the amplitudes of the atmospheric forcings are much weaker in summertime, altered fluxes may have significant impacts at the near-surface ocean because of the

III-1) Influences saisonnières des modes atmosphériques Est Atlantique et Oscillation Nord Atlantique sur la variabilité multidécennale de l'Atlantique Nord

Continental Influences

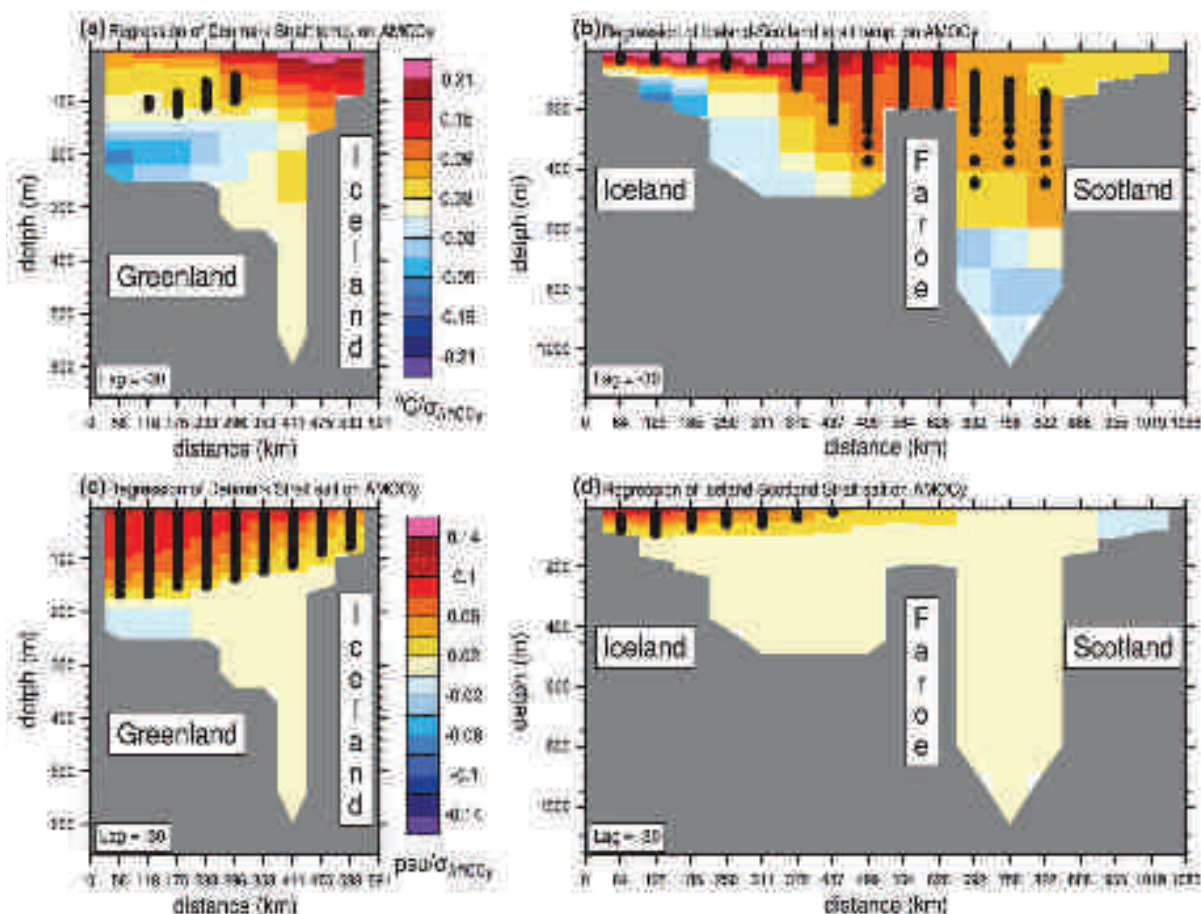


Fig. 9 Cross-sections of 3-yr running mean regression temperature (upper panels, a, b) and salinity (lower panels, c, d) on 3-yr running mean AMOCy at Lag = 30 yr for transects given in Fig. 11 and

corresponding to the Denmark Strait (left) and Iceland-Scotland Strait (right), respectively. Significance at the 95% confidence level based on bootstrapping method is given by black bars

seasonal, very-shallow mixed layer depth, while wind forcing plays a minor role on the ocean dynamics for this season (e.g. Barter et al. 2011).

The emergence for NAO— over the (–15)–30-yr temporal window for both summer and winter seasons, albeit weakly significant (Fig. 5c), is concomitant with changes in the position/strength of the Atlantic Inter Tropical Convergence Zone (ITCZ). In agreement with several studies (e.g. Menary et al. 2013), enhanced AMOC in CNRM-CM5 and associated warmer surface imprint at large scale (through the AMV hold-up, is linked to increased summertime precipitation along a broad latitudinal band around 12°N leading to enhanced African monsoon while drought conditions prevail southward, especially in the northern portion of South America (Fig. 12a). The ITCZ shift starts about –15 yr before an AMOC maximum and persists up to ~Lag

+25 yr (not shown). Changes in the mode: Atlantic ITCZ is accompanying by the alteration of the summer global Hadley cell circulation that is clearly reinforced (especially its rising branch, in agreement with Footline et al. 1999; Zhang and Delworth 2015) and expands northward (Fig. 12b). We find that the NAO anomalous pattern is more pronounced aloft than at the surface, Figure 12c displays the anomalous Z500^h regressed pattern upon AMOCy index at Lag = 10 yr (air standing for the departure from the local average of the geopotential height at 500 hPa) but is spatially correlated at 0.9 to the Z500^h anomalous pattern which corresponds to the upper level atmospheric signature of the summer NAO1. Z550^h is preferred here to use Z500 because the layer is polluted by the local expansion of the atmosphere due to the large scale warming over the entire Atlantic, similarly to DelSole et al. (2011).

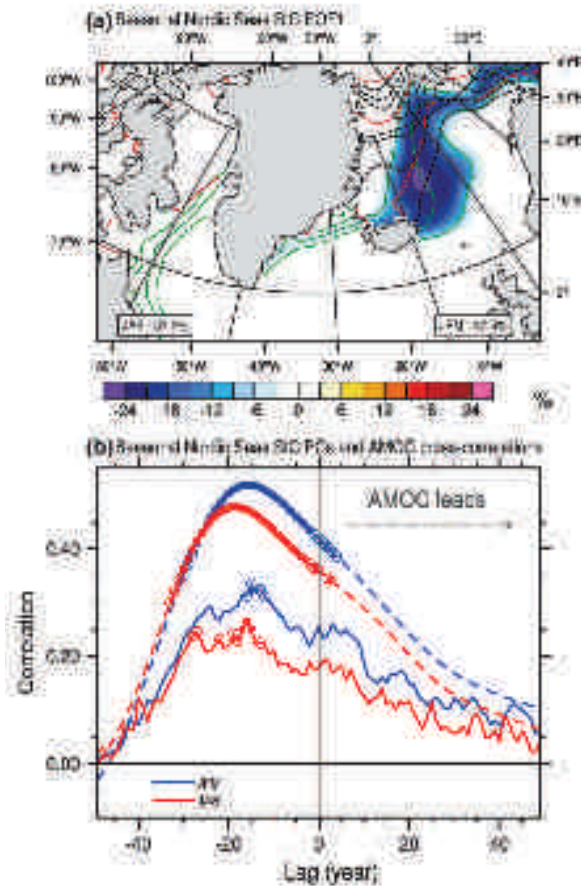


Fig. 10 (a) Leading EOF map of the winter (January–March, AMOC) and the summer (July–September, constant sea ice concentration) SIA. Percentages of explained variance are given in the lower corners. Climatological sea-ice areas in grey (winter) and brown (summer) (contour at 15, 20 and 30 % below 6° leading cross-correlation function between summer (raw) sea-ice filled PCs and AMOC (AMOC PC (2000–2009)) indices. Significance at the 95 % (90 %) confidence level based on bootstrapping method is given by thin (dots) (asterisk). Available lags where AMOC is leading.

Summer-time NAO— is interpreted as the extratropical atmospheric response to changes of the ITCZ and not as a forcing for AMOC rise despite the fact that significant lagged correlations between NAO and AMOC_{5yr} occur prior an AMOC maximum (Fig. 5b). Forty Lag = 5 yr onwards (Fig. 3), the subtropical northern Atlantic basin is warm enough to trigger a tropical atmospheric response leading to changes at midlatitudes through teleconnections following (for instance) Olafsson and Xie (2001) or Cassou et al. (2004b). Figure 11 lends further support for this hypothesis. An ITCZ index is built by averaging the model JAS anomalous precipitation over a narrow latitudinal band (8°N–18°N) covering the mean position of the Atlantic ITCZ from the Caribbean to the Sahel. JAS

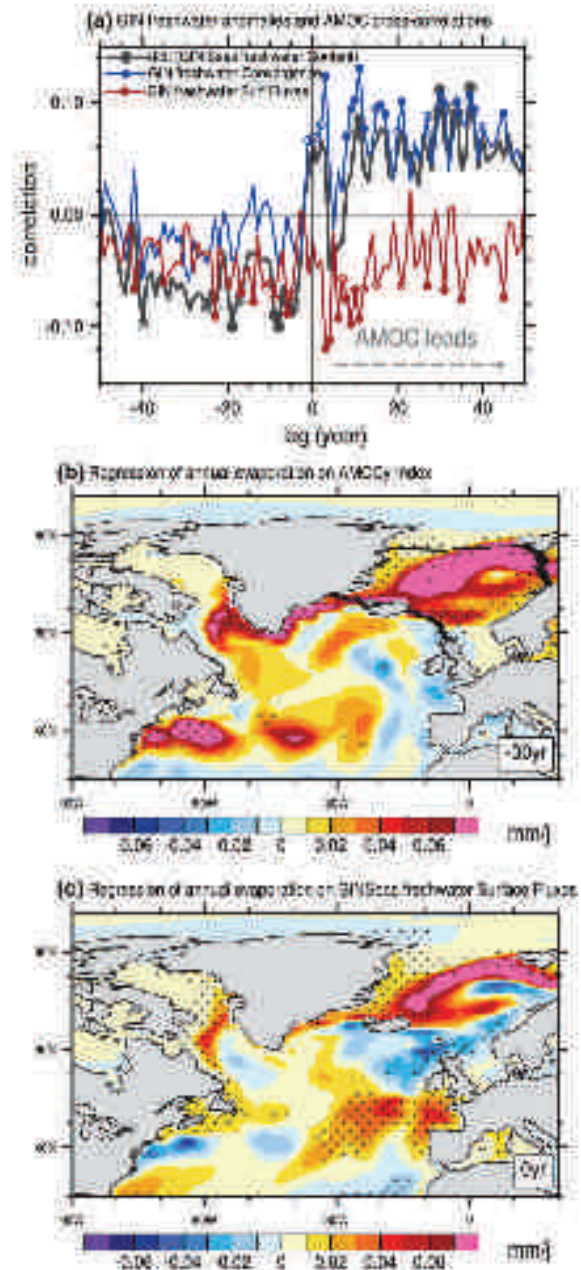


Fig. 11 (a) Time-lag correlation between AMOC and the derivative of the GIN Sea Ice Freshwater content (black), the surface total water flux (green) and the net surface freshwater convergence (blue). The GIN Sea Ice Freshwater content used for the salinity budget is shown as by 1000 kg m⁻³ below the NAOO contours. Significance at 95 % (90 %) confidence level based on bootstrapping method is given by thin (dots) (asterisk). Positive high mean AMOC is leading. (b) Regression of the 5-yr running mean annual evaporation field on the 5-yr running averaged AMOC_{5yr} index for Lag = 0 yr. (c) Phase lag section of the 5-yr running mean annual evaporation field on the 5-yr running averaged GIN Sea Ice Freshwater content fluxes index. Shading indicates significance based on bootstrapping at the 95 % confidence level.

Climatological Influences

surface temperatures regressed upon this index (Fig. 13a) that is largely dominated by interannual to decadal variability, shows warming in the northern subtropical Atlantic basin as part of a broad mid-latitude horseshoe pattern. Such a structure strongly resembles the one obtained from observations (e.g. Casassa et al. 2004b, their Fig. 2) and has been interpreted from sensitivity model experiments to be the surface ocean imprint of atmospheric forcing in response to ITCZ changes. Regressed 2500^h upon the ITCZ index projects very well onto the NAO pattern (spatial correlation equal to -0.7 with NAO) (Fig. 13b) but also onto the EAP one, to a lower extent (correlation equal to $+0.5$, not shown).

To even further lend some credibility to the diagnostic analysis presented so far, and to test the robustness of the interpretation that summertime NAO $+$ (EAP $+$) excitation prior an AMOC maximum is indeed a response to slowly developing AMV and not a real forcing for AMOC rise, results from additional atmospheric GCM simulations are provided in Fig. 14. We use two sensitivity model experiments performed within the DYNAMITE project where ARPEGE is forced by the SST anomalies corresponding either to WARM or COLD phases of the observed AMV (1951–1960) versus (1961–1990) mean conditions respectively. ARPEGE is integrated for 80 years for each experiment and the difference WARM–COLD is analyzed in the following. It would have been ideal to use here the CNRM-CM5 model AMV pattern to force ARPEGE instead of the observed one but both are strongly reminiscent (compare Fig. 14a, b) and we believe that the interpretations from DYNAMITE to understand the CNRM-CM5 processes are still valuable. The only caveat stands for high latitudes because prescribed sea-ice anomalies in DYNAMITE reflect the observed trends that are mostly explained by anthropogenic forcing and are not consistent warm (1951–1960) decades characterized by greater ice than (1961–1990) ones (Fig. 14c) with the model AMV/ice relationship (Figs. 10, 14a). The reader is invited to refer to Hodson et al. (2011) where the experimental protocol and the main results are described in details.

In summer, the DYNAMITE SLP response to AMV is characterized by a basin-wide negative SLP anomaly with maximum loading located south of Ireland (Fig. 14c); the pattern projects very well on EAP $+$. To go beyond the simple evaluation of mean changes, we perform an EOF decomposition of the NAT SLP anomalies calculated from WARM and COLD concatenated experiments. Monthly anomalies for December–March months taken separately are preferred instead of DJFM seasonal means to increase the sample size (10 months \times 80 years \times 2 experiments) as that one can correctly draw the probability density functions (PDF) of the principal components for the two

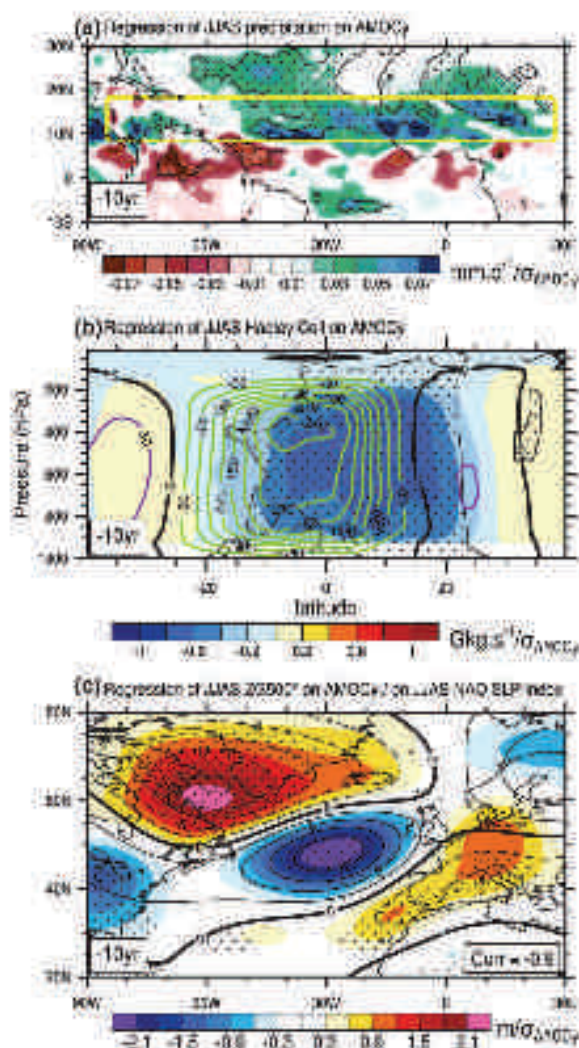


Fig. 12. Regression on 5-yr running averaged AMOCs at Lag = 0 (yr) for summer (JAS) 5-yr running mean precipitation (a), atmospheric meridional streamfunction (b) and 2500-h geopotential height at 500 hPa (c). Units are $\text{mm}/\sigma_{\text{AMOC}}$, $\text{m}/\sigma_{\text{AMOC}}$, and contour (in standard deviation of 5-yr running average AMOC), respectively. Shading stands for significance based on bootstrapping at the 95 % significance level. Mean summer atmospheric meridional streamfunction (contour interval is 30 Gkg s^{-1}) is superimposed in (b). The regression of JAS 2500^h on JAS NAO estimated from EOF (Fig. 3c) is superimposed in c, contour interval is 2 m per standard deviation of PC. The spatial correlation between the two 2500^h patterns is given in the inset (right corner, bold), but in a materializes the domain for averages of the precipitation/ITCZ index.

experiments. Shift in the PDF towards positive values is clear for the WARM experiments with respect to the COLD one for summer EAP (Fig. 14g); this is indicative for more excitation of summer EAP). In response to positive AMV. These findings confirm that the statistical correlations found in Fig. 5d for EAP at negative lags must

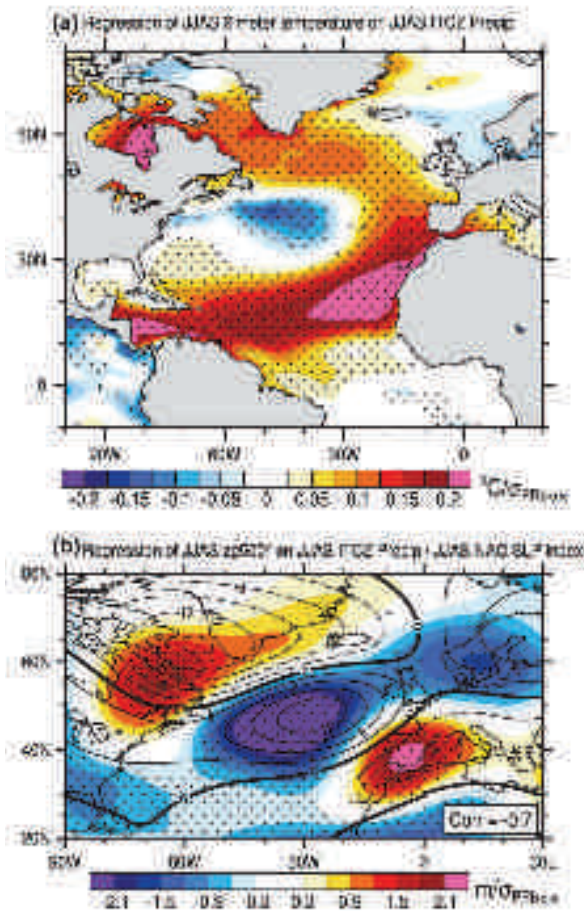


Fig. 13. Regression of HAS 2500m temperature (a) on the eddy geopotential height at 300 hPa, (b) on HAS precipitation IICZ index, stippling shows for significance based on bootstrapping at the 95 % confidence level. The regression of HAS 2500m on HAS NAO estimated from DQ (Fig. 5c) is superimposed in (b), contour interval is 0.2 in per standard deviation of PC1. The spatial correlation between the two 2500m patterns is given in the lower right corner.

be interpreted as the local atmospheric response to the ongoing warming of the North Atlantic basin, and not as a direct forcing for AMOC. The EAP response to the ocean is consistent with theoretical works (e.g. Kushnir et al. 2002), model studies (e.g. Meeck and Frankignoul 2010), and observation (Sutton and Dong 2012). No significant change is found for the summer NAO in DYNAMITE (Fig. 14g). In winter, mean changes in DYNAMITE are reminiscent of a Rossby wave originating from the Caribbean basin and extending northward (Fig. 14d). For EAP, the PDI is shifted towards negative values suggestive for greater excitation of EAP⁺ during warm AMV with respect to cold AMV (Fig. 11h). This again confirms that the sign shift for winter EAP in Fig. 5d at Lag (-5, +10) yr must be treated as the atmospheric response to warm AMV.

Similarly to summertime, the NAO is not altered in winter (Fig. 14f). We believe that the mismatched AMV/ice forcing imposed in ARPEGE in DYNAMITE could alter the model local response by counteracting the emergence of higher geopotential height at polar latitudes in link to both summertime and wintertime NAO⁻ when AMV is positive (Hodson et al. 2011, their Fig. 7; Cassou et al. 2004a, their Figs 5 and 8) and some credit to this hypothesis because the ARPEGE model does favor NAO⁻ regime when the North Atlantic, and especially the tropical band, is warmer in agreement with other models when sea-ice is not changed (e.g. Sutton et al. 2001).

NAO⁻ and EAP⁻ may a positive feedback on AMV through surface heat fluxes (Fig. 7b), especially on SPG, and contribute to its fall maturity, but they act simultaneously as a negative feedback on the AMOC strength because (1) reduced SST warming of the SPG more and more counteracts the above-detailed driving influence of anomalous salinity and tends to inhibit any further intensification of deep convection. Figure 8a shows indeed that maximum correlation between SPG intensity/Labrador mix layer depth and AMOC is found around -5-yr before declining (Figure 8b) reveals also that the SST warming of the SPG starts getting significant exactly when the NAO variable occurs around Lag = 15/-10 yr while correlation values of the averaged temperature over the upper 200-m ocean (HC500) are still weak (Fig. 8b), (2) the GIN Sea route is stopped because of direct Eiman response to EAP⁻ and because of local isotropic response of the GIN gate to NAO⁻, both leading to a reduction of heat inflow through ISR (not shown), and finally because of reversed sign surface fluxes that now tend to cool down the surface ocean over this area (Fig. 7b). Accordingly, ice reduction, even if AMOC is still rising, ceases from Lag -15 yr onwards (Fig. 10b) and associated above-detailed positive salinity anomalies exported through Denmark Strait by EGC towards the Labrador Sea stops. (3) the direct ocean dynamical response to NAO⁻ and EAP⁻ wind anomalies leading to a southward retreat and slackening of the ocean circulation along the inter-gyre that tends to diminish the AMOC circulation (Fig. 7a, c). Downwelling occurring in SPG due to EAP⁻ windstress curl anomalies is hypothesized to explain the warming of HC500 after the AMOC maximum over the (-3, +15)-yr window (Fig. 8b) in addition to the direct enhanced northward heat transport due to AMOC itself. The latter are responsible for a decrease in SPG density while salinity is still anomalous high. Note that in addition of (2), advection of fresher water from the Arctic basin through Fram Straits also appears from Lag -10 yr and starts eroding the excess of salt in GIN as diagnosed from a salinity budget (Fig. 11a). The emergence of fresher water is due to melting of Arctic sea ice as a whole (correlation between low-pass filtered

III-1) Influences saisonnières des modes atmosphériques Est Atlantique et Oscillation Nord Atlantique sur la variabilité multidécennale de l'Atlantique Nord

Climatological Influences

Fig. 14 Regressions of the annual SST (bathymetry and IAS sea-ice concentration) SIC, contour lines the AMV index of PCC II (a). Contour interval for sea ice is 2 % per standard deviation of AMV, green and blue for positive and negative values respectively. Annual SST and SIC pattern differences between the WARM and COLD ARPEGE model experiments (b), WARM-COLD SLP difference for summer (c) and winter season (d). Contour interval is 0.2 hPa. Probability density functions for normalized NAO indices e, FAP for summer (g) and winter season (h) for WARM (red) and COLD (blue) experiments taken respectively, g, h Same but for FAP.

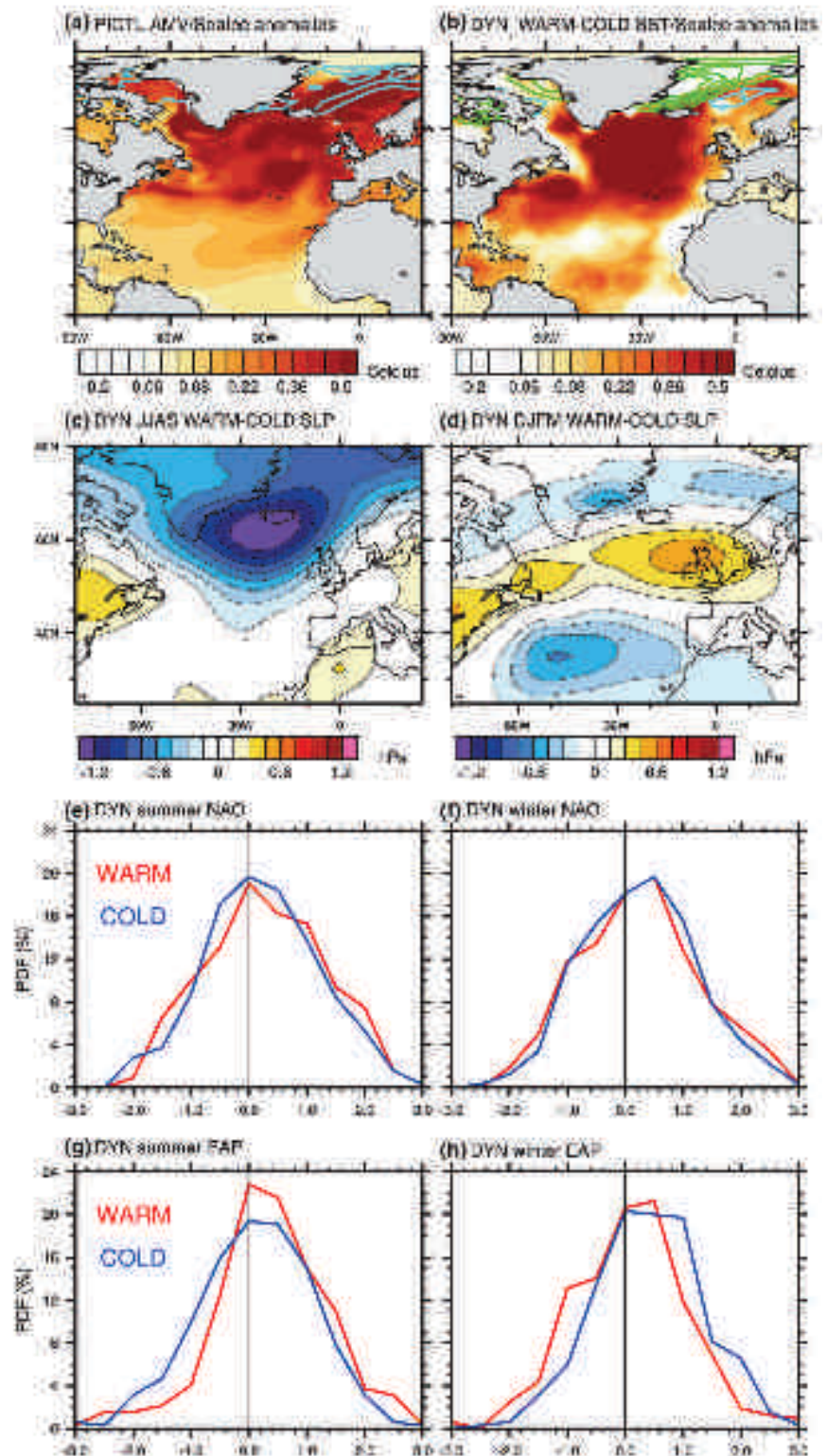
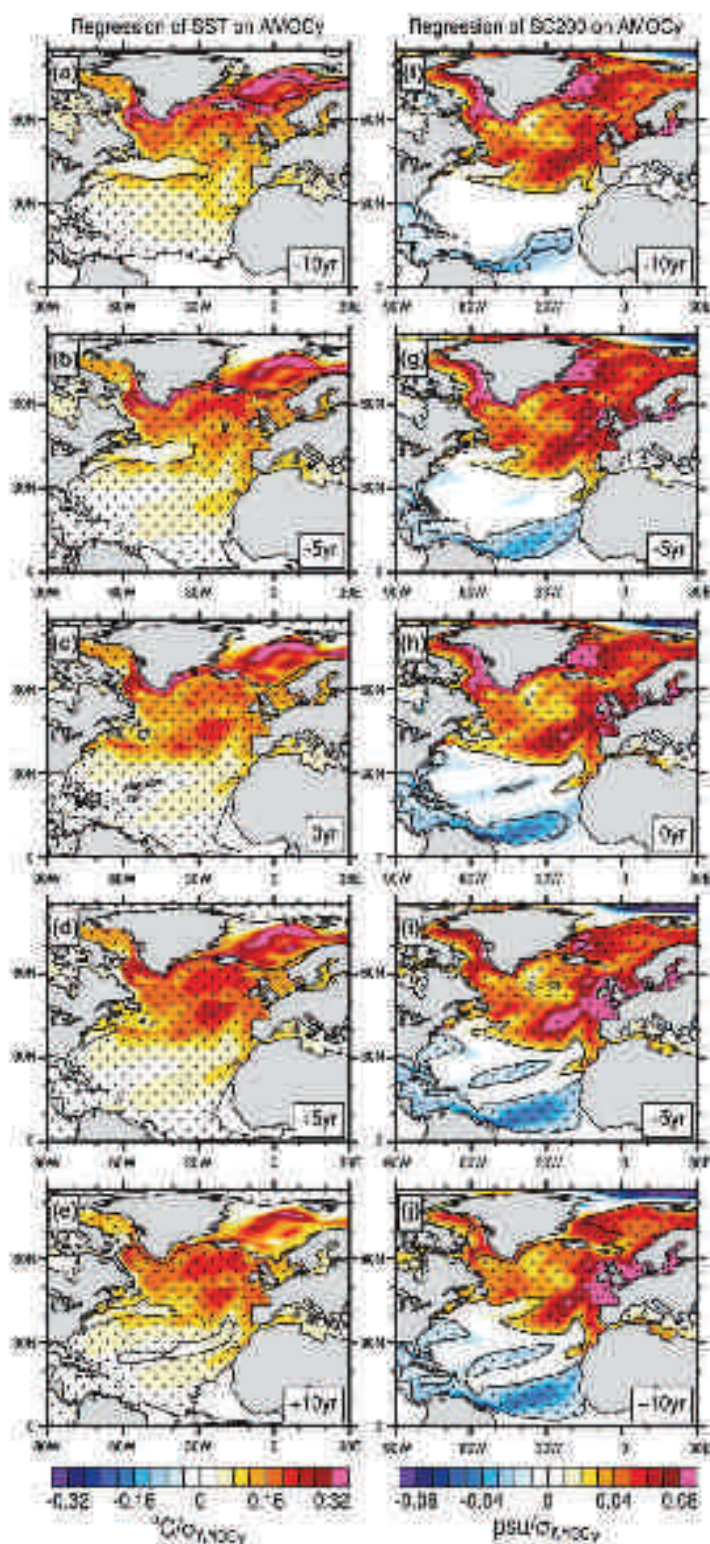


Fig. 16 Same as Fig. 6 but for SST (left panel) and salinity (right panel)



Arctic sea-ice volume and AMOC_PC equal to 0.65) in link to warmer atmospheric conditions at polar latitudes when AMV is positive. These negative salt anomalies further contribute to the damping of AMOC episodes.

This sequence of events can be tracked in Fig. 15, while SST in SPG keeps warming (Fig. 15a–e), significance is lost from Lag -10 yr onwards in the GIN Seas despite strong residual positive anomalies and this lens gradually propagates along the TGC. δC_{200} anomalies in GIN Seas behave similarly and progressively diminish (Figs. 11a, 15f–j) from Lag $+5$ yr onwards, fresher water tends to accumulate along the local GIN Seas gyre from its south-western side (loss of significance north of Iceland) while strong negative anomalies appear in the northernmost region. Note that at Lag 0 (Fig. 15c, h), the damping mechanisms at work are appearing to be on hold because of the imprint of the fast response of the ocean to atmospheric forcing (Msaček and Frankignoul 2009) that polarizes the multidecadal processes documented in this paper.

In addition to NAO/EAP and the export of negative salinity anomalies from the deep Arctic, the emergence of fresher water in the northern tropical Atlantic and its progressive northward advection by the mean western boundary circulation also acts as negative feedback for AMOC. δC_{200} anomalies appear from \sim Lag -10 yr along the 10°N – 20°N latitudinal band (Fig. 15i) and are associated with increased freshwater flux due to stronger ITCZ and with reduced evaporation due to concurrent slackened trade winds. We verified that atmospheric and surface salinity anomalies are homogeneous over the vertical levels used for δC_{200} computation while subsurface and surface temperature anomalies are strongly anti-correlated due to thermocline slope anomalies, in agreement with Zhang (2007). Advection along the mean barotropic circulation (Fig. 1d) can be easily followed in Fig. 15g, h where the entire Caribbean basin is slowly invaded by fresh water anomalies whose amplitude gets significant with lags, before being exported northward by the NAC (Fig. 15i, j) leading to a progressive erosion of the saline anomalies standing there. This mechanism has been demonstrated in other GCMs as presented for instance in Vellinga and Wu (2004), Meney et al. (2012) or from sensitivity experiments where artificial freshening of the tropical Atlantic basin is imposed (Mignot and Frankignoul 2010). Concurrently, acceleration of mean western boundary circulation in the northern tropical basin occurs as a response to an AMOC event (not shown) and amplifies the negative feedback associated with the emergence of the subtropical freshwater anomalies. Note though that compared to Vellinga and Wu (2004), the fresher water advected from the tropics are not strong enough in CNRM-CM5 to invert the SPG salinity anomalies and trigger an oscillation.

7 Summary and discussion

The spatio-temporal characteristics of the AMV and associated physical processes have been investigated in a 1500-yr control simulation of CNRM-CM5. Low-frequency fluctuations of the AMOC are shown to be the main precursor for AMV events in the model. Maximum loading is found at multidecadal to centennial timescale accounting for about 40 % of the total North Atlantic yearly-averaged SST variability. We suggest that AMOC events and subsequent AMV are mostly driven by the low frequency portion of the white spectrum of the wintertime NAO atmospheric modes of variability. This interpretation for multidecadal AMV is consistent with other studies (e.g. Belward and Gombosi 2000; Dong and Sutton 2005) despite the fact that the precise time-scales of the ocean–atmosphere relationship and the precise AMV properties differ among the papers; such discrepancies might be explained by the own characteristics of the models (resolution, oceanic convection scheme, spatio-temporal properties of the atmospheric internal modes of extratropical variability, tropical–extratropical teleconnection etc.). The full life cycle of AMOC/AMV events in CNRM-CM5 relies on a complex combination of NAO and EAP influences that must be considered from a regional perspective: the ocean is responsible for setting the timescale.

Through a diagnostic approach, we find, as summarized in Fig. 16, that an AMOC maximum leading to a warm phase of the AMV, is preceded by:

1. Positive wintertime NAO and EAP whose wind-stress anomalies lead to (1) an acceleration of the gyre circulations (especially the SPG) and of the NAC. The latter increases the northward transport of warm and saline waters from the eastern side of the SPG (hereafter the southern route) into the region of active deep convection that is progressively reinforced, (2) additional inflow of warm waters into the GIN Seas through ISB that inhibits sea-ice formation there in both winter and summer seasons (in combination to direct surface fluxes from NAO) and EAP). Enhanced evaporation associated with ice-free zones is the dominant term of the altered surface freshwater budget leading to positive salinity anomalies that are advected along the IBC towards the Labrador Sea (hereafter the northern route). The combined effect of the southern (1) and northern (2) routes efficiently contributes to the progressive densification through salinization and acceleration of the SPG following the so-called internal salinity feedback, leading to (3) an AMOC rise. Wintertime NAO and EAP stimulation is active over the 40-to-25 yr temporal window prior to an AMOC maximum. Based on sensitivity experiments

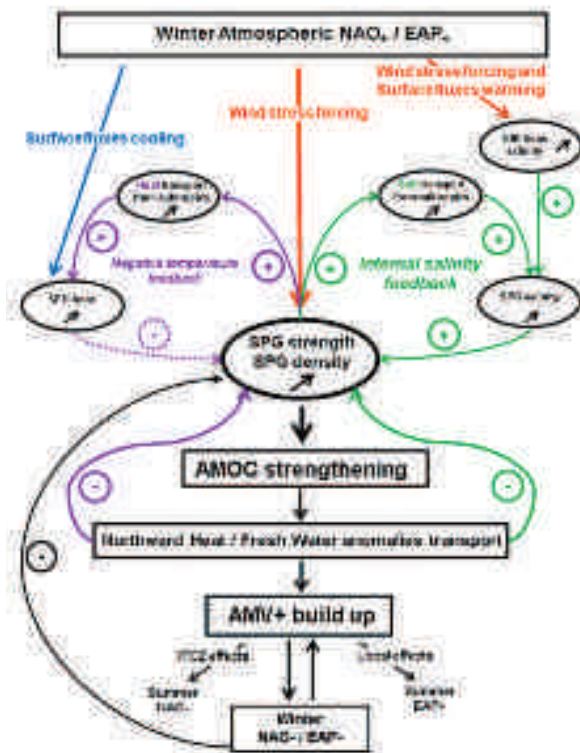


Fig. 16 Schematic diagram for a typical AMOC/AMV positive event

Using the same ocean component, as in CNRM-CMS but in a forced mode, Barrier et al. (2013) suggests that the dynamical ocean response to NAO+ and EAP+ is mostly controlled by the action of the wind and secondarily by the surface fluxes. In fact, the latter in CNRM-CMS tend to damp the heat excess advected from the SPG from the southern route so that the salinity force controls most of circulation changes in the model midlatitude Atlantic Ocean. However, altered fluxes by EAP tend to warm up the subtropical basin and reinforce the positive SSI anomalies produced by the recirculation of warmer water from the eastern side of the basin along the enhanced STG.

2. Positive summertime EAP for lags spanned from -30 to +10 years. Summer EAP+ is shown from additional AGCM experiments to be a response of the atmosphere to local warmer large-scale conditions of the mid- and high-latitude Atlantic basin in agreement with theory (Knutson et al. 2002) and literature (e.g. Mestas and Frankignoul 2009; Hurrell et al. 2011). This weak coupling contributes to further warm the GIN Seas and the subtropical basin through surface heat fluxes. The wind driving action of the ocean dynamics is minor in summertime.

3. Preferred negative summertime and wintertime NAO for lags greater than -15 years, albeit with weak statistical significance, NAO- is interpreted as the atmospheric response to warmer typical North Atlantic basin through teleconnections in link to the intensification of the ITCZ. NAO- acts as a positive feedback for the full development of the AMV through surface heat fluxes but at the same time prepares its termination through negative retraction on AMOC. The ocean dynamical response to wintertime NAO- leads to a slackening of the AMOC. Strong surface warming of the SPG during NAO-, because of local reduced turbulent fluxes, tends to inhibit ocean deep convection and eventually counteracts the established salinity effect of opposite sign. In addition, cooling in the GIN Seas through the enhanced advection of colder air from the Arctic during NAO- tends to reform sea-ice and ends the northern route.
4. Excitation of winter EAP+ at the peak of AMOC/AMV. The oceanic response leads to enhance heat invasion (Ekman pumping) and surface warming in the SPG leading to a decrease of density.

All together, the combined effect of NAO and EAP, their seasonal particularities and their intertwined forcing/forced role upon by the ocean are responsible in CNRM-CMS for an irregular and damped mode of variability of AMOC/AMV that takes about 35-40 years to build up and about 15-20 years to dissipate. In addition to the direct NAO+/EAP+ action, the termination of AMOC/AMV events is also induced by the advection of anomalous fresh water from the subtropical North Atlantic basin along the main western boundary ocean circulation as found in many models (e.g. Jackson and Vellinga 2013), and also from the Arctic due to considerable ice volume loss associated with overall atmospheric warmer conditions when AMOC is enhanced.

It is extremely complex from the sole PCTE experiment to evaluate the respective weight of all the processes and feedbacks documented here. Using OGCM (Barrier et al. 2013) and AGCM (Hurrell et al. 2011) sensitivity experiments based on the same ocean and atmospheric components respectively, we have tried to list and decompose at least the different actors without firmly conclude if they are all strictly necessary to sustain the AMOC fluctuations. Prud'homme experiments have been conducted as well. Two specific dates corresponding to strong and weak AMOC extremes, year 141 and year 353 in PCTE, respectively (Fig. 4), have been selected and ensemble simulations have been carried out to evaluate the predictability level and associated mechanisms. Processes reported in this paper leading to AMOC decline are confirmed in these experiments especially the role of the advection of

Combined influences

ality from the tropics as well as the GIN Seas influences. Weak coupling with wintertime NAO–TAP—leading to a slackening of the AMOC—is also found in the predictability experiment in line with Gasparin and Frankignoul (2012). The role of the model biases in determining the chain of events presented in the paper is a legitimate question at that point. We think that the biases in the ocean dynamics can affect the temporal characteristics of the AMOC but not the overall behavior of the model variability. The AMV pattern in CNRM-CM5 bears some resemblance with the observed one and its association with wintertime TAP and both seasons NAO—combined to changes in the ITCZ appears to be fairly realistic (Sultan and Dong 2012, their Fig. 4 for instance).

The present paper documents AMV/AMOC physical processes mostly from a linear approach (lead-lag regressions etc.). Additional analyses, beyond the scope of this paper, seem to suggest though that asymmetries with respect to the phase of the AMV might be considered for some specific aspects. The stationarity of the ocean-atmosphere relationship should be also checked since diagnostics are presented here over the full 1,000-yr period of PICTL. We showed that the GIN Seas plays an active role on average but the weight of the latter depends on its preconditioning and especially on its level of sea-ice cover in link to global Arctic low-frequency climate fluctuation. Part of it is related to IPV whose connections with AMV is clearly non-stationary (not shown) as assessed when the 1,000-yr run is chunked into 100-yr period to match the observational record length. The present paper appears to be essential though to better understand the model performance when used in decadal forecast mode and in particular to document the physical mechanisms at the origin of the high predictability level of CNRM-CM5 in the Atlantic as shown in the Bellucci et al. (2014) intercomparison paper.

Acknowledgments The authors are very grateful to Julie Del Hayes for having corrected ocean trajectories used in our study and Stefan Berninger for his help in handling model outputs. We thank Laurent Terray for stimulating discussion and Juliette Mignot, Hervé Drivaillé and Laurent Dubois for their suggestions. Thanks to the two anonymous referees whose comments clearly helped improving the manuscript. The figures were produced with the NCAR Community Language (NCL) software ([http://dx.doi.org/10.1006/0967-0375\(199601\)18:1;1-0](http://dx.doi.org/10.1006/0967-0375(199601)18:1;1-0)). This work was supported by Caduce, CNRS, EDF and GICC (European Impacts de Changement Climatique via the EPIDOM project under contract 0-MEGDI-GICC-7-CVS-13).

References

Bellucci A et al (2014) An assessment of a multi-model ensemble of decadal climate predictions. *Clim Dyn*. doi:10.1007/s00382-014-2164-z

Branstator G et al (2014) North Atlantic climate shifts in a distributed Ocean-ice reference experiments phase II (CORE-II). Part II: interannuals. *Ocean Model*. doi:10.1016/j.ocemod.2014.06.005

Webster A et al (2014) The CNRM-CM5.3 annual cycle description and inter-annual variability. *Clim Dyn*. doi:10.1007/s00382-014-2259-z

Zhang R et al (2013) Have aerosols caused the observed Atlantic multidecadal variability? *J Atmos Sci*. doi:10.1175/JAS12-0311.1

Antonici JL, Locarnini RA, Boyer TP, Michonin AV, Garcia HE (2010) World Ocean Atlas 2002, vol 2: salinity. In: Levitus S (ed) NOAA Atlas NESDIS 57, 138. Government Printing Office, Washington, DC

Barnston AG, Livezey BR (1987) Classification, seasonality and persistence of low-frequency atmospheric circulation patterns. *Mon Wea Rev* 115:1035–1076

Barnier S, Casan C, Pegibet AM, Deshayes (2010) Response of North-Atlantic Ocean circulation to atmospheric weather regimes. *J Phys Oceanogr*. doi:10.1175/JPO-D-10-0217.1

Beaman M, Drange H, Turvillu T, Zhou T (2004) Simulated variability of the Atlantic meridional overturning circulation. *Clim Dyn* 22:711–730

Blanchard A, Deshayes CW, Cezhan J, Malinvaud JB, Mouché G (2008) Causes of inter-annual decadal variability in the meridional overturning circulation of the subtropical North Atlantic Ocean. *J Clim* 21:6589–6615

Boath BBH, Dunne NJ, Stouffer RL, Andrews T, Bellucci N (2012) Aerosols implicated as a cause of late-twentieth-century North Atlantic climate variability. *Nature* 484:258–262

Barnier S, Mignot J (2012) Dynamics of decadal variability in the Atlantic subtropical gyre: a stochastically forced oscillation. *Clim Dyn*. doi:10.1007/s00382-012-1181-4

Branstator G, Talley LD (2008) Subpolar mode water in the northeastern Atlantic. I. Average properties and their evolution. *J Climate Res* 114:034035. doi:10.1029/2006JC004067

Casas C, Terray L, Hurrell JW, Deser C (2004a) North Atlantic winter climate regimes: spatial asymmetry, stationarity with time and oceanic forcing. *J Clim* 17:1555–1568

Casas C, Deser C, Terray L, Hurrell JW, Drivaillé M (2004b) Summer sea surface temperature oscillations in the north Atlantic and their impact upon the atmospheric circulation in early winter. *J Clim* 17:3349–3367

Chang CY, Chang JCH, Wenner ML, Wehner M, Scaife R (2011) Southern annular control of tropical Atlantic climate over the twentieth century. *J Clim* 24(13):2540–2557

Chang JCH, Chang CY, Wehner ML (2011) Long-term behavior of the Atlantic interhemispheric SST gradient in the CMIP5. *J Climate Variability*. *J Clim* 24:8676–8690

Campanella SA et al (2007) Temporal variability of the Atlantic Meridional Overturning circulation at 26.5°N. *Science* 316:93–96

Emminger H et al (2003) On multidecadal variability of the Atlantic meridional overturning circulation in the twentieth century climate system mode forced by CCSM3. *J Clim* 21:2524–2544

Evanson AC, Hurrell JW (1997) *Biostatistics: methods and applications*. Cambridge University Press, Cambridge

de Boyer Montégut C, Mouché G, Fischer AS, Lazar A, Hasseine D (2014) Mixed layer depth over the global ocean: an examination of physical data and a profile-based climatology. *J Geophys Res* 119:C2003. doi:10.1029/2003JC002318

DelSole T, Tzipser M, Solomon J (2011) A significant component of multidecadal variability in the recent acceleration of global warming. *J Clim* 24:909–929

Delworth TL, Gnanadesikan R (2000) Multidecadal thermohaline circulation variability driven by atmospheric sulfate flux forcing. *J Clim* 13:1981–1997

Delworth JL, Mann ME (2000) Observed and simulated multidecadal variability in the Northern Hemisphere. *Clim Dyn* 16:661–676

Delworth TL, Manabe S, Stouffer RL (1993) Interdecadal variations of the thermohaline circulation in a coupled ocean-atmosphere model. *J Clim* 6:1999–2014

- D'Arrigo R, Deser C, Bruni A, Cristofari D (1994) The ARPEGE-IFS atmospheric model: a contribution to the French community climate modelling. *Clim Dyn* 10:219–266
- Deser C, Knutti R, Solomon S, Phillips AS (2012) Communication of the role of natural variability in European North American climate. *Nat Clim Change* 2:725–729. doi:10.1038/nclimate1262
- Ducoudré J, Frankignoul C (2008) Simulated variability of the circulation in the North Atlantic basin 1950 to 2000. *J Clim* 21:4010–4030
- Deser C, Guez B, Mouché M (2014) CMIP5 model inter-comparison of freshwater budget and characteristics in the North Atlantic. *J Clim* 27:3398–3417
- Dong B, Solomon RT (2007) Mechanisms of interdecadal North Pacific decadal variability in a coupled ocean-atmosphere GCM. *J Clim* 20:1117–1135
- Ducoudré J (1999) Latexon plotting in one and two dimensions. *J Appl Meteorol* 38:6–1022
- Eliot G, Willemund J (2009) Mechanism of interannual to decadal variability of the North Atlantic circulation. *J Clim* 22:2260–2280
- Falstad D, Mestas-Roma A, Tamarin P (2001) The Atlantic multidecadal oscillation and its relation to sea level and forest fires in the continental US. *Geophys Res Lett* 28:2977–2980
- Falla S, Cohen AW, Rowell DP, Davis KK (2011) Predictability of northeast Brazil rainfall and mid-line forest fire. 1963–98. *J Clim* 24:1927–1958
- Foster TA, James S, Knutson P (1999) Coupled ocean-atmosphere surface variability and its climate impacts in the tropical Atlantic region. *Clim Dyn* 15:451–474
- Michaels A, Wunsch C (2006) The oceanic meridional overturning circulation: forcing, fluxes, water formation, and heat transport. *Nature* 443:474–477
- Gauthier G, Frankignoul C (2012) Decadal-scale atmospheric response to the natural variability of the Atlantic meridional overturning circulation. *Clim Dyn* 38(1–2):37–57
- Goldenberg S, L'Ecuyer CW, Mestas-Roma A, Coiro WM (2001) The recent increase in Atlantic hurricane activity: causes and implications. *Science* 293:474–479
- Graham JA, Stevens DP, Heywood KJ, Wang Z (2011) North Atlantic climate responses to perturbations in Arctic interdecadal winter. *Clim Dyn* 37:397–411
- Gray ST, Gnanouh L, Burrows H, Pedersen JT (2006) A rising forest interdecadal oscillation of the Atlantic Meridional Overturning Circulation. *Geophys Res Lett* 33:L2203. doi:10.1029/2005GL019932
- Griffes SM, Tziperman L (1995) A linear (quasi)oscillator driven by stochastic atmospheric forcing. *J Clim* 8:2400–2412
- Griffes SM et al (2006) Coordinated ocean-ice experiments (COICE). *Ocean Mod* 26(1–4): 36–56. doi:10.1016/j.oceanmod.2008.08.007
- Gnanouh L, Knutti R (2008) Simulation of the Atlantic Meridional Overturning Circulation in an Atmosphere-Ocean global coupled model. Part 1: a feedback governing the variability of ocean circulation in a preindustrial experiment. *Clim Dyn* 31:29–48. doi:10.1007/s00382-007-0336-4
- Gupta AS, Mee LC, Brown IN, Hurrell JH, Dunack PJ, Monterey D, Wiffels SE (2012) Climate drift in the CMIP2 models. *J Clim* 25:1621–1630
- Hansen S, Rhines PB (2003) Decline of westerly North Atlantic Circulation during the 1990s. *Nature* 424:655
- Häkkinen S, Rhines PB, Wanner DL (2011) Atmospheric blocking and Atlantic Meridional Overturning Circulation variability. *Nature* 474:654–659
- Häkkinen S, Sutter R (2007) Variability of the Atlantic Ocean surface circulation described by three-dimensional empirical orthogonal functions. *Clim Dyn* 28:743–762
- Howe BS, Sarin D (2012) Time of emergence of climate signals. *Geophys Res Lett* 39:L07307. doi:10.1029/2011GL049067
- Hurrell JH, Zwiers F, Rowland D, Gleckler N, Lau Y, Mearns Orlitz J, Michaels N, Venner J, Smith P (2007) Understanding and attributing climate change. In: Solomon S et al (eds) *Climate change 2007: the physical science basis*. Cambridge University Press, Cambridge, pp 667–745
- Hurrell JH, Simon RT (2012) The impact of resolution on the adjustment and decadal variability of the Atlantic meridional overturning circulation in a coupled climate model. *Clim Dyn* 38:3077–3079. doi:10.1007/s00382-011-1192-4
- Hurrell JH, Simon RT, Cassot C, Knutti R, Knutti Y, Zhou T (2011) Climate impacts of recent multidecadal changes in Atlantic Ocean Sea surface temperature: a multidecadal comparison. *Clim Dyn* 36(1–2):101–108. doi:10.1007/s00382-010-1121-2
- Hurrell JW, Kushnir Y, Ottaviano G, Visbeck M (2006) An overview of the North Atlantic Oscillation: The North Atlantic Oscillation climate signature and environmental impact. *Geophys Monogr* 174 (American Geophysical Union 175)
- Ingleton J, Vellinga M (2009) Multidecadal interdecadal variability of the AMOC. *HadCM3 and a perturbed physics uncoupled*. *J Clim* 22:2356–2377
- Ingleton J, Hink H, Lall M, Mikolajewicz U (2005) Arctic-North Atlantic interactions and multi-decadal variability of the meridional overturning circulation. *J Clim* 18:4012–4031
- Ken RM (2010) A North Atlantic climate pacemaker for the centuries. *Science* 328:1094–1095
- Knight JK (2006) The Atlantic multidecadal oscillation: inferred from the latest climate response in coupled general circulation models. *J Clim* 21:1630–1635. doi:10.1175/JCLI3725.1
- Knight JR, Allan RJ, Folland GK, Vellinga M, Mann ME (2005) A signature of persistent natural interdecadal variability in observed climate. *Geophys Res Lett* 32:L20708. doi:10.1029/2005GL024333
- Knutson G, Visbeck M, Reverin G (2004) Formation and propagation of temperature anomalies along the North Atlantic Current. *J Phys Oceanogr* 34:1207–1223
- Knutson Y, Robinson WA, Bladé L, Hall NMJ, Song S, Smitte R (2012) Atmospheric GCM Response to extratropical SST anomaly: sea synthesis and overview. *J Clim* 25:2255–2276
- Kwon YO, Sanjivani C (2012) Interdecadal variability in the Atlantic meridional overturning circulation in CCSM. *Clim Dyn* 38:839–850
- Levitus A, Born A (2007) Disability of the Atlantic subpolar gyre in a coarse-resolution model. *Geophys Res Lett* 34:L20303
- Loehman RA, Mishonov AV, Ararino J, Boyer TP, Garcia HE (2010) *World Ocean Atlas 2008, vol 1: temperature*. Figure 5 (see NOAA Atlas NESDIS-61, U.S. Government Printing Office, Washington, DC)
- Loubeau V, Rieken F (2011) Energetics of CMIP2/CMIP3 climate models: energy budget and metrics of surface energy flux. *Geophys Res Lett* 38:L07307. doi:10.1029/2010GL044773
- Madal G (2008) NEMO user's guide. Note du Pôle de modélisation. Institut Pierre-Simon Laplace (IPSL), France, No 27 ISSN No 1288-1819
- Manni C, Frankignoul C, Mignot J (2011) Links between the southern annular mode and the Atlantic Meridional Overturning Circulation in a climate model. *J Clim* 24(5):624–640
- Marshall TJ, Adcroft A, Hill C (2001) A study of the interaction of the North Atlantic Oscillation with ocean circulation. *J Clim* 14:1399–1421
- McCauley G, Meko M, Klammer J (2010) Pacific and Atlantic Ocean influences on multidecadal drought frequency in the United States. *Proc Natl Acad Sci* 107(13):4641–4646

III-1) Influences saisonnières des modes atmosphériques Est Atlantique et Oscillation Nord Atlantique sur la variabilité multidécennale de l'Atlantique Nord

Geophysical Influences

- Mehraoui J, Zwiers F (2011) North Atlantic Storms and their impact on winter climate variability: an analysis of surface temperature and ocean warming circulation. *Ocean Sci* 7:389–403. doi:10.5194/os-7-389-2011
- Mehraoui J, Luchezki JHL, Llorens T, Zwiers F (2011) Mechanisms for interdecadal variability in a simulated Atlantic Meridional Overturning Circulation. *Climate Dyn* 36(7):935. doi:10.1007/s00382-011-1124-z
- Mitch G, Doodson L, Murphy J, Stoecker KI, Wade R, D'Almeida G, Dixon K, Gierakis MA, Guiton AM, Huskins E, Hogg G, Keady D, Keeneyside K, Kinney M, Kirkman R, Nason A, P. Searby B, Smith D, Sumner D, Suckale T (2009) Decadal prediction can it be so good? *Bull Am Meteorol Soc*. doi:10.1175/2009DAM22778
- Mitch G, Arblaster JM, Tyrrall J, Liu A, Trenberth KE (2011) Multi-decadal NIS evidence of deep ocean heat uptake during surface temperature minima periods. *Nature Clim Change* 1(6):364. doi:10.1038/NCLIMATE11229
- Molnar P, Sarin A, McCreary J (2010) Eddy current transport variability: an analysis of annual and longer period signals. *Deep Sea Res Part I Oceanogr Res Pap* 57(1):835–866
- Murray RM, Park W, Lee J, Kim K, Velasco M, Valerio MD, Eric M, Joseph D (2012) A multi-model comparison of extratropical Atlantic circulation, ocean mixing and climate variability. *Climate Dyn* 38(2):277–288. doi:10.1007/s00382-011-1372-z
- Murray J, Frankignoul C (2005) The variability of the Atlantic meridional overturning circulation, the North Atlantic Oscillation, and the El Niño Southern Oscillation in the Bergen climate model. *J Clim* 18(16): 2379
- Mugot J, Frankignoul C (2009) Local and remote impacts of a tropical Atlantic salinity anomaly. *Climate Dyn* 33(1):35–54
- Mulino F, Junna S, Brier J (2011) Salt, rainfall and clouds in multi-decadal sea surface temperature variability. *Climate Dyn* doi:10.1007/s00382-011-0857-z
- Munich R, Frankignoul C (2008) Atlantic interdecadal oceanic variability and its influence on the atmosphere in a climate model. *Climate Dyn* 32(5):82. doi:10.1007/s00382-008-0422-0
- Munich R, Frankignoul C (2010) Mechanisms of the atmospheric response to North Atlantic interdecadal variability: a model study. *Climate Dyn* 35(1):101–116. doi:10.1007/s00382-009-0528-0
- Nelson WB, Gu Y, Drange H, Fofonoff T, Rienecker M (2009) Simulated North Atlantic North Sea water mass exchanges in an isopycnal ocean—OCEAN. *Geophys Res Lett* 36(10):1736. doi:10.1029/2008GL036597
- Nielsen J, Phlips S (1989) A simple parametrization of heat surface processes for meteorological models. *Mon Wea Rev* 117(5):549
- Oli T, Zwiers F (1998) Design of total runoff integrating pathways (TRIP): A global river channel network. *Int J Geograph* 27: 1–19
- Okunuma Y, Aoki S (2001) Impact of Atlantic air-sea interaction and its influence on the MOC. *Geophys Res Lett* 28(1):157–160
- Olund OH, Bamber M, George H, Sun J (2001) External forcing as a mechanism for Atlantic interdecadal variability. *Nature Geosci* 3(10):688–694
- Orvieto G, Neri F, Vecchiarelli U (2003) North Atlantic Ocean surface currents. *J Geophys Res* 108(C1):3032. doi:10.1029/2001JC001020
- Satya Mohan D (2002) A global coupled sea for ocean model. *Ocean Model* 4:132–172
- Schlesinger ME, Ramankrishna V (1994) An oscillation in the global climate system of period 65–70 years. *Nature* 363(723–726)
- Shapiro J (1998) The summer jet. *Science* 282:46–49
- Sutton R, Yang W (2013) Atlantic Ocean influence on a shift in European climate in the 1990s. *Nat Rev* 5:288–293. doi:10.1038/nrn1292
- Sutton RJ, Hodson DL (2005) Atlantic Ocean forcing of North America and European summer climate. *Science* 309:112–119
- Sutton RJ, Norton WA, Jewson S (2001) The North Atlantic Oscillation: what role for the ocean? *Atmos Sci Lett* 7:97–101
- Svingalov D, Mugot J, Luchezki J, Gnanou B, Mallet G (2011) Initialization and predictability of the AMOC over the last 30 years in a climate model. *Climate Dyn* 36(9):1791–1809. doi:10.1007/s00382-011-1516-8
- Taylor KE, Stouffer RJ, Meehl GA (2012) An overview of CMIP5 and the experiment design. *Bull Am Meteorol Soc* 93:485–498. doi:10.1175/2012AMSJCLI0009.1
- Terny L (2012) Evidence for multiple drivers of North Atlantic multi-decadal climate variability. *Geophys Res Lett* 39:L09312. doi:10.1029/2011GL049046
- Trenberth KE, Hurrell JW, Vose R, Thompson A (1998) Northern Hemisphere interdecadal variability: a coupled climate mode. *J Clim* 11:1906–1914
- Ting M, Kushnir Y, Seager R, Li C (2009) Interdecadal and interannual variability in SST in the North Atlantic. *J Clim* 22:1694–1881. doi:10.1175/2008JCLI2326.1
- Trenberth KE, Thompson A (1994) A practical guide to wavelet analysis. *Bull Am Meteorol Soc* 75:961–968
- Trenberth KE, Stepan L (2005) Atlantic hurricanes and natural variability in 2005. *Geophys Res Lett* 32:L12304. doi:10.1029/2005GL020894
- Valdes J (2011) The OASIS coupled atmosphere-ocean modelling community software. *Climate Model Dev* 4:373–488. doi:10.5194/cm-4-373-2011
- Vellinga M, Wu P (2004) Low-latitude fluxes enter the ocean: an interdecadal variability of the thermohaline circulation. *J Clim* 17:4484–4511
- Vicenzi JV, Kossin JP (2009) The Atlantic Meridional mode and hurricane activity. *Geophys Res Lett* 36:L07708. doi:10.1029/2007GL029693
- Wang C, Xue S, Evans AJ, Fuhrer G, Lee SK (2011) Interdecadal covariability of North Atlantic sea surface temperature, Atlantic dust, Sahel rainfall and Atlantic hurricanes. *J Clim* 24:4044–4075
- Wang R (2010) Can we see fluxes and surface altitudes change to recent changes in Atlantic Ocean overturning? *Geophys Res Lett* 37:L08602. doi:10.1029/2009GL035372
- Wenters D, D'Almeida G, Hurrell W (2011) Interdecadal North Atlantic meridional overturning circulation variability in the EAC2-H. *Climate Dyn* doi:10.1007/s00382-011-1365-4
- Wunsch C (2002) What is the thermohaline circulation? *Science* 296(1):1170–1179
- Zhang R (2007) Anthropogenic interdecadal variations between surface and subsurface in the North Atlantic. *Geophys Res Lett* 34:L17213. doi:10.1029/2007GL030295
- Zhang R, Pedersen TL (2007) Simulated impact response to a substantial weakening of the Atlantic thermohaline circulation. *J Clim* 20:1852–1867
- Zhang Y, Wallace JM, Battisti DS (1997) ENSO-like interdecadal variability, 1900–93. *J Clim* 10:1000–1020

III-2) Influences de l'AMV sur les conditions climatiques européennes

L'AMV du modèle CNRM-CM5 se caractérise par des variations de température de l'ordre de $\sim 0.1^{\circ}\text{C}$. L'ensemble de l'Atlantique Nord se réchauffe lors d'une phase positive et les anomalies les plus fortes se situent aux niveaux du gyre subpolaire, de la frontière entre les gyres subtropical et subpolaire et le long des côtes du continent européen. Les valeurs peuvent atteindre $\sim 0.2^{\circ}\text{C}/\sigma_{AMV}$ (**Figure III-Article1**), ce qui correspond à une anomalie d'environ $\pm 0.5-0.6^{\circ}\text{C}$ pour les événements d'AMV les plus forts. Dans cette section, nous nous intéressons aux impacts de l'AMV sur les températures de surface de l'Europe en termes de moyenne, mais aussi d'occurrence des extrêmes journaliers. Il s'agit ici de compléter les résultats de l'article de la première section. Cette partie n'a pas la prétention d'être aussi exhaustive et détaillée que la précédente ; elle a pour but d'apporter un éclairage rapide et reste très descriptive. De plus, aucun test de significativité n'a été réalisé jusqu'à présent sur les résultats présentés ci-dessous, les conclusions tirées de cette étude doivent donc être considérées avec précaution.

Un événement extrême fait référence par définition à une situation météorologique rare et d'intensité exceptionnelle. Il existe maintes métriques pour définir un extrême et nous choisissons ici celle basée sur la fonction de densité de probabilité (**PDF ; Figure III.1**). Nous qualifions d'extrême de température un jour où sa valeur est inférieure au 5^{ème} percentile de sa distribution pour les extrêmes froid et supérieure au 95^{ème} pour les extrêmes chauds.

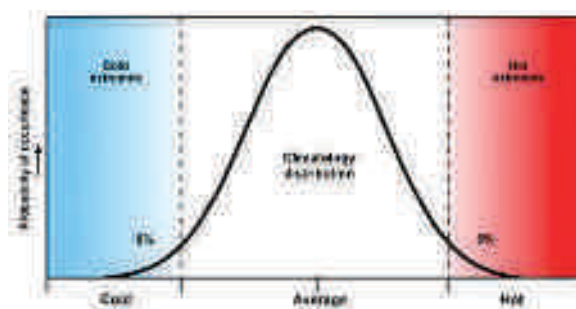


Figure III.1 : Distribution de températures et extrêmes. Schéma illustrant la définition d'extrême climatique. (Modifié de COMET Program).

Pour étudier les influences de l'AMV sur les températures moyennes, nous utilisons une approche « composite » qui repose sur la sélection d'événements en fonction d'un seuil donné pour une variable donnée. Ici nous retenons de manière séparée les années pour lesquelles les valeurs de l'indice AMV dépassent $+1\sigma_{AMV}$ et $-1\sigma_{AMV}$, appelés respectivement par la suite composites AMV+ et AMV- (**Figure III.2**). Cette approche nous permet ainsi d'extraire les non linéarités pouvant exister entre les conditions

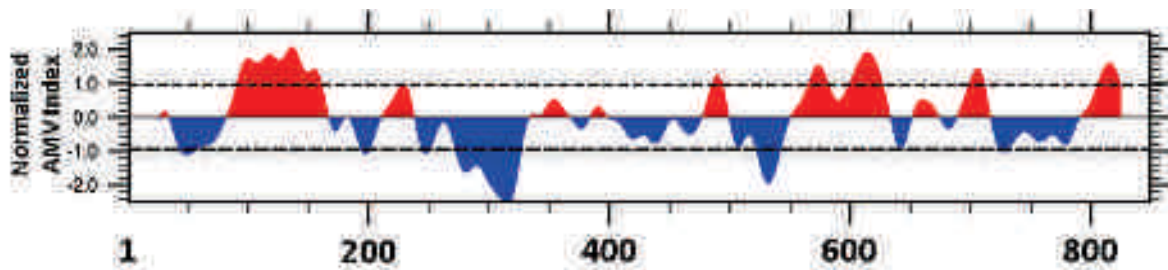


Figure III.2 : Sélection des Composites d'AMV. Série temporelle de l'AMV de PiCTL (normalisée), les lignes pointillées montrent les années sélectionnées pour le calcul des composites AMV+ et AMV-.

continentales européennes et les signes de l'AMV. Précisons que cette étude est menée uniquement à partir des 850 premières années de la simulation PiCTLⁱ.

III-2-1) Modulation des conditions continentales estivales par l'AMV

Les **Figures III.3a et III.3b** montrent les anomalies de moyenne estivale (du 1^{er} mai au 30 Septembre) des températures maximales pour les composites AMV+ et AMV-. En AMV-, nous voyons que des conditions plus froides que la normale dominent l'ensemble de l'Europe jusqu'à 40°E de longitude ; le maximum d'anomalie se trouve sur les bordures océaniques, en particulier sur le Benelux avec des valeurs de $\sim -0.4^{\circ}\text{C}$. En AMV+, les conditions sont à l'inverse plus chaudes sur l'Europe. De nouveau des maxima d'anomalies se situent le long de la frange littorale Atlantique ($\sim +0.2^{\circ}\text{C}$). A la différence de l'AMV-, les conditions sont aussi plus chaudes sur la Russie ($\sim +0.2-0.3^{\circ}\text{C}$). A noter, une tendance à de faibles anomalies de signe opposé au Sud-Est de l'Europe sur les Balkans et la Turquie.

En termes de modification de probabilité d'occurrence des événements extrêmes chauds, nous notons une baisse généralisée sur tout le continent en AMV-, avec des valeurs de l'ordre de 25% entre 0 et 15°E de longitude (**Figure III.3cⁱⁱ**). D'une manière générale, la structure spatiale des changements d'extrêmes coïncide fortement avec celle des changements moyens, avec une diminution des extrêmes chauds sur l'ensemble de l'Europe de l'Ouest et du Nord et une augmentation sur le bassin méditerranéen oriental. Cette conclusion est aussi valable pour l'AMV+ comme montre la **Figure III.3d**. La structure spatiale du changement d'occurrence des extrêmes chauds ressemble à celle du changement moyen, avec une augmentation sur l'Europe de l'Ouest entre 0 et 15°E de longitude ($\sim +15\%$) ainsi que sur la Scandinavie et sur la Russie occidentale ($\sim +20\%$). Notons une légère diminution d'environ 5% sur le Nord-Est du bassin méditerranéen. A la fois pour les conditions AMV+ et AMV-, les changements d'occurrence des extrêmes

ⁱ Les données journalières n'étant disponibles que pour cette période.

ⁱⁱ Précisons qu'un ratio égal à 1 signifie une équiprobabilité de l'occurrence d'un extrême entre les conditions climatologiques et les conditions du composite testé. Un ratio de 1.2, par exemple, signifie une augmentation de 20% de cette occurrence.

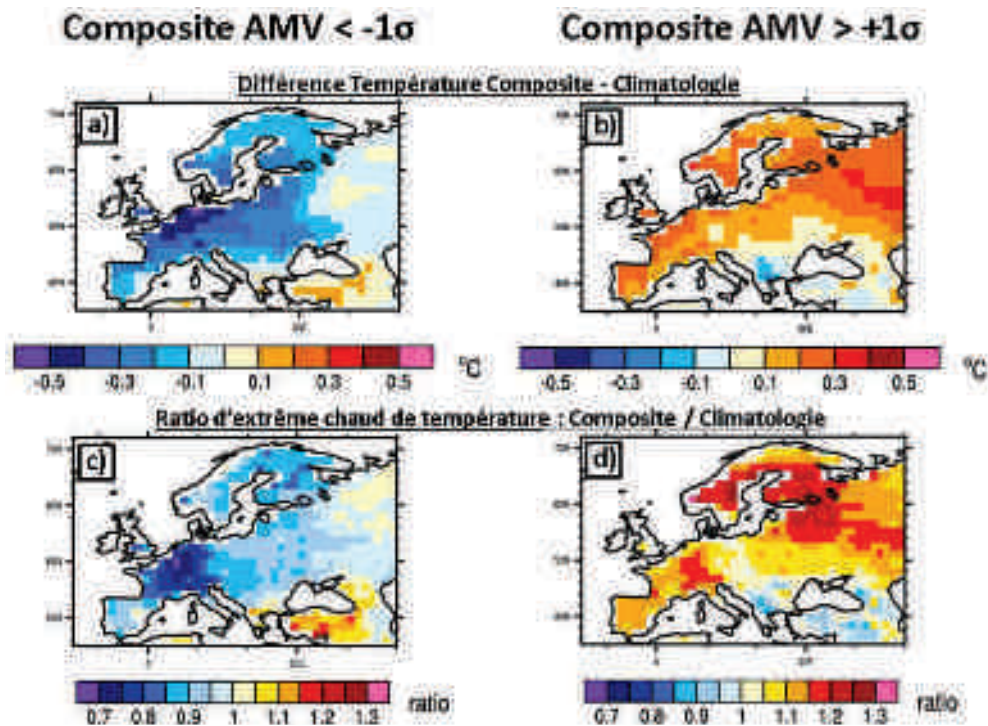


Figure III.3 : Conditions en Europe MJJAS. Ecart à la moyenne climatologique des composites (a) AMV- et (b) AMV+ pour les températures maximales estivales. Ratio d'occurrence d'extrêmes chaud des maxima journaliers de température entre (c) les conditions AMV- et les conditions climatologiques et (d) les conditions AMV+ et les conditions climatologiques.

froids des maxima journaliers d'été se caractérisent par des structures très similaires à celles des extrêmes chauds (au signe près ; non montré). Cela suggère que ces modifications d'extrêmes peuvent être principalement induites par un décalage de la PDF climatologique et non à un changement de sa forme (Figure III.4), i.e. de ses moments d'ordre 2 (variance) et 3 (asymétrie).

Ainsi, nous voyons que l'AMV semble moduler les températures sur l'ensemble de l'Europe de l'Ouest, du Nord et Centrale, de part l'advection des anomalies de chaleur océanique sur le continent. Sur l'Ouest de la Russie, les anomalies se caractérisent par un comportement asymétrique entre AMV- et AMV+. Ces différences apparentes peuvent ne pas être significatives et provenir d'un échantillonnage trop faible. Cependant, des processus physiques non linéaires, tels que la rétroaction entre l'humidité du sol et l'atmosphère, peuvent aussi être à l'origine de cette asymétrie. Une étude plus approfondie doit donc être menée pour pouvoir conclure sur l'origine des différences d'anomalie entre AMV- et AMV+.

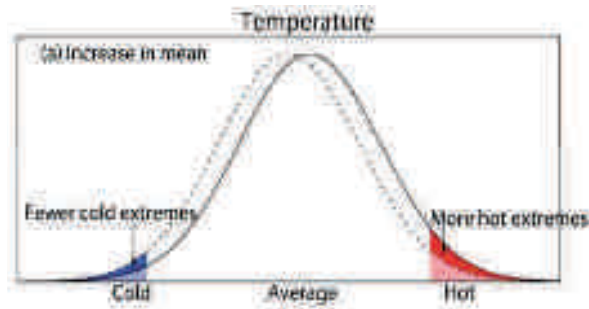


Figure III.4 : Schéma décalage de la distribution de températures. Schéma illustrant les changements d'occurrence des extrêmes en lien avec une modification de l'état moyen sans changement de la forme de la distribution climatologique.

III-2-2) Modulation des conditions continentales hivernales par l'AMV

Durant les mois d'hiver (mois de Novembre à Mars) en AMV-, les températures journalières minimales (**Figure III.5a**) se caractérisent par des anomalies négatives sur la Scandinavie ($\sim -0.4^{\circ}\text{C}$), sur la Turquie ($\sim -0.1^{\circ}\text{C}$) et sur la frange littorale Atlantique, dans une moindre mesure. Elles contrastent avec des anomalies positives ($\sim +0.15^{\circ}\text{C}$) qui s'étendent de l'Europe centrale jusqu'au Sud de la Russie occidentale. En AMV+, l'ensemble de l'Europe connaît des conditions plus chaudes, avec des anomalies fortes sur la Scandinavie et le Nord de la Russie ($> +0.5^{\circ}\text{C}$) ainsi que sur toute l'Europe méditerranéenne ($\sim +0.3^{\circ}\text{C}$) (**Figure III.5b**). Les anomalies les plus faibles se trouvent sur le Benelux.

En AMV-, l'occurrence des extrêmes froids diminue d'environ 15-20% sur l'Europe centrale entre 0 et 30°E de longitude (**Figure III.5c**). Elle augmente fortement sur le Nord de la Scandinavie ($> +20\%$). Cette structure est décalée de 10 à 15° vers le Sud-Ouest par rapport à celle du changement moyen, sauf sur la Scandinavie où les anomalies d'extrêmes sont colocalisées avec celles du changement moyen. Ce décalage suggère un changement dans la forme de la PDF. En AMV+ (**Figure III.5d**), la structure spatiale des changements des extrêmes froids sur l'ensemble de l'Europe suit celle du changement moyen, avec des diminutions fortes au niveau de la Scandinavie ($\sim -20\%$) ainsi que sur l'Europe méditerranéenne. Des anomalies plus faibles sont présentes sur une frange 0-20°E de longitude ($\sim -5\%$), en particulier sur le Benelux.

Ainsi, nous voyons qu'en hiver les anomalies de températures se caractérisent par une asymétrie entre AMV+ et AMV- : des anomalies de même signe couvrent l'ensemble de l'Europe en AMV+ alors qu'un dipôle Nord-Sud de température est présent en AMV- (**Figures III.5a et III.5b**). En AMV-, il est probable que les températures hivernales anormalement chaudes soient engendrées par un changement de circulation atmosphérique en réponse à un bassin Nord Atlantique plus froid. Dans ces conditions,

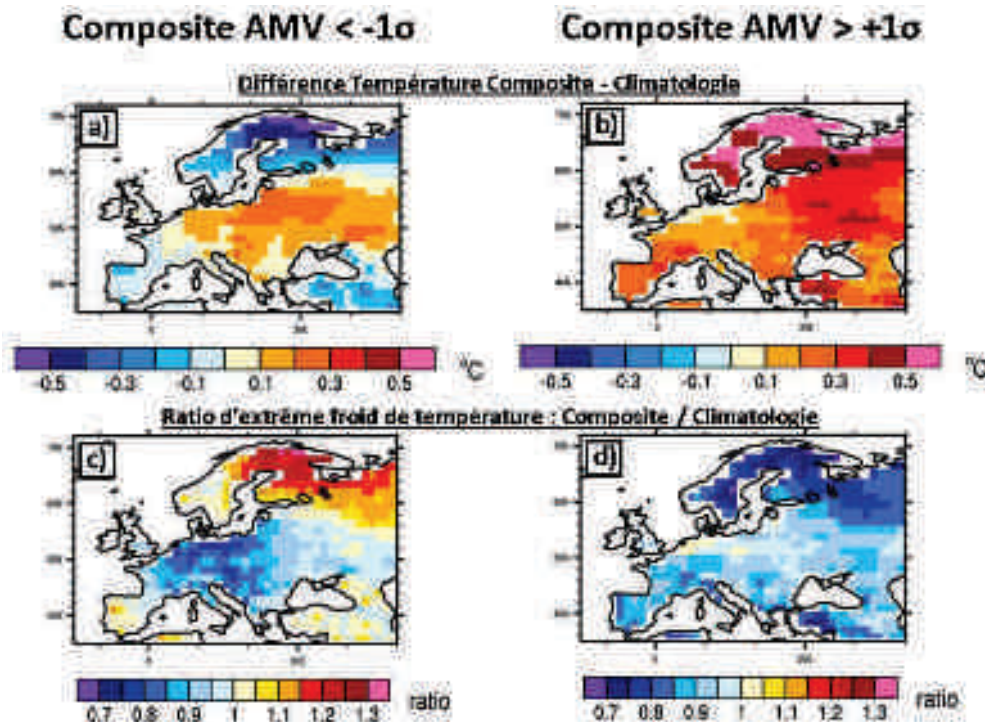


Figure III.5 : Conditions en Europe NDJFM. Idem Figure III.3 mais pour les minima journaliers des mois d'hiver (Novembre à Mars).

les anomalies de température sur l'Europe s'expliqueraient par la combinaison du terme d'advection d'anomalie de chaleur par le courant moyen (terme « $\bar{V}T'$ » dans l'équation d'évolution de la température) et du terme d'anomalie d'advection de chaleur moyenne (terme « $V'\bar{T}$ »). Nous subodorons donc qu'en AMV-, le terme $\bar{V}T'$ prédomine sur l'Europe entre 40°N et 60°N, tandis que le terme $V'\bar{T}$ semble l'emporter au niveau de la Scandinavie et de la Turquie (Figures III.5a et III.5b). Durant les conditions AMV+, $\bar{V}T'$ expliquerait la majorité du signal observé sur l'Europe, bien que des anomalies de circulation atmosphérique puissent expliquer la faible amplitude des anomalies sur l'Europe centrale.

D'autre part, un changement de la PDF de température semble avoir lieu en AMV- à l'Ouest de l'Europe avec une forte diminution des extrêmes froids (-15-20%) malgré un faible changement d'état moyen ($\sim +0.1^\circ\text{C}$) (Figures III.5c et III.5d). Une hypothèse pouvant expliquer ce changement serait, qu'en AMV-, les épisodes neigeux soient plus rares sur l'Europe de l'Ouest. Les extrêmes froids se produisant durant ces épisodes - en raisons de l'action isolante jouée par la neige, le sol se réchauffe moins durant la journée, favorisant ainsi les extrêmes froids la nuit - seraient donc plus rares, sans pour autant modifier la moyenne des températures hivernales.

III-2-3) Conclusion

Les résultats de cette étude suggèrent un comportement asymétrique entre AMV+ et AMV-, à la fois en termes de moyenne et d'extrêmes, mais il faudrait s'assurer de leurs significativité statistique via des tests appropriés. Ces différences peuvent néanmoins s'expliquer par des changements de circulation atmosphérique non symétriques entre AMV+ et AMV-, ou encore par des processus locaux non-dynamiques tels les rétroactions entre la couverture de neige et l'atmosphère ou entre l'humidité du sol et l'atmosphère.

Dans l'objectif de séparer la contribution, d'une part, des changements de circulation atmosphérique de grande échelle, et d'autre part, des processus non-dynamiques locaux, dans les changements de conditions de température continentale, nous menons actuellement une étude basée sur une approche en analogue suivant la méthode de Cattiaux et al. (2013) afin d'aller plus loin dans l'interprétation de ces résultats préliminaires.

En résumé, nous avons montré que, dans CNRM-CM5, l'AMV module les températures sur l'Europe avec des changements associés de l'ordre de 0.4°C en moyenne entre des conditions AMV+ et AMV-. Il est intéressant à ce stade de replacer l'amplitude des changements de température liés à la seule variabilité interne, telle exposée ici, dans le contexte des tendances observées sur la fin du 20^{ème} siècle (AR5). Considérant que le modèle soit parfait, ces résultats indiqueraient que l'AMV est un puissant modulateur de la variabilité décennale à multidécennale des températures continentales et expliquerait une part significative dans les signaux observés.

En outre, bien que ces anomalies puissent paraître faibles comparées à la variabilité interannuelle, la modification de l'occurrence des extrêmes journaliers de température qu'elle engendre (modulation de ~20% sur une période de 30-40 ans) est une information importante et il est nécessaire d'instruire plus avant les sources de ces changements en particulier le rôle des surface continentales.

III-3) Un mode décennal superposé au mode multidécennal

Un deuxième complément rapide de l'article est présenté ici. Nous avons vu que la variabilité de la NASST de CNRM-CM5 est fortement dominée par un mode d'échelle de temps multidécennale à centennale dont la variance représente environ 40% de la variabilité interannuelle totale. Cependant, la **Figure III-Article2b** suggère aussi une concentration d'énergie aux alentours des périodes [4-25ans] incompatible avec un processus de type *white noise integrator* (cf. II-7-1 et IV-1). Nous consacrons cette section à l'étude de cette variabilité.

Les variables seront filtrées (filtre de Lanczos) de manière soit passe-bas pour ne garder que les périodes supérieures à 25 ans, soit passe-bande pour isoler les périodes comprises entre 4ⁱ et 25 ans, soit passe-haut pour ne garder que les périodes inférieures à 25 ans. Nous utiliserons par la suite le terme « multidécennal » pour désigner le premier type de filtre, « décennal » pour désigner le deuxième et « passe-haut » pour le troisième.

III-3-1) Caractéristiques de la variabilité décennale de l'Atlantique Nord dans CNRM-CM5

III-3-1-a) Signature en température de surface et en AMOC

Le maximum d'énergie dans la bande décennale de la NASST n'est pas présent dans le spectre d'AMOCy (non montré), suggérant que le mode décennal de surface n'est pas lié à la structure grande échelle de l'AMOC que l'indice d'AMOCy capture par construction. Toutefois, l'indice d'AMOC plus conventionnel défini par l'évolution du maximum d'AMOC à 40°N (ci-après **AMOC40** ; e.g. Medhaug et Furevik 2011) se caractérise non seulement par une forte concentration d'énergie aux échelles multidécennale à centennale, mais aussi par un maximum secondaire dans la bande décennale (**Figure III.6**). Filtré passe-bas, AMOC40 est corrélé à 0.96 avec l'indice AMOC-PC de l'articleⁱⁱ (cf. III-1-2-c). Sans surprise, la régression du champ d'AMOC multidécennale sur AMOC40 multidécennal (**Figure III.7a**) présente une structure similaire à la première EOF de l'AMOC multidécennale (**Figure III-Article4**), capturant un mode de variabilité de la circulation méridienne dans son ensemble. La régression du champ d'AMOC décennal sur l'indice AMOC40 décennal montre au contraire une anomalie confinée entre 20°N et

ⁱ Cette période de coupure a été choisie de manière à s'affranchir du mode bi-annuel de la NAO et des téléconnexions ENSO qui, dans CNRM-CM5, montrent une concentration d'énergie dans une bande 2-4ans.

ⁱⁱ Première EOF du champ d'AMOC filtré passe-bas.

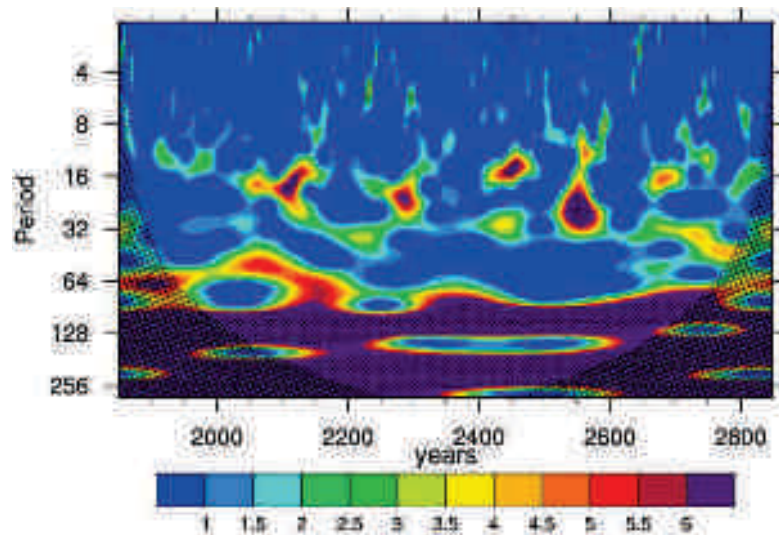


Figure III.6 : Ondelettes AMOC40. Ondelette de l'indice AMOC40. Les pointillées indiquent les valeurs différentes (au seuil de significativité 95%) d'un AR(1) et les hachures représentent le cône d'influence des conditions de bord.

60°N, avec un maximum localisé par construction à 40°N et atteignant 0.4Sv vers 1200m de profondeur, suggérant une modulation locale de l'AMOC (**Figure III.7b**).

Les régressions de la SST sur AMOC40 dans les deux bandes de fréquences présentent des structures spatiales différentes. Les anomalies multidécennales se caractérisent par des conditions anormalement chaudes sur l'ensemble du bassin Atlantique Nord avec des valeurs maximales situées au niveau du gyre subpolaire (**Figure III.7c**). Nous retrouvons donc celles exposées dans l'article de la section III-1. La structure décennale se caractérise au contraire par une alternance méridienne d'anomalies positives et négatives (**Figure III.7d**). Un maximum AMOC40 décennal s'accompagne de fortes anomalies positives atteignant $+0.25^{\circ}\text{C}/\sigma_{\text{AMOC40}}$ sur l'ensemble du chemin de la dérive Nord Atlantique du modèle, tandis que la partie Nord du gyre subpolaire connaît des conditions plus froides, avec des anomalies de l'ordre de -0.05°C à -0.1°C . L'Atlantique tropical est caractérisé par des anomalies chaudes, faibles mais significatives. Des anomalies négatives prédominent la partie Sud-Ouest du gyre subtropical mais ne sont que marginalement significatives.

Les différences de structures d'anomalies d'AMOC et de SST sous les bandes multidécennale et décennale suggèrent des mécanismes de variabilité différents.

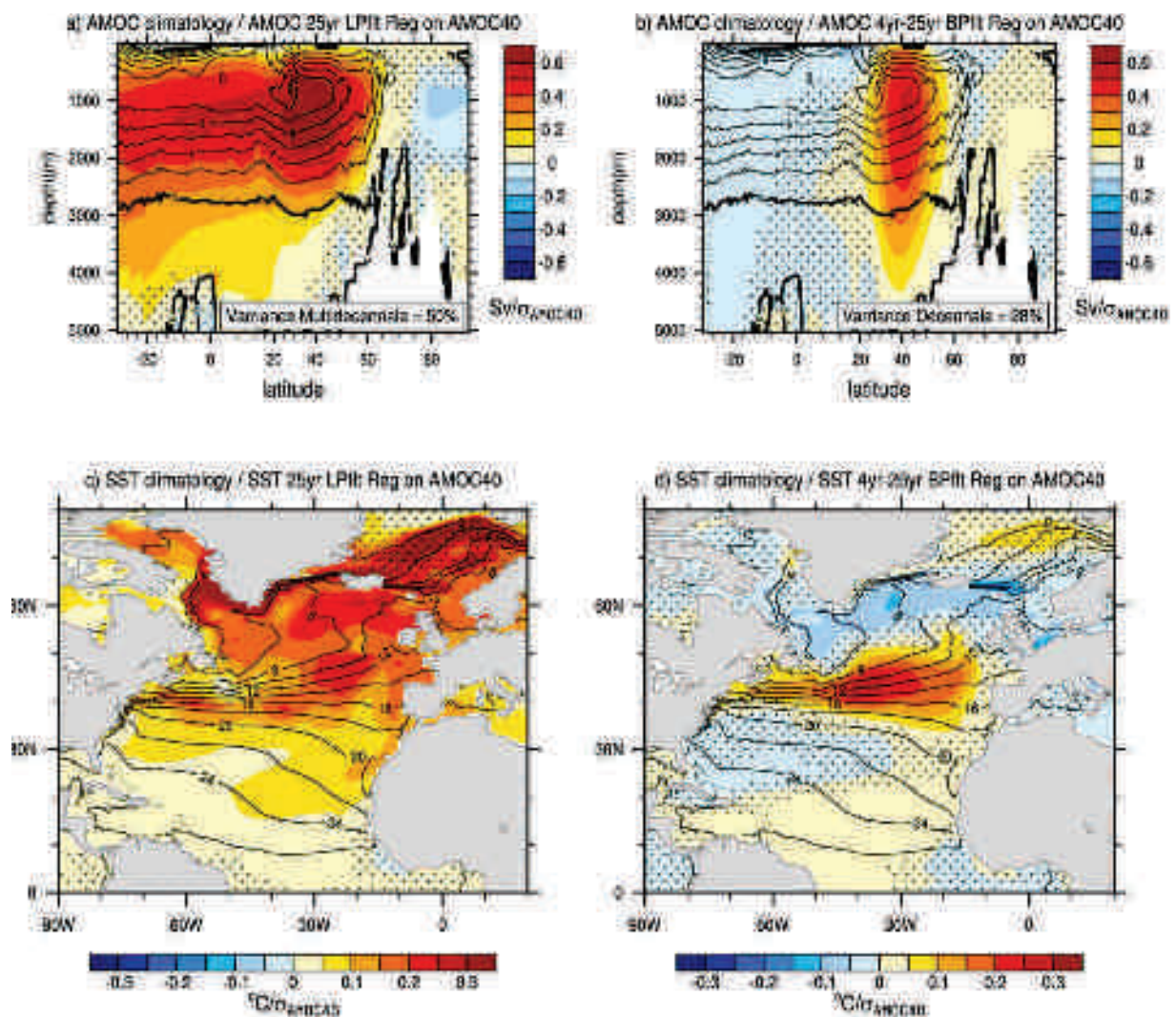


Figure III.7 : AMOC et SST AMOC40. Régression du champ (a) d'AMOC multidécennale et (c) de SST multidécennal sur l'indice AMOC40 multidécennal (couleurs). Les contours représentent la moyenne climatologique et les zones pointillées indiquent les zones non significatives au seuil 95% (test de bootstrap). (b) et (c) idem (a) et (c) mais pour les périodes décennales.

III-3-1-b) Liens avec le gyre subpolaire

A l'échelle multidécennale, les fluctuations de l'AMOC sont liées aux variations de la densité du gyre subpolaire qui sont elles-mêmes contrôlées par les anomalies de salinité (cf. III-1-2-e). Ce lien apparaît clairement sur le diagramme T/S caractérisant les masses d'eau des 500 premiers mètres de surface du gyre subpolaire, dont la densité moyenne est de $1028,76\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ (Figure III.8a). Si nous filtrons les champs de température et salinité aux échelles multidécennales et ne conservons que les années où l'amplitude d'anomalie d'AMOC40 multidécennal est supérieure à 1 écart-type (Figure III.8b en rouge), nous voyons que les anomalies positives d'AMOC se produisent majoritairement lorsque le gyre subpolaire est plus dense que la normale et à la fois plus salé et plus

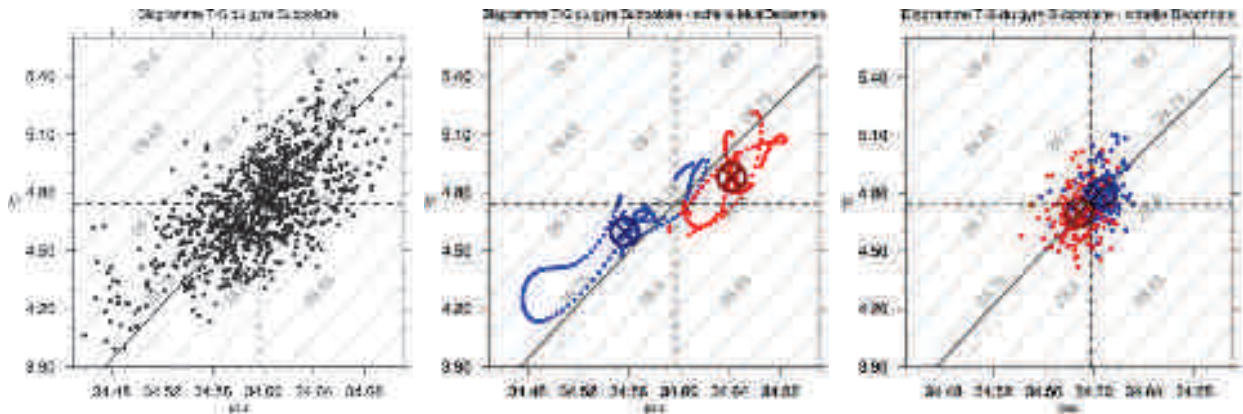


Figure III.8 : Conditions SPG et AMOC. Diagrammes T-S du gyre subpolaire. **(a)** Nuage de points des valeurs annuelles de température et salinité moyennée sur les 500 premiers mètres du gyre subpolaire. La ligne pointillée verticale (horizontale) indique la moyenne climatologique de la salinité (température). Les lignes obliques représentent les valeurs de densité avec la moyenne climatologique en trait gras (unité : écart à 1000kg.m^{-3}). **(b)** Les champs ont été filtrés à l'échelle multidécennale et seules les valeurs des années où l'AMOC40 multidécennal est inférieur/supérieur à ± 1 écart-type sont représentées, en bleu et en rouge respectivement. Les ronds barrés d'une croix indiquent le barycentre de ces composites. **(c)** idem (b) mais pour l'échelle décennale

chaud ; l'inverse pour une anomalie d'AMOC négative (en bleu). A l'échelle décennale, la variance du gyre subpolaire est très nettement inférieure à celle de l'échelle multidécennale (**Figure III.8c**). Les événements d'AMOC décennale ne sont pas caractérisés par des conditions anormalement denses du gyre subpolaire : les contributions respectives des anomalies de température et salinité se compensent. Ceci dit, il est essentiel de souligner que la relation entre AMOC et température/salinité de l'échelle décennale est inverse par rapport à celle de l'échelle multidécennale. L'AMOC est plus intense lorsque le gyre est plus froid et moins salé que la normale, et *vice versa* pour une anomalie négative d'AMOC. Cette relation est cohérente avec les observations disponibles sur les 30 dernières années, tandis que l'importance jouée par le sel dans le mécanisme multidécennal est cohérente avec les travaux de Deshayes et al. (2014) qui soulignent un changement des relations température / circulation et salinité / circulation en fonction de l'échelle de temps.

III-3-1-c) Un mode oscillant

Intéressons nous maintenant aux mécanismes physiques des variations décennales de l'AMOC. Etant donné le caractère intermittent de cette variabilité, comme le souligne l'analyse en ondelette d'AMOC40 (**Figure III.6**), nous étudions ces fluctuations à partir d'une méthode dite épisodique (e.g. Allison et al. 2013). C'est une approche composite pour laquelle il s'agit de sélectionner les N plus forts, ou plus faibles, événements et de déterminer leurs caractéristiques moyennes. Nous fixons ici arbitrairement le nombre d'événements à $N=10$.

Les résultats de cette approche sont présentés par la suite uniquement pour les événements maximaux de l'indice AMOC40 décennal, les résultats étant similaires (au signe près) pour les événements minimaux. En isolant des périodes privilégiées, part construction, le filtre passe-bande favorise le caractère oscillant d'une série sans que celui-ci n'ait nécessairement de base physique. Aussi, nous travaillons par la suite avec des variables filtrés passe-haut (fréquence de coupure de 25ans). Cela afin de nous détacher de la pollution provenant d'un filtre passe-bande et de nous affranchir du mode d'échelle multidécennal dont les fluctuations dominant largement la variabilité totale de l'AMOC et cachent les fluctuations décennales (**Figures III.6 et III.8**).

La **Figure III.9droite** montre que la durée de vie moyenne des événements décennaux est courte, après 3 ans le signe d'AMOC40 tend à s'inverser. Ces anomalies négatives perdurent sur une fenêtre temporelle allant de +3ans à +9ans après un maximum d'AMOC, puis la circulation méridienne semble se renforcer de nouveau sur la fenêtre +10ans à +15 ans. Cette alternance temporelle entre des anomalies positives et négatives est aussi visible avant les événements maximaux d'AMOC40 (**Figure III.9gauche**) et souligne le caractère oscillant du mode de variabilité décennal de l'AMOC.

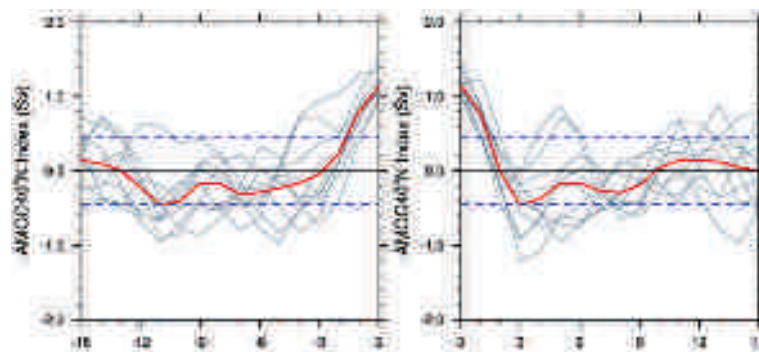


Figure III.9 : Composite déphasé de l'indice AMOC40 filtré passe-haut correspondant aux 10 événements maximaux d'AMOC40 décennal. L'axe des abscisses indique le déphasage en année par rapport aux années des maxima d'AMOC40 décennal (un déphasage négatif signifie que les maxima suivent). Les lignes grises et rouge indiquent, respectivement, les trajectoires individuelles des événements et la moyenne du composite. Les tiretés bleus horizontaux représentent ± 1 écart-type d'AMOC40 filtré passe-haut.

III-3-2) Mécanismes de la variabilité décennale de l'Atlantique Nord

Les **Figures III.10** et **III.11** présentent l'évolution temporelle des conditions d'AMOC et de niveau de la mer, filtrés passe-haut, sur une fenêtre temporelle de [-4ans ; +4ans] centrée sur les événements maximaux d'AMOC40 décennal. Nous voyons que, 4 ans avant un maximum d'AMOC40 (**Figure III.10**), la circulation méridienne océanique est caractérisée par des faibles anomalies négatives entre l'Equateur et 50°N, mais celles-ci ne sont pas significatives. Le niveau de la mer est au contraire caractérisé par de fortes

anomalies négatives, d'environ -1.5cm, au Nord et à l'Ouest du gyre subpolaire qui contrastent avec de fortes anomalies positives atteignant +2cm au Nord-Ouest du gyre subtropical. Durant les déphasages -4ans à -1an, les anomalies négatives de niveau de la mer situées au Nord-Ouest du gyre subpolaire tendent à se maintenir tandis que les anomalies positives du gyre subtropical se propagent vers l'Est et pénètrent progressivement le gyre subpolaire par le flanc Est, créant une anomalie positive de gradient Ouest-Est de niveau de la mer entre 40°N et 60°N. Simultanément, des anomalies positives de circulation méridiennes apparaissent entre 40°N et 60°N (déphasage -3 ans) et s'amplifient en se décalant légèrement vers le Sud (déphasages -2ans à 0). L'intensification de l'AMOC vers 40°N entraîne une augmentation locale du transport de chaleur vers le Nord qui génère des anomalies positives de chaleur sur une bande latitudinale s'étendant de 40°N à 50°N et des anomalies négatives entre 20°N et 40°N (non montré) pouvant expliquer les anomalies de niveau de la mer sur ces régions au déphasage 0. Les anomalies positives de niveau de la mer sont alors advectées dans le gyre subpolaire tandis que les anomalies négatives sont propagées vers l'Est entre 30°N et 40°N (**Figure III.11b** ; déphasage 0 à +2ans), ce qui conduira *in fine* à la formation d'une anomalie négative du gradient Ouest-Est du niveau de la mer (déphasage +3ans/+4ans). Parallèlement, des anomalies négatives d'AMOC se forment vers 40°N au déphasage +2ans et s'intensifient, entamant la phase inverse de ce cycle (**Figure III.11a**).

La succession des événements ainsi décrit suggère que la période de ces oscillations est d'environ 10ans. Précisons néanmoins que ce mécanisme est fortement bruité et nous notons des pauses dans certaines phases de ce cycle qui augmentent son temps caractéristique (non montré). Cela peut s'expliquer par la présence d'autres mécanismes qui se superposent ou interagissent avec ce mode. Par exemple, l'étude de Svéllec et Fedorov (2014, en préparation) montre qu'un mode lié à la propagation d'ondes de Rossby thermiques (cf. II-7-3-a) est présent dans le modèle CNRM-CM5 et entraîne une oscillation de période ~15ans de l'AMOC à 40°N. Il est aussi probable que la période du mécanisme décennal, décrit ci-dessus, ne soit pas stationnaire, mais fonction de modulations plus basses fréquences de l'AMOC et du gyre subpolaire.

Nous menons actuellement des études pour déterminer les rôles respectifs des anomalies de chaleur et de salinité dans les variations de niveau de la mer durant ce cycle. Les résultats préliminaires montrent une relation complexe mettant en cause une propagation en quadrature entre les anomalies de température et les anomalies de sel dont l'origine semble provenir des positions différentes des gradients méridiens climatologiques entre ces deux champs. Une même anomalie d'AMOC à 40°N n'engendrerait donc pas des anomalies de température et de salinité colocalisées. En outre, bien que ce mécanisme ait un caractère oscillant, son intermittence souligne qu'il n'est pas auto-suffisant (**Figure III.6**). Nous trouvons effectivement qu'un forçage atmosphérique hivernal de type NAO+ ou EAP- semble nécessaire pour produire un maximum d'AMOC à 40°N (non montré).

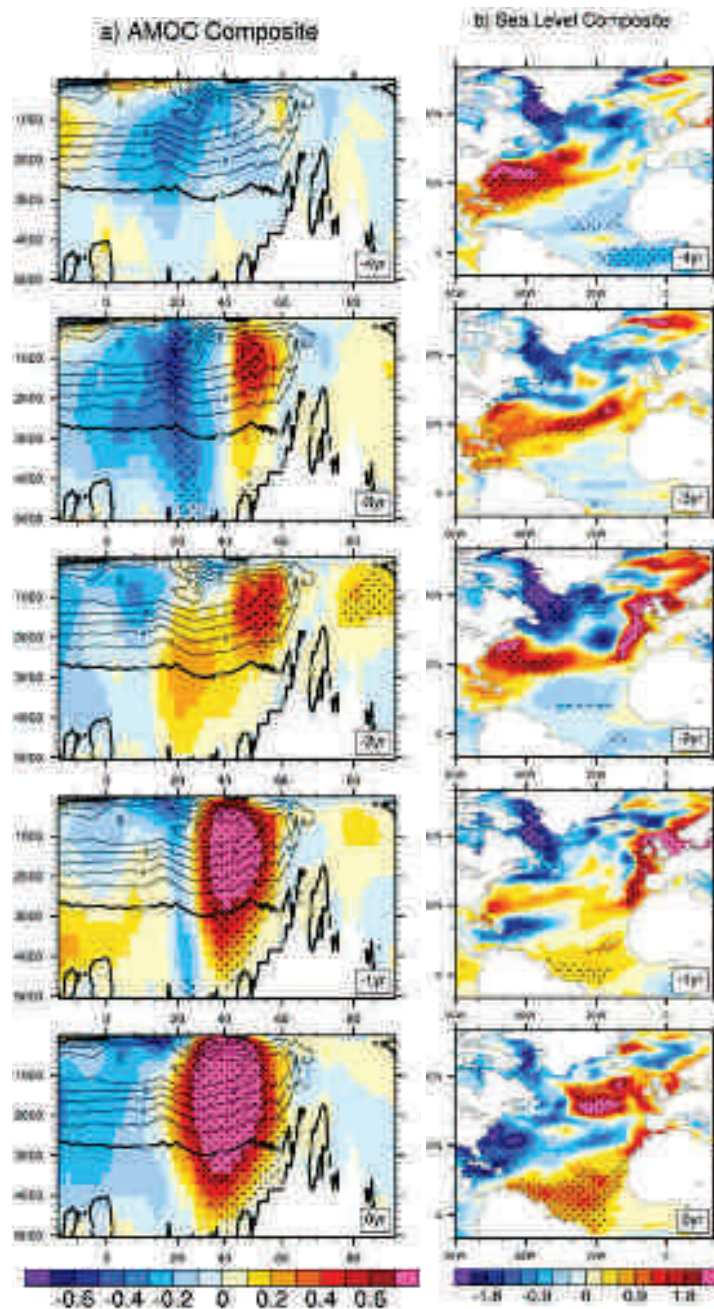


Figure III.10 : Composites des anomalies des champs (a) d'AMOC et (b) de niveau de la mer, filtrés passe-haut, précédents de 4ans à 0ans les maxima d'AMOC40 décennal. Sur les graphiques de la colonne (a), les contours représentent la climatologie de l'AMOC calculée à partir des 1000ans de PiCTL. Les pointillés indiquent les régions pour lesquelles les anomalies sont statistiquement différentes de la climatologie au seuil de confiance 95% (test de bootstrap réalisé à partir des champs filtrés passe-haut).

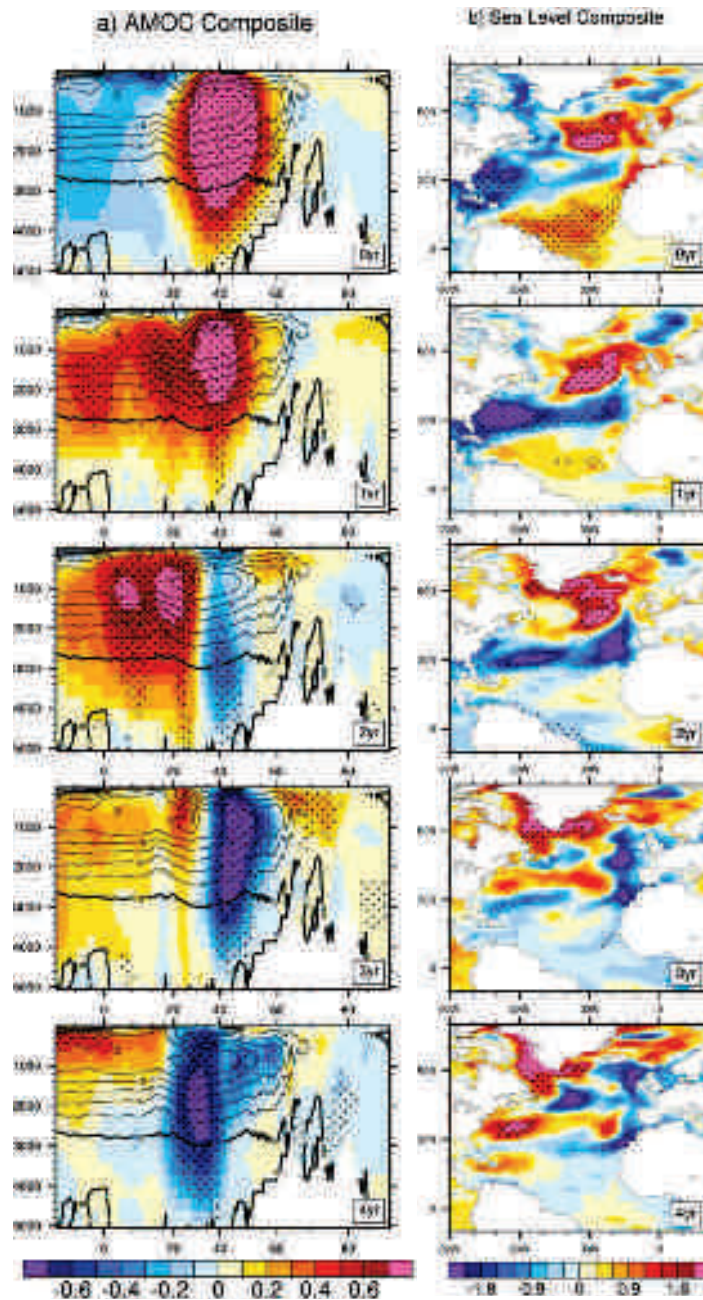


Figure III.11 : idem Figure III.10 mais pour des déphasages positifs.

III-3-3) Conclusion et discussion

Ainsi, cette étude montre que, dans CNRM-CM5, la variabilité basse fréquence de la température de surface de l'Atlantique Nord correspond à la superposition de deux modes. Le premier, d'échelle multidécennale, se caractérise par des anomalies de SST de même signe sur l'ensemble du bassin Nord Atlantique. Il est lié aux modulations de l'intensité de l'AMOC dans son ensemble qui, à cette échelle de temps, sont contrôlées par la salinité du gyre subpolaire et la convection profonde océanique en mer du

Labrador. Le deuxième mode, d'échelle décennale, est oscillant et présente une alternance méridienne des anomalies de SST sur l'ensemble du bassin. Le caractère oscillant de ce mode s'explique par une propagation d'Est en Ouest d'anomalies du niveau de la mer dans la région du gyre subpolaire qui rétroagit de manière négative avec l'intensité du transport méridien océanique à 40°N selon un équilibre géostrophique. Soulignons que cette superposition de modes se retrouve dans d'autres modèles (e.g. Zhu et Jungclaus, 2008) et Frankcombe et al. 2010 suggèrent aussi que cette superposition existe dans la réalité en signalant la présence de deux maxima d'énergie dans le spectre de la série temporelle de température du jeu de données « Central England », un dans la bande 20-30 ans et l'autre à des périodes supérieures à 60 ans.

Dans ce chapitre, nous avons instruit en détails les mécanismes physiques responsables des variations décennale à multidécennale de l'Atlantique Nord du modèle CNRM-CM5. Nous nous proposons maintenant d'en étudier la prévisibilité associée à ces variations.

Chapitre IV : La prévisibilité décennale de la région Atlantique Nord – Europe

Par le volet décennal de l'exercice CMIP5, la communauté scientifique tente de diminuer les incertitudes sur l'évolution du climat des prochaines décennies (cf. AR5). Pour ce faire, les modèles de climat, et en particulier leurs conditions océaniques, sont initialisés à partir des observations directes, ou de réanalyses, afin de réaliser des **prévisions décennales**. Cette initialisation permet de « phaser » la variabilité interne basse fréquence simulée sur celle observée et ainsi de diminuer la part des incertitudes sur la prévision de l'état du système climatique des 5-30 prochaines années (ordre de grandeur des périodes des oscillations basses fréquences observées, cf. II-4 et II-5) comparativement aux projections où seuls les forçages externes sont appliqués (Hawkins and Sutton 2009, 2010). Mais la forte sensibilité aux conditions initiales du système climatique (i.e. son caractère chaotique) limite la possibilité de prévoir l'évolution du climat à un temps fini (Lorenz 1963).

L'influence potentielle de l'initialisation de l'océan sur la prévision du climat reste cependant à estimer, on parle de **prévisibilité**. La prévisibilité est une propriété intrinsèque d'un système physique, qui est fonction de la vitesse de divergence de deux états initialement proches du système. La manière la plus simple de l'estimer est d'utiliser la méthode dite « des analogues » (e.g. Lorenz 1968, Branstator et al. 2012). Elle consiste à étudier l'évolution d'états initialement semblables (selon une métrique donnée) du système climatique, ou analogues, et d'identifier l'échéance temporelle à partir de laquelle ceux-ci deviennent aussi distincts que n'importe quels autres états pris au hasard. Le manque d'observations historiques, ou en d'autres termes le faible choix d'analogues, empêche de mesurer cette propriété à l'échelle de temps décennale. Dans ce contexte, les modèles climatiques apparaissent de nouveau comme un outil intéressant et adapté pour étudier la prévisibilité décennale du climat. La prévisibilité étant une propriété intrinsèque d'un système physique, celle des modèles est très probablement différente de la réalité. Néanmoins, l'étudier à travers des GCMs nous donne une indication sur la limite de prévisibilité d'un système comparable au système climatique réel, ou en tout cas, de notre meilleur estimateur de ce dernier. De plus, les GCMs étant utilisés pour prévoir la réalité, leurs limites de prévisibilité intrinsèque

apportent également des renseignements sur notre capacité effective à prévoir le climat futur.

Ce chapitre est consacré à l'étude de la prévisibilité décennale de la région Atlantique Nord – Europe (NAE) dans le modèle CNRM-CM5. Au chapitre III nous avons vu que la variabilité multidécennale de la région NAE était fortement influencée par celle de l'AMOC. De nombreuses études, basées sur une approche dite en **modèle parfait** (cf. IV-1-2-a), se sont intéressées à sa prévisibilité et ont montré que les fluctuations de l'AMOC pouvaient être en partie prévisibles jusqu'à une échéance de 10-20 ans (e.g. Griffies et Bryan 1997, Collins 2002, Collins and Sinha 2003, Pohlmann et al. 2004, Collins et al. 2006, Msadek et al. 2010, Persechino et al. 2012). Peu d'études se sont intéressées en revanche à la prévisibilité de l'AMV en elle-même. Or, si la variabilité de l'AMOC a une influence sur les continents, ultime intérêt de la prévisibilité pour la société, cela passe nécessairement par son empreinte en SST qui, dans CNRM-CM5, est proche de la structure de l'AMV observée. Dans ce chapitre, nous nous intéresserons ainsi à la prévisibilité décennale à la fois de l'AMOC et de l'AMV.

Cette section est constituée de cinq parties : la première, méthodologique, introduira les outils et concepts utilisés pour estimer la prévisibilité décennale du système climatique (IV-1). Nous étudierons plus spécifiquement la prévisibilité décennale de la région NAE et discuterons du choix de la mesure utilisée pour quantifier cette prévisibilité (IV-2). Nous tenterons d'estimer l'incertitude associée à cette mesure (IV-3) pour finalement nous intéresser aux processus physiques à l'origine de cette prévisibilité (IV-4). La dernière section de ce chapitre sera consacrée à l'étude de la prévisibilité décennale des conditions climatiques continentales à l'échelle décennale (IV-5).

Chapitre IV : La prévisibilité décennale de la région Atlantique Nord – Europe	121
<i>IV-1) La prévisibilité du système climatique à l'échelle décennale : une étude comparative des estimations diagnostique et pronostique.....</i>	<i>124</i>
IV-1-1) Estimation diagnostique de la prévisibilité.....	124
IV-1-1-a) La « potential predictability variance fraction » (ppvf).....	124
IV-1-1-b) Comparaison avec un modèle autorégressif d'ordre 1	126
IV-1-1-c) Conclusion et remarques sur l'estimation diagnostique de la prévisibilité	129
IV-1-2) Estimation pronostique de la prévisibilité	130
IV-1-2-a) L'approche "modèle parfait"	130
IV-1-2-b) Choix des dates d'initialisation et génération des membres	131
IV-1-2-c) Comparaison avec l'estimation diagnostique de la prévisibilité	132
IV-1-2-d) Conclusion et discussion sur les estimations ppvf et PPP de la prévisibilité	136
<i>IV-2) La prévisibilité de l'Atlantique Nord.....</i>	<i>138</i>
IV-2-1) Mesurer la prévisibilité	138
IV-2-1-a) Mesurer la prévisibilité à partir de la dispersion	140
IV-2-1-b) Mesurer la prévisibilité à partir de la moyenne d'ensemble	142
IV-2-1-c) L'entropie relative	144
IV-2-2) Prévisibilité par le prisme de l'entropie relative.....	147
IV-2-2-a) L'entropie relative de l'AMOCy.....	147
IV-2-2-b) L'entropie relative de la NASST	150
IV-2-2-c) Conclusion sur la prévisibilité estimée par l'entropie relative.....	150
<i>IV-3) Incertitudes et pertinence des simulations d'ensemble.....</i>	<i>152</i>
IV-3-1) Mesure de l'incertitude de l'entropie relative par bootstrap subsampling	152
IV-3-2) Mesure de l'incertitude de l'entropie relative à l'aide de modèles statistiques simples	155
IV-3-2-a) Les modèles statistiques	155
IV-3-2-b) Les prévisions d'ensemble à partir de modèles statistiques	158
IV-3-3) Valeur ajoutée des prévisions d'ensemble numériques.....	160
<i>IV-4) Mécanismes physiques à l'origine de la prévisibilité de l'Atlantique Nord</i>	<i>164</i>
IV-4-1) Prévisibilité du gyre subpolaire.....	164
IV-4-1-a) Lien entre la prévisibilité de l'AMOC et celle de la densité du gyre subpolaire	164
IV-4-1-b) Prévisibilité de la salinité et de la température du gyre subpolaire	166
IV-4-2) Prévisibilité de la salinité de l'Atlantique Nord.....	168
IV-4-2-a) L'événement AMV/AMOC 1991-2004	168
IV-4-2-b) L'événement AMV/AMOC 2153-2166	171
<i>IV-5) Prévisibilité décennale des conditions atmosphériques et continentales</i>	<i>174</i>
IV-5-1) Prévisibilité de l'atmosphère d'hiver	174
IV-5-1-a) Température et pression hivernales lors des prévisions 1991-2004	174
IV-5-2-b) Température et pression hivernales lors des prévisions 2153-2166	177
IV-5-3) Prévisibilité de l'atmosphère d'été	180

IV-1) La prévisibilité du système climatique à l'échelle décennale : une étude comparative des estimations diagnostique et pronostique

Plusieurs méthodes existent pour estimer la prévisibilité du système climatique à l'aide des modèles de climat. Deux grandes familles se dégagent. La première dite diagnostique, l'estime a posteriori à partir de l'étude de la variabilité d'une longue simulation (e.g. Rowell 1998, Boer 2000, Pohlmann et al. 2004, Boer et Lambert 2008). La deuxième dite pronostique, se base sur des simulations d'ensemble et l'analyse du comportement commun à tous les membres (e.g. Griffies and Bryan 1997, Boer 2000, Collins 2002, Branstator et Teng 2010). Ces deux classes d'analyses sont maintenant décrites à partir du modèle CNRM-CM5.

IV-1-1) Estimation diagnostique de la prévisibilité

L'estimation diagnostique de la prévisibilité est basée sur une analyse en variance ou **ANOVA**. Cette approche repose sur l'hypothèse que la variabilité basse fréquence (ici décennale) d'une variable climatique peut être séparée en une composante prévisible (appelée **signal**) et une composante non prévisible produite par la non-linéarité du système climatique (appelé **bruit**). La prévisibilité de cette variable est alors estimée en testant si sa variabilité basse fréquence est statistiquement différente de celle engendrée par une variable synthétique possédant les mêmes caractéristiques que le bruit. La part de la variabilité basse fréquence non compatible avec celle générée par le bruit suggère alors la présence de mécanismes physiques susceptibles d'être prévisibles. Cette prévisibilité dite **potentielle** n'est pas une estimation formelle de la prévisibilité puisqu'elle ne se base pas sur l'estimation de la divergence d'états initialement proches comme le font les méthodes pronostiques (cf. IV-1-2 et IV-2-1). Cependant, celle-ci renseigne sur la part de la variabilité contrôlée par des mécanismes d'évolution lente et donc potentiellement prévisibles aux échelles de temps qui nous intéressent.

IV-1-1-a) La « *potential predictability variance fraction* » (*ppv*)

De nombreuses méthodes existent pour mesurer cette prévisibilité potentielle ; leurs différences résident essentiellement dans l'estimation de la variabilité basse fréquence engendrée par le bruit (cf. Feng et al. 2013 pour une revue détaillée). Nous présentons ici la méthode dite *ppv* (pour *potential predictability variance fraction* ; e.g. Boer 2004, Pohlmann et al. 2004) pour laquelle le bruit considéré suit un spectre blanc et l'appliquons aux champs annuels de PiCTL. La première étape consiste à découper la simulation en n « blocs » de m années de sorte que les $N = nm$ années de la série puissent

être identifiées indifféremment par l'indice $\alpha = 1, 2, \dots, N$ ou par le couple d'indices $(i, j) \in [1; n], [1; m]$. La relation entre ces deux représentations s'écrit sous la forme $\alpha = (i - 1)m + j$; où, i représente l'indice du bloc de m années considéré et j situe l'année à l'intérieur de ce bloc. L'évolution temporelle d'une variable X peut donc s'écrire de la manière suivante :

$$X_\alpha = X_{ij} = \mu + s_i + \varepsilon_{ij} \quad (\text{éq. IV.1})$$

Où,

$$\mu = \frac{1}{N} \sum_{\alpha=1}^N X_\alpha \quad (\text{éq. IV.2})$$

$$s_i = \frac{1}{m} \sum_{j=1}^m X_{ij} \quad (\text{éq. IV.3})$$

$$\varepsilon_{ij} = X_{ij} - \mu - s_i \quad (\text{éq. IV.4})$$

C'est-à-dire comme la somme d'une moyenne climatologique μ , d'une variabilité basse fréquence (ici décennale) s_i et d'un résidu ε_{ij} correspondant à la variabilité haute fréquence (ici interannuelle) au sein des moyennes décennales s_i .

La deuxième étape consiste à estimer la part de la variabilité basse fréquence qui est prévisible. La variance basse fréquence s'exprime :

$$\sigma_s^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (s_i - \mu)^2 \quad (\text{éq. IV.5})$$

Or, même dans le cas d'une variable dont les réalisations sont indépendantes les unes des autres, c'est-à-dire dont l'autocorrélation est nulle, il existe de la variabilité basse fréquence mais elle n'est pas prévisible. Dans le cas théorique d'une variable suivant les propriétés d'un bruit blanc gaussien, elle est de σ^2/n , où σ^2 est la variance totale de la série. Ainsi, selon l'hypothèse gaussienne, nous pouvons estimer que la part de la variance basse fréquence potentiellement prévisible s'écrit $\sigma_{sp}^2 = \sigma_s^2 - \frac{1}{n} \sigma^2$. La *ppvf* s'exprime alors (cf. Boer 2004) :

$$ppvf = \frac{\sigma_{sp}^2}{\sigma^2} = \frac{(\sigma_s^2 - \frac{1}{n} \sigma^2)}{\sigma^2} \quad (\text{éq. IV.6})$$

La **Figure IV.1a** présente la carte des *ppvf* de la température à 2 mètres, calculées à partir de blocs de 10 ans pour les 1000 ans de PiCTL. Les valeurs relativement élevées aux moyennes et hautes latitudes contrastent avec les faibles valeurs de la bande équatoriale [10°S-10°N]. Il existe un fort potentiel prédictif au niveau de l'océan Austral (à l'Est du passage de Drake), des mers de GIN et du gyre subpolaire de l'Atlantique Nord avec des valeurs de *ppvf* représentant plus d'1/3 de la variance totale des moyennes annuelles de température. Le Pacifique Nord et le STG de l'Atlantique Nord présentent aussi des valeurs de *ppvf* significatives avec des valeurs d'environ 15%. Notons que la structure de la *ppvf* au niveau des océans de l'hémisphère Nord est

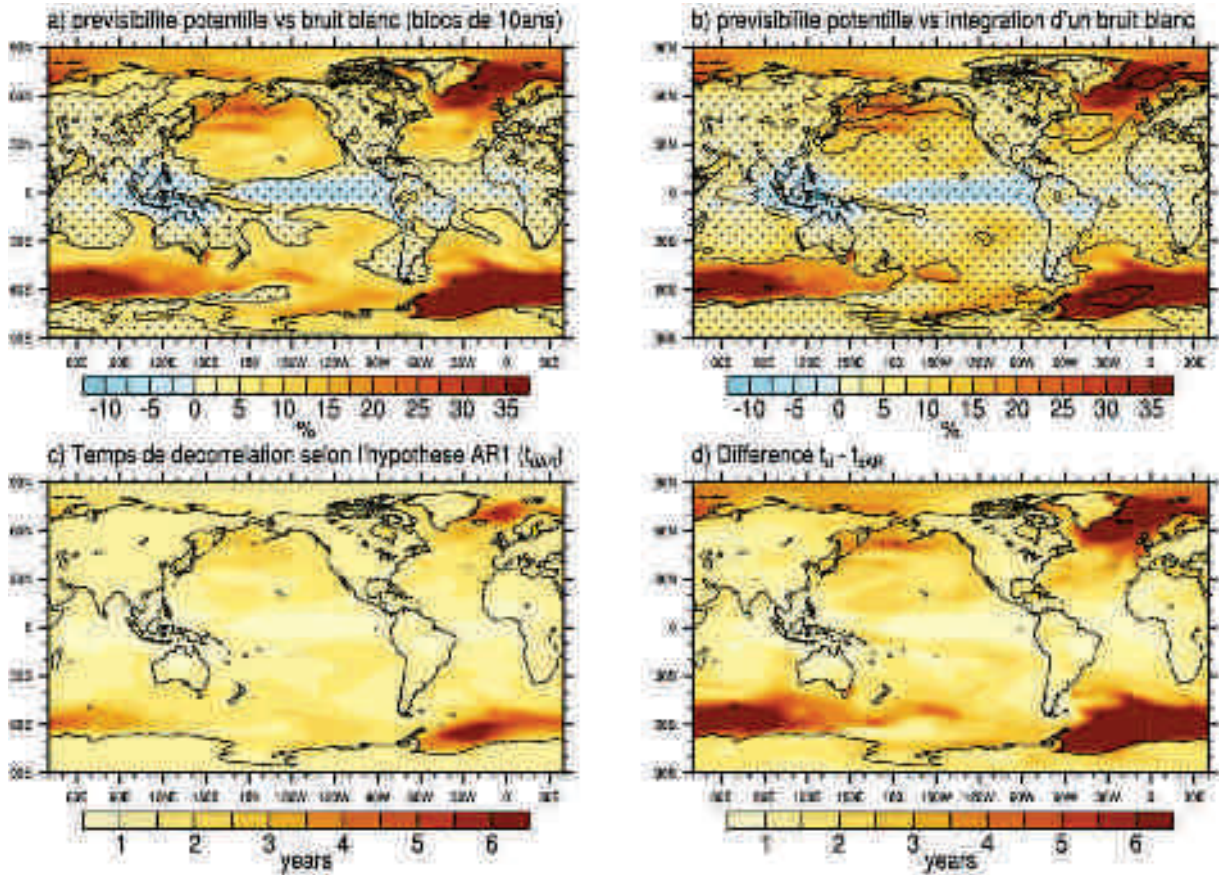


Figure IV.1 : Carte de ppvf de la température à 2 mètres. (a) valeurs de la ppvf pour des blocs de 10 ans de la température annuelle. Les pointillés représentent les zones dont les valeurs ne sont pas statistiquement différentes d'un bruit blanc pour un seuil de confiance de 95%. **(b)** idem (a), mais la significativité est testée par rapport à un bruit de type white noise integrator (ici AR(1)). **(c)** Temps de décorrélation t_{dAR} estimé suivant l'hypothèse AR(1). **(d)** Différence entre le temps de décorrélation t_{dAR} et le temps de décorrélation t_d estimé à partir de la fonction d'autocorrélation. Précisons que le test du « white noise integrator » n'est pas approprié pour les régions tropicales.

similaire à celle du ratio de variance décennale de la SST des observations vue à la **figure II.4**. Sur les continents les valeurs de ppvf sont majoritairement inférieures à 5% et, à l'exception de la Scandinavie, de l'extrême Nord de la Sibérie et d'une partie de l'Antarctique, elles ne sont pas significativement différentes de 0. A la fois sur les océans et sur les continents, nous retrouvons des valeurs de ppvf de température cohérente avec l'étude de Boer (2008) réalisée à partir des modèles CMIP3.

IV-1-1-b) Comparaison avec un modèle autorégressif d'ordre 1

Les contrastes continents-océans et tropiques-extratropiques des valeurs de ppvf sont cohérents avec les propriétés du modèle dit *white noise integrator* (Hasselmann 1976) pour lequel la variabilité basse fréquence de la température de surface est fonction de l'inertie thermique du milieu (cf. II-7-1-a). Elle est très faible pour les continents et est fonction du volume d'eau en contact avec l'atmosphère, i.e. de la couche de mélange,

pour l'océan. Rappelons ici les formes dérivée et intégrée de ce modèle d'évolution de la température T :

$$\frac{dT}{dt} = -\alpha T' + \varepsilon \quad (\text{éq. IV.7})$$

$$T(t_0 + t) = \mu + e^{-\alpha t} T'(t_0) + \int_{t_0}^{t_0+t} e^{-\alpha(t_0+t-s)} ds \quad (\text{éq. IV.8})$$

Où μ représente la moyenne climatologique, α le coefficient d'amortissement des anomalies vers l'état moyen et ε le terme de forçage, ou innovation. En considérant que ε décrit uniquement un forçage atmosphérique local, celui-ci peut être représenté par une variable stochastique d'autocorrélation interannuelle nulle, c'est-à-dire comme suivant les propriétés d'un bruit blanc.

Le modèle d'Hasselmann (1976) peut être discrétisé sous la forme d'un processus de Markov du premier ordreⁱ du type **AR(1)** (pour *1st order AutoRegressive process*), son expression devient alors :

$$T(t_0 + 1) = \mu + \beta T'(t_0) + \varepsilon(t_0 + 1) \quad (\text{éq. IV.9})$$

avec $e^{-\alpha t} \sim 1 - \alpha t = \beta$ (développement limité à l'ordre 1). Ici β est égal à la fonction d'autocorrélation C de la série de température à un déphasage d'un an (ci-après **lag 1**) : $C(1) = \beta$. Il dépend donc de l'inertie thermique du milieu et représente en quelque sorte sa mémoire thermique interannuelle. Nous pouvons déduire de β le temps de décorrélation t_{dAR} d'un modèle AR(1), défini comme le temps moyen à partir duquel notre connaissance de la température à un instant t_0 ne nous donne plus d'information sur la température au temps $t_0 + t_{dAR}$. En théorie, ce temps est infini puisque la décroissance de la fonction d'autocorrélation d'un AR(1) suit la loi

$$C_{AR}(\tau) = \beta^\tau \quad (\text{éq. IV.10})$$

En pratique, il est calculé en se basant sur le comportement de la fonction $e^{-\alpha t}$ et t_{dAR} est défini par $\beta^{t_{dAR}} = e^{-2}$ (von Storch et Zwiers 1999). On obtient alors :

$$t_{dAR} = \frac{(1+\beta)}{(1-\beta)} \quad (\text{éq. IV.11})$$

Selon ce modèle, la prévisibilité de la température de surface est limitée au temps de décorrélation t_{dAR} et est uniquement due à la décroissance monotone des anomalies en fonction de la valeur du coefficient β . Le bruit ε étant par définition non prévisible, la genèse ou l'émergence d'une anomalie ne peut être anticipée. Etant donné ces propriétés, la prévisibilité de ce type de modèle est ainsi souvent considérée comme la prévisibilité minimale des systèmes dynamiques dont la présence de processus physiques est susceptible d'augmenter la prévisibilité (e.g. liens entre l'AMV et le

ⁱ Pour ce type de processus les conditions du pas de temps $t+1$ sont entièrement déterminées par les conditions du pas de temps t .

transport de chaleur méridien vu au chapitre III). Il est ainsi intéressant de comparer le temps de décorrélation t_{dAR} calculé suivant l'hypothèse d'un modèle AR(1), qui ne dépend que de la fonction d'autocorrélation au lag 1, à celui calculé sans aucune hypothèse statistique (autre qu'une moyenne et une tendance nulles) à partir de l'ensemble de la fonction d'autocorrélation, t_d (cf. von Storch et Zwiers 1999 p.372). Dans le contexte de l'ANOVA, où la série est séparée en blocs de m années, ce temps est estimé selon l'équation suivante:

$$t_d = 1 + 2 \sum_{j=1}^m \left[\left(1 - \frac{j}{m}\right) C(j) \right] \quad (\text{éq. IV.12})$$

Pour rigoureusement comparer le t_d (calculé sur un nombre de lag fini) au t_{dAR} , nous corrigeons ce dernier suivant la formule (**Figure IV.1c** ; cf. Boer 2004) :

$$t'_{dAR} = \frac{(1+\beta)}{(1-\beta)} - \frac{2\beta(1-\beta^m)}{m(1-\beta)^2} \quad (\text{éq. IV13})$$

La cohérence entre les temps de décorrélation, t_d et t'_{dAR} , renseigne sur la compatibilité du comportement de la température avec celui d'un modèle AR(1) (**Figure IV.1d**). Plus particulièrement, pour les zones où $t_d > t'_{dAR}$, cela signifie que la durée de vie d'une anomalie de température est supérieure à celle attendue pour un modèle AR(1), suggérant donc que la variabilité basse fréquence n'est pas le simple résultat de l'intégration d'un bruit interannuel.

Nous réalisons un deuxième test prenant en compte la possible autocorrélation de la température afin de caractériser son comportement basse fréquence. L'hypothèse H_0 étant : « l'évolution de la température est compatible avec un modèle AR(1) » (cf. Boer 2004 pour les détails de ce test). Dans le cas où l'hypothèse H_0 est rejetée, nous concluons qu'un mécanisme supplémentaire au simple amortissement des anomalies créées par le bruit atmosphérique est en jeu. Précisons cependant que le fait de ne pas pouvoir rejeter l'hypothèse H_0 n'est pas suffisant pour considérer que le système se comporte comme le modèle d'Hasselmann (1976). En effet, le modèle AR(1) est en fait une linéarisation au premier ordre du comportement de la température plus que la simple intégration par les masses d'eau d'un bruit atmosphérique local. L'hypothèse selon laquelle le coefficient β , calculé à partir de la fonction d'autocorrélation au lag 1, représente l'inertie thermique du milieu est fondamentalement fautive : un ensemble d'autres phénomènes physiques, dont les processus advectifs, peuvent augmenter sa valeur. Aussi, en surestimant la variance basse fréquence provenant uniquement de l'inertie thermique des masses d'eau, la compatibilité de la température avec un modèle AR(1) ne permet pas de conclure sur la compatibilité avec la représentation d'Hasselmann (1976).

La **Figure IV.1b** montre que seuls une partie de l'océan Austral, l'océan Arctique et le gyre subpolaire de l'Atlantique Nord présentent des valeurs de $ppvf$ statistiquement incompatibles avec l'hypothèse du modèle AR(1), soulignant l'importante contribution de la dynamique océanique et de la glace de mer sur l'évolution de la température dans

ces régions. L'incapacité du modèle AR(1) à représenter la variabilité décennale de la température au niveau du gyre subpolaire de l'Atlantique Nord est cohérente avec l'étude menée au chapitre III, où nous montrions ses forts liens avec l'AMOC.

Au chapitre III, nous avons montré que la variabilité de l'Atlantique Nord a un maximum de puissance aux périodes multidécennale à centennale. De fait, pour caractériser au mieux la prévisibilité potentielle de cette variabilité nous avons augmenté la taille des blocs de la *ppvf* à 25 ans (non montré). Une surface plus importante des mers de GIN et du gyre subpolaire devient alors significative (suivant l'hypothèse H_0), suggérant que l'augmentation de la taille des blocs de 10 à 25 ans permet de diminuer le bruit sur l'estimation de la variance basse fréquence et permet donc de mieux la caractériser. Cependant, augmenter la taille des blocs entraîne *de facto* une diminution de leur population et la meilleure caractérisation de la basse fréquence se fait donc au détriment de l'échantillonnage, ce qui rend le test sur l'AR(1) encore plus permissif (en faveur de l'hypothèse H_0), diminuant la surface du globe où celle-ci peut être rejetée. Cela souligne la subjectivité inhérente à l'approche *ppvf* dans le choix de la période de coupure séparant la basse fréquence de la haute fréquence et donc la nécessité de tester cette dernière.

Au niveau du Pacifique Nord, à l'exception des zones frontières de glace, les valeurs de *ppvf* ne permettent pas d'exclure un comportement de type AR(1). Ce résultat suggère une contribution plus faible de la dynamique océanique dans la variabilité basse fréquence du Pacifique que dans celle de l'Atlantique (cohérent avec l'absence de MOC). Cependant, de nombreuses études antérieures ont montré que le principal mode de la variabilité décennale du Pacifique Nord, la PDV (cf. II-4), peut être prévisible à l'échelle décennale en raison de la propagation d'ondes de Rossby océanique (Latif et Barnett 1994, Kwon et Deser 2007, Schneider et al. 2002, Sugiura et al. 2009) ou de processus advectifs le long des gyres (Saravanan et McWilliams 1998, Teng et Branstator 2011). Il est possible que la fenêtre temporelle sur laquelle la moyenne de la *ppvf* est basée, soit trop longue pour que la prévisibilité décennale associée à ces processus propagatifs puisse être extraite (si le temps de résidence d'une anomalie en un lieu est inférieur à la taille de la fenêtre, il est possible que l'anomalie soit filtrée lors du calcul de la moyenne). De manière générale nous touchons ici à une limite des approches de type ANOVA qui, n'étant pas basées sur la divergence des états du système, ne permettent pas de détecter la prévisibilité associée aux processus propagatifs.

IV-1-1-c) Conclusion et remarques sur l'estimation diagnostique de la prévisibilité

L'estimation diagnostique de la prévisibilité d'une variable climatique (ici calculée via *ppvf*) nous renseigne sur la part de sa variabilité basse fréquence (ici décennale) qui ne peut être produite de manière aléatoire. Cette part de variabilité est donc déterministe et implique une prévisibilité potentielle du comportement basse fréquence de la variable

climatique. La prévisibilité décennale de la température de PiCTL ainsi estimée montre un fort contraste océan-continent avec un potentiel prédictif se situant essentiellement au niveau des océans des hautes et moyennes latitudes et une absence de prévisibilité significative sur les continents à l'exception de quelques zones côtières. Les fortes valeurs de *ppvf* de l'océan Austral et du système {mers de GIN - gyre subpolaire de l'Atlantique Nord} suggèrent une forte contribution de la dynamique océanique et de la glace de mer dans la prévisibilité de la température. Le test comparant la variabilité basse fréquence de PiCTL avec celle qu'engendrerait un modèle AR(1), confirme la nécessaire existence d'autres mécanismes que la simple intégration d'un bruit blanc atmosphérique (selon l'hypothèse d'Hasselmann 1976) pour expliquer le comportement de la température dans ces régions.

Cependant, l'approche diagnostique ne nous permet pas de connaître et de comprendre plus en détails les mécanismes physiques à l'origine de cette prévisibilité. De plus, la prévisibilité ainsi estimée renseigne sur une propriété moyenne du système mais n'informe pas sur la possible variation de la prévisibilité du système en fonction de son état, c'est à dire sur la **prévisibilité conditionnelle**. Or, dans le cas des prévisions météorologique et climatique il est connu que la prévisibilité peut varier considérablement d'un état initial à un autre en fonction de la part relative occupée par les processus non linéaires (e.g. Mu et Zhang 2006). Pour ces raisons, nous complétons l'étude de la prévisibilité de PiCTL par une approche pronostique.

IV-1-2) Estimation pronostique de la prévisibilité

Etant donné le caractère chaotique du système climatique, les prévisions du climat futur sont réalisées à l'aide de simulations d'ensemble afin d'estimer le champ des possibles à partir de la connaissance des seules conditions initiales (prévisibilité de première espèce). Les membres sont initialisés à partir des observations et légèrement perturbés les uns par rapport aux autres pour tenir compte des incertitudes de ces mêmes observations à l'instant présent. Dans ce contexte, notre capacité à prévoir le climat dépend à la fois de la prévisibilité du système climatique réel, mais aussi de la prévisibilité intrinsèque du modèle utilisé, de la qualité de notre connaissance des conditions initiales et de la capacité du modèle à reproduire les mécanismes physiques du monde réel.

IV-1-2-a) L'approche "modèle parfait"

L'approche « modèle parfait » part du principe, comme son nom le laisse entendre, que le modèle représente parfaitement la réalité. Sous cette hypothèse, le modèle est « substitué » aux observations et nous cherchons ainsi à prévoir ou à **reproduire**, à l'aide de simulations d'ensemble, l'évolution d'une réalisation du modèle lui-même. Si, contrairement à la *ppvf* cette approche permet d'étudier des processus physiques à

l'origine de la prévisibilité, elle est beaucoup plus coûteuse en ressource de calcul. Il n'est donc pas envisageable d'étudier la prévisibilité de chaque état simulé par le modèle et il est nécessaire de restreindre l'étude à un nombre limité de cas. Lors de cette thèse, nous avons réalisé 4 expériences de prévisions d'ensemble initialisées à partir de 4 états différents de la simulation PiCTL de CNRM-CM5.

IV-1-2-b) Choix des dates d'initialisation et génération des membres

L'objectif de nos travaux étant d'étudier la prévisibilité de la région NAE, les critères de sélection qui ont déterminé les 4 dates d'initialisation des simulations d'ensemble, i.e. nos 4 études de cas, reposent sur l'état de l'AMV (et de l'AMOC) de PiCTL (**Figure IV.2**). Nous avons sélectionné deux dates correspondant à des maintiens de phase de l'AMV : une phase chaude (année 1991) et une phase froide (année 2153), ainsi que deux dates correspondant à des transitions : 2004 (phase chaude → état neutre) et 2166 (phase froide → état neutre).

Pour les 4 dates de PiCTL sélectionnées, nous avons réalisé des simulations d'ensemble d'une durée de 30ans. Pour chacune d'elle, 13 membres ont été produits en perturbant uniquement les conditions initiales atmosphériques du premier jourⁱ et en gardant identiques celles des autres composantes (océan, glace, surfaces continentales) aux conditions de PiCTL. L'objectif de ce protocole est d'estimer la prévisibilité décennale du système provenant des conditions océaniques.

Nous avons aussi fait attention à sélectionner des couples de dates contiguës, i.e. 1991-2004 et 2153-2166, de manière à avoir une indication pour les dates 1991 et 2153 sur la présence (ou non) de précurseurs dans les transitions avant que celle-ci ne soit en marche pour les dates 2004 et 2153. Notons que le choix de ces dates nous permet aussi d'avoir un panel de conditions initiales océaniques qui nous permettra d'étudier l'impact sur le caractère conditionnel de la prévisibilité.

ⁱ Les simulations commençant au premier jour de l'année, nous avons remplacé l'atmosphère de ce jour initial par l'atmosphère d'autres 1^{er} janvier piochés aléatoirement dans la simulation PiCTL.

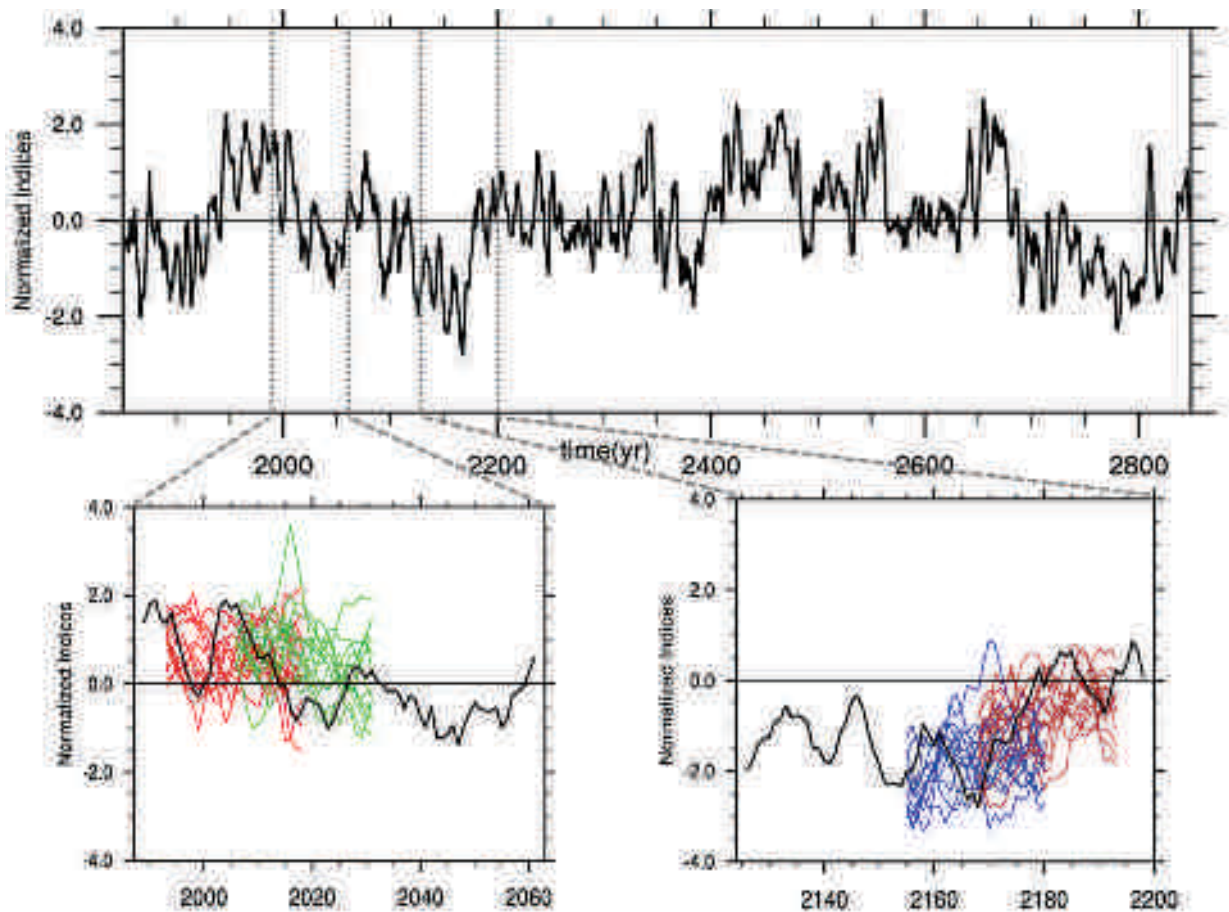


Figure IV.2 : Trajectoire des prévisions d'ensemble de NASST. (haut) Série temporelle de la NASST de PiCTL, (bas) zoom sur les trajectoires de la NASST des membres de la prévision d'ensemble initialisée en 1991 (rouge), 2004 (vert), 2153 (bleu) et 2166 (marron) de la simulation de contrôle.

IV-1-2-c) Comparaison avec l'estimation diagnostique de la prévisibilité

Nous verrons dans la section suivante que de nombreuses métriques existent pour estimer la prévisibilité à partir de simulations d'ensemble mais, dans un premier temps, nous cherchons à comparer les estimations de la prévisibilité obtenues suivant les approches diagnostique, décrite précédemment, et pronostique, développée ci-après. En pointant les incompatibilités entre la variabilité basse fréquence du système climatique et celle théoriquement engendrée par un bruit blanc, la *ppv* suggère l'existence de mécanismes déterministesⁱ contribuant à l'évolution basse fréquence du climat. Une simulation d'ensemble doit donc pouvoir reproduire le comportement basse fréquence des zones de forte *ppv* et les états pris par les membres de la prévision sont susceptibles d'être « proches » (selon une métrique donnée) en comparaison d'états piochés aléatoirement au cours des 1000 ans de PiCTL. Pour mesurer la prévisibilité des prévisions d'ensemble nous utilisons le concept de la prévisibilité pronostique (ci-après

ⁱ Déterminisme est employé ici par opposition à un caractère chaotique et donc imprévisible.

pp pour *pronostic predictability*; e.g. Pohlmann et al. 2004). Cette mesure compare la dispersion des membres au sein d'une simulation d'ensemble à une dispersion dite climatologique calculée à partir d'une longue simulation de contrôle. Puisque le comportement des membres de l'ensemble montre une sensibilité aux conditions initiales, la dispersion de l'ensemble croît avec le temps. Suivant l'hypothèse d'ergodicitéⁱ, le système peut alors être considéré comme en partie prévisible tant que la dispersion de l'ensemble est inférieure à la dispersion climatologique. Pour une variable x , **pp** est définie tel que :

$$pp(t) = 1 - \frac{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (x_i(t) - X(t))^2}{\sigma^2} \quad (\text{éq. IV.14})$$

où x_i représente la valeur de x pour le i -ème des N membres d'une simulation d'ensemble (ici $N=14$ car sur la plage de la prévision, PiCTL est aussi considéré comme un membre de l'ensemble), σ^2 est la variance d'une longue simulation de contrôle (ici PiCTL) de cette variable x et X la moyenne d'ensemble définie telle que :

$$X(t) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i(t) \quad (\text{éq. IV.15})$$

Ainsi, pp est fonction de l'échéance de la prévision et est bornée entre 1, lorsque la prévisibilité est parfaite, c'est à dire lorsque tous les membres sont identiques, et 0, lorsque la dispersion de l'ensemble a atteint la dispersion climatologique σ_c^2 . Pour comparer la prévisibilité pronostique à la *ppv*, nous moyennons les pp des 4 simulations et obtenons la **PPP** (pour *Pronostic Potential Predictability*, e.g. Collins et Allen 2002) :

$$PPP(t) = \frac{1}{M} \sum_{j=1}^M pp_j(t) \quad (\text{éq. IV.16})$$

Par cette opération, les variations possibles de prévisibilité provenant des conditions initiales de PiCTL, ou prévisibilité conditionnelle, sont masquéesⁱⁱ et la PPP permet de comparer plus rigoureusement la prévisibilité pronostique ainsi estimée à la prévisibilité diagnostique mesurée via la *ppv*. La **Figure IV.3** présente les valeurs de PPP de la température à 2 mètres en fonction de l'échéance temporelle des prévisions d'ensemble pour des moyennes annuelles et décennales. La significativité des valeurs de PPP a été testée à l'aide d'une méthode de **bootstrap** réalisée à partir d'états de PiCTL piochés aléatoirement au sein des 1000 ans de la simulation ; l'hypothèse H_0 étant : "Est-ce que le rapport {dispersion de l'ensemble / variance du contrôle} est différent de 0 ?".

ⁱ Hypothèse selon laquelle une grandeur moyenne calculée sur un très grand nombre de membres à instant t est égale à la grandeur moyenne calculée sur un très grand nombre de mesures prises dans le temps.

ⁱⁱ C'est pour cela que l'on ajoute l'adjectif "*potentiel*" à la pp dans ce cas.

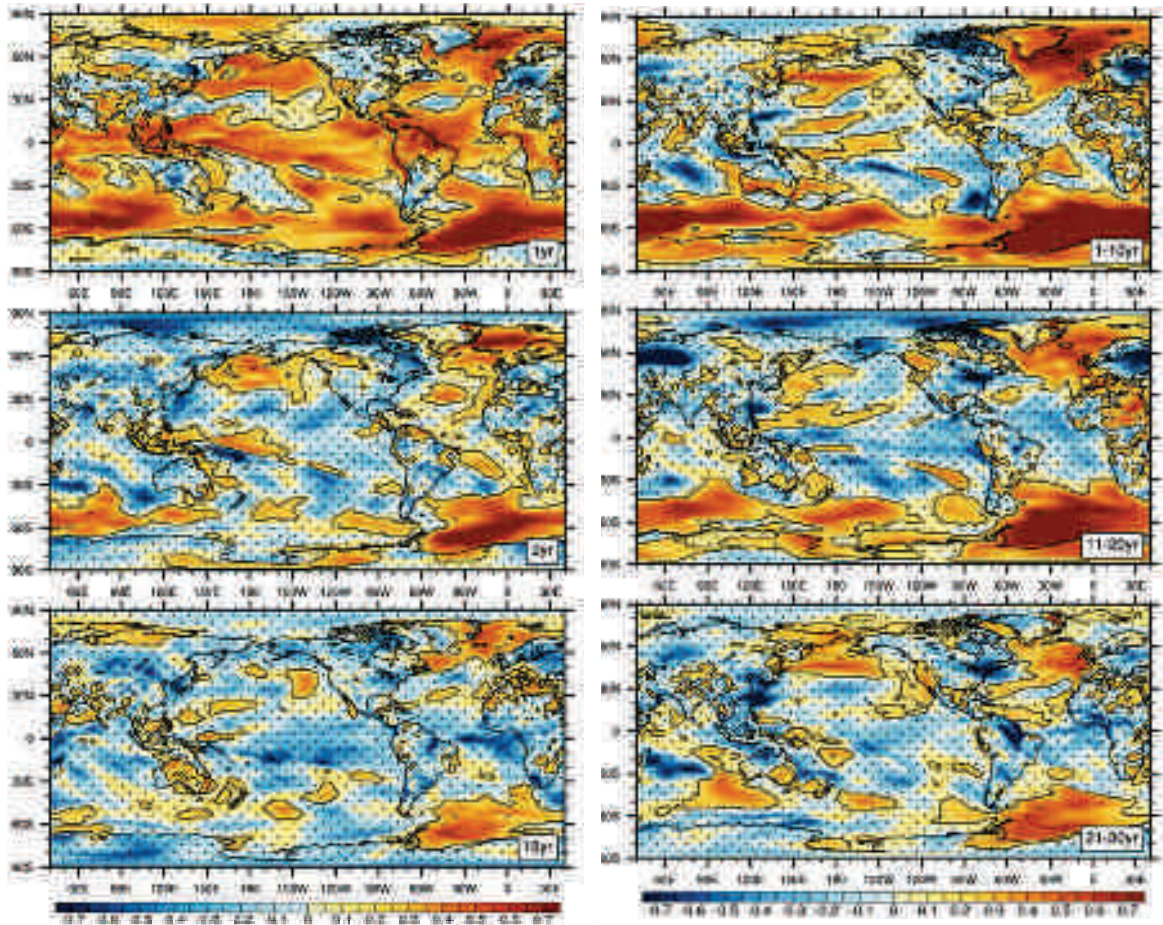


Figure IV.3 : PPP de la température à 2 mètres calculée à partir des 4 prévisions d'ensemble. (gauche) PPP des valeurs annuelles de la température aux échéances temporelles 1an (haut), 2 ans (milieu) et 15 ans (bas). (droite) PPP calculée sur des moyennes de 10 ans de la température aux échéances 1-10 ans (haut), 11-20 ans (milieu) et 21-30 ans (bas). Les pointillés indiquent les zones dont la valeur de la PPP n'est pas statistiquement différente de la variance climatologique au seuil de confiance 95% (test de bootstrap).

A l'échéance 1 an, l'initialisation de l'océan entraîne une réduction significative de la dispersion de la distribution de la température sur les continents de la bande équatoriale [10°S-10°N] (Figure IV.3gauche). En dehors de cette bande, l'évolution annuelle de la température des continents apparaît non prévisible. Sur les océans, les valeurs de PPP de la température sont significatives dans la quasi-totalité de la bande équatoriale ainsi qu'aux moyennes et hautes latitudes. Aux latitudes subtropicales (15°-40°) peu de régions ont des valeurs de PPP significatives.

Dans la bande équatoriale, la prévisibilité de la température, présente à la fois sur les océans et sur les continents, peut s'expliquer par le fort couplage océan-atmosphère des phénomènes climatiques à l'échelle interannuelle comme l'ENSO. En dehors de cette bande, le contraste de la PPP peut provenir de l'approfondissement de la couche de mélange océanique entre basses latitudes et hautes latitudes, mais aussi aux téléconnexions associées à l'ENSO qui sont plus fortes aux moyennes et hautes latitudes qu'aux latitudes subtropicales.

Deux ans après l'initialisation de l'océan, les valeurs de *PPP* ne sont plus significatives en dehors de quelques zones océaniques : l'océan Austral (en particulier la mer de Weddell), les mers de GIN, le gyre subpolaire du Pacifique Nord, le gyre subpolaire de l'Atlantique Nord ainsi que le centre et l'Est du gyre subtropical de l'Atlantique Nord. Notons que celles-ci coïncident avec les zones caractérisées par les plus longs temps de décorrélation t_d (**Figure IV.1**). Dans ces régions les valeurs de *PPP* diminuent ensuite lentement avec l'échéance et au niveau de la mer de Weddell, des mers de GIN et du gyre subpolaire de l'Atlantique Nord, celles-ci peuvent être significatives même après 15 ans d'échéance, avec une dispersion inter-membres environ 30% inférieure à la dispersion climatologique (**Figure IV.3gauche**).

En calculant la *PPP* à partir de moyennes décennales, nous trouvons des valeurs significatives au niveau de la mer de Weddell et du gyre subpolaire de l'Atlantique Nord durant les 3 décennies de la prévision d'ensemble, avec une dispersion d'ensemble pouvant être jusqu'à 50% inférieure à la dispersion climatologique (**Figure IV.3droite**). Les valeurs de *PPP* sont aussi significatives durant les 2 premières décennies au niveau des mers de GIN et de l'ensemble de l'océan Austral. Nous notons également la présence de signaux significatifs au niveau du bassin méditerranéen, du Nord-Est de l'Afrique ainsi que sur l'Ouest de l'Europe au cours des deux premières décennies. L'ensemble du Groenland se caractérise aussi par des valeurs significatives lors de la première décennie. Ces signaux continentaux impliquent que, dans ces régions, une partie de l'évolution de la température est prévisible à l'échelle décennale malgré la non significativité des *PPP* calculées à partir des températures annuelles. Une raison possible pour laquelle les moyennes annuelles de température ne montrent pas de prévisibilité à une échéance supérieure à 2 ans, est que le rapport signal sur bruit de la part prévisible de la température est trop faible pour qu'une prévisibilité interannuelle soit détectée à l'aide d'un ensemble de 14 membres. Moyenner temporellement permet d'augmenter ce rapport signal sur bruit et aide ainsi à estimer la prévisibilité décennale sans augmenter le nombre de membres.

Notons que les cartes de *PPP* présentent des valeurs négatives (cf. Europe de l'Est par exemple) qui, selon l'hypothèse ergodique, ne devraient pas exister. Deux raisons peuvent expliquer cela : (i) il est possible que le nombre de membre des prévisions soit insuffisant pour caractériser correctement la dispersion de l'ensemble dans ces régions ; (ii) l'hypothèse d'ergodicité est fautive la stationnarité des caractéristiques de la simulation de contrôle doit être remise en cause. Il est en effet probable qu'un état du système climatique soit plus dispersif qu'un autre. Utiliser l'ensemble de la simulation pour caractériser la dispersion masquerait cette variation et pourrait ainsi expliquer les valeurs de *PPP* négatives.

IV-1-2-d) Conclusion et discussion sur les estimations *ppv* et *PPP* de la prévisibilité

Les approches diagnostique *ppv* et pronostique *PPP* s'accordent sur le fait que, dans CNRM-CM5, la variabilité interne de la température est potentiellement prévisible au niveau de l'océan Austral, des mers de GIN et du gyre subpolaire de l'Atlantique Nord à l'échelle de temps décennale (**Figures IV.1 et IV.3**). Ces résultats sont cohérents avec des études précédentes réalisées à partir d'autres modèles (Griffies et Bryan 1997, Collins 2002, Collins et Sinha 2003, Boer 2004, Pohlmann et al. 2004, Boer 2008, Hawkins et al. 2011, Persechino et al. 2012, Branstator et Teng 2012). Cependant, l'approche pronostique ne révèle pas de prévisibilité décennale de la température au niveau de l'océan Arctique contrairement à l'approche diagnostique. Inversement, l'approche pronostique révèle une part prévisible (à la différence de l'approche diagnostique) de l'évolution décennale de la température sur certaines régions continentales : pourtours du bassin méditerranéen, Nord-Est de l'Afrique, Ouest de l'Europe et Groenland. Notons que l'étude de Pohlmann et al. (2006), réalisée à partir du modèle ECHAM5/MPI-OM, conclut aussi sur l'existence d'une prévisibilité décennale des températures européennes suite à l'initialisation des conditions océaniques.

Physiquement, le fait que la température à 2 mètres de l'Arctique ne soit pas affectée par l'initialisation de l'océan dans les simulations d'ensemble est compréhensible en raison de la présence de glace qui agit comme une pellicule isolante à l'interface océan/atmosphère. La glace de mer peut dans ce cas être assimilée à une surface continentale. D'autre part, la différence entre la *PPP* et la *ppv* au niveau de l'Arctique suggère que la prévisibilité de cette région provient d'une variabilité de la glace de mer indépendante de la SST. Nous émettons l'hypothèse que la prévisibilité de la température de l'Arctique provienne d'une téléconnexion atmosphérique mettant en jeu la SST d'une autre région du globe, mais que cette téléconnexion n'ait pas été active lors des 4 expériences de prévisions. Pour tester cette hypothèse, il serait nécessaire d'étudier la valeur même des anomalies de température dans les simulations d'ensemble, prises séparément, et non uniquement la valeur de leur dispersion moyenne.

Dans cette section nous avons identifié à l'aide d'une approche diagnostique (*ppv*) et d'une approche pronostique (*PPP*) les zones possédant un potentiel prédictif à l'échelle de temps décennale dans le modèle CNRM-CM5. Les deux approches révèlent une forte prévisibilité de la température de surface de la région Atlantique Nord. L'approche diagnostique suggère que cette prévisibilité n'est pas simplement due à l'intégration par l'océan d'un forçage atmosphérique local (au sens de l'hypothèse d'Hasselmann 1976), ce qui est cohérent avec les résultats de l'étude menée au chapitre III qui montrait l'importance jouée par la variabilité de l'AMOC sur les conditions de l'Atlantique Nord.

IV-1) La prévisibilité du système climatique à l'échelle décennale : une étude comparative des estimations diagnostique et pronostique

Nous nous proposons maintenant d'étudier plus en détails la prévisibilité décennale de cette région à l'aide des 4 simulations d'ensemble réalisées. En nous appuyant sur les indices d'AMOCy et de NASST, nous tâcherons de quantifier leur prévisibilité et d'isoler les mécanismes physiques à l'origine de celle-ci, à la lumière des études de processus détaillés dans l'article de *Climate Dynamics*.

IV-2) La prévisibilité de l'Atlantique Nord

Les trajectoires de l'AMOC_yⁱ pour les 4 simulations d'ensemble sont présentées sur la **Figure IV.4**. Dans la suite du manuscrit, les simulations de 30 ans « 1991-2020 », « 2004-2033 », « 2153-2182 » et « 2166-2195 » seront respectivement appelées expériences **MC** (pour Maintien Chaud), **TC** (pour Transition Chaud), **MF** (pour Maintien Froid) et **TF** (pour Transition Froid). En utilisant comme références la moyenne climatologique (égale à 0 par construction dans le cas de l'AMOC_y) et la déviation standard climatologique (i.e. calculées à partir des 1000 ans de PiCTL), nous pouvons voir que, pour les 4 dates d'initialisation, les simulations d'ensemble (en gris) ont tendance à suivre les variations de l'AMOC de la simulation de contrôle (en noir) durant les 30 ans d'échéance temporelle. Qualitativement, ces résultats suggèrent que l'AMOC de CNRM-CM5 est prévisible à l'échelle décennale. Il s'agit maintenant de quantifier cette prévisibilité. De nombreuses métriques existent pour cela et nous nous proposons ici d'en réaliser une courte revue afin de discuter des avantages et inconvénients de chacune et de justifier le choix de la métrique que nous avons retenue au final, à savoir l'**entropie relative** (e.g. Kleeman 2002, Branstator et Teng 2010).

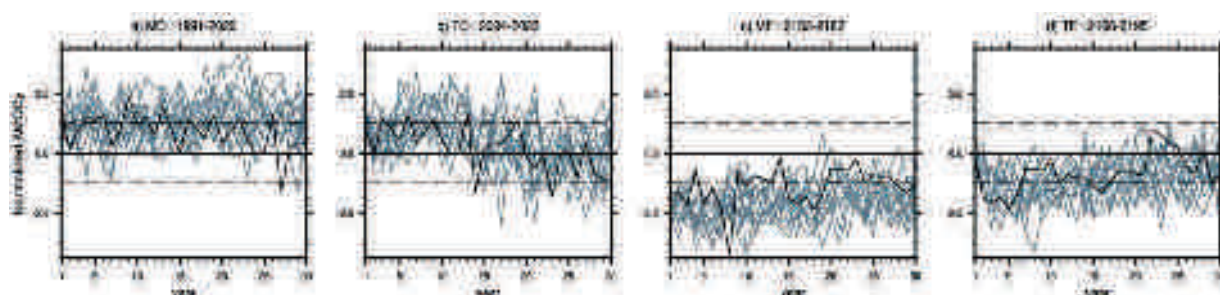


Figure IV.4 : Trajectoires des indices d'AMOC_y des simulations d'ensemble MC (a), TC (b), MF (c) et TF (d). La trajectoire de PiCTL sur la fenêtre de prévision est indiquée en noir. Les lignes horizontales pleines et pointillées indiquent, respectivement, la moyenne et ± 1 écart-type des 1000ans d'AMOC_y de PiCTL.

IV-2-1) Mesurer la prévisibilité

Le comportement théorique d'une simulation d'ensemble dont le nombre de membres est infiniment grand est représenté par le schéma de la **Figure IV.5**. Dans ce cadre, la simulation d'ensemble, ici en vert, se caractérise par la distribution des états climatiques possibles à un instant t_0+t suite à son initialisation à l'instant t_0 . La prévisibilité peut alors être quantifiée en termes statistiques en estimant, à une échéance donnée, l'apport

ⁱ Rappelons ici qu'il s'agit de la projection des anomalies annuelles d'AMOC sur le premier mode de variabilité basse fréquence (filtré passe-bas avec une période de coupure de 25 ans) du champ d'AMOC.

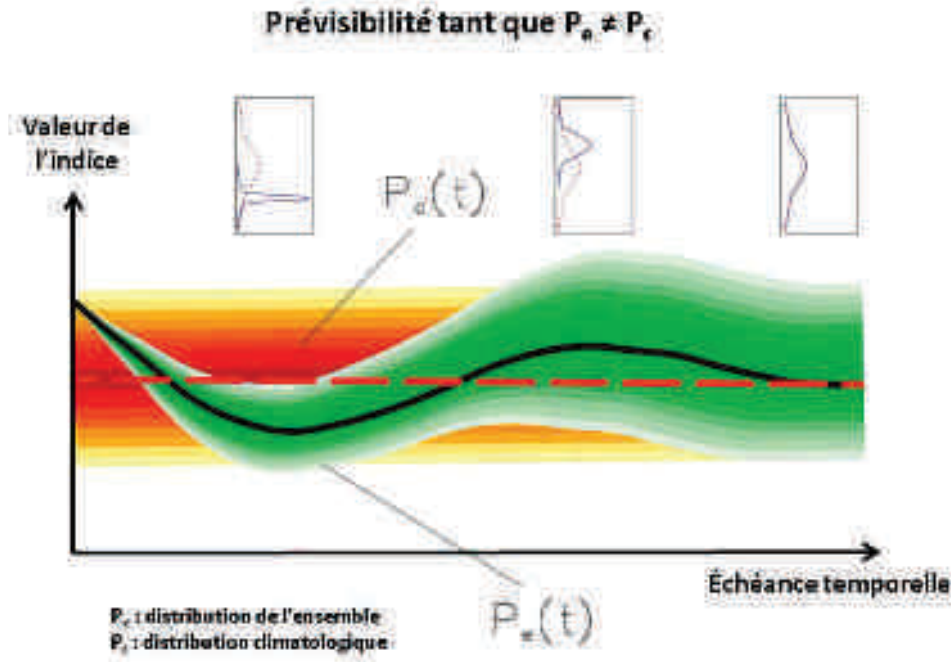


Figure IV.5 : Comportement schématique d'une prévision d'ensemble en fonction de l'échéance temporelle. L'enveloppe orangé-rouge représente la distribution climatologique $P_c(t) = P_c$ qui est indépendante des conditions initiales et de l'échéance temporelle. L'enveloppe verte ($P_e(t)$) représente l'évolution de la distribution des états possibles du système, suite à l'initialisation. A une certaine échéance, $P_e(t)$ converge vers P_c signifiant que l'influence des conditions initiales est alors perdue. Les lignes rouge pointillée et noire représentent l'évolution temporelle de la moyenne des deux distributions.

d'informations supplémentaires que procure l'initialisation sur la connaissance du climat, par rapport à la connaissance des conditions climatologiques déterminées au préalable, ici en rouge.

Dans notre étude, le nombre de membres étant fini (égal à 14^i), nous ne pouvons pas estimer proprement les distributions des prévisions. Nous faisons l'hypothèse qu'elles suivent des lois gaussiennes et les caractérisons par leurs deux premiers moments, c'est-à-dire par le couple {moyenne d'ensemble – dispersion}, notés ci-après **EM** (pour *Ensemble Mean*) et **ES** (pour *Ensemble Spread*) et définis, pour une date de prévision et une variable données, tel que :

$$EM(t) = X(t) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i(t) \quad (\text{éq. IV.17})$$

$$ES(t) = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N [x_i(t) - X(t)]^2 \quad (\text{éq. IV.18})$$

ⁱ Soit 14 états, car sur la période de la prévision, la trajectoire de PiCTL est considérée comme étant un membre de l'ensemble.

où $x_j(t)$ représente le j -ème des N membres à une échéance t . L'EM représente la part, ou signal, prévisible de la variable alors que l'ES informe sur la précision associée à la prévision, ou sur le bruit associé au signal prévisible, par abus de langage.

IV-2-1-a) Mesurer la prévisibilité à partir de la dispersion

Etant donné les caractéristiques du système climatique déjà évoquées, la dispersion d'une simulation d'ensemble croît avec l'échéance par construction. Beaucoup d'auteurs caractérisent la prévisibilité en prenant uniquement en compte l'ES, considérant que lorsque celle-ci n'est plus significativement différente de la dispersion climatologique, le système a alors atteint sa limite de prévisibilité (suivant l'hypothèse d'ergodicité). La pp (décrite dans la section précédente, cf. IV-1-2-c ; e.g. Collins et Sinha 2003, Pohlmann et al. 2004, Msadek et al. 2010) ou encore son extension la variance normalisée, notée V égale à $1 - pp$ (e.g. Griffies and Bryan 1997, Msadek et al. 2010, Hawkins et al. 2011, Persechino et al. 2012), ou enfin son pendant non normalisé : la $RMSD$ ou $RMSE$ (pour *Root Mean Square Difference* ou *Error*, respectivement ; e.g. Collins 2002, Branstator et Teng 2010), sont des mesures basées sur cette hypothèse.

La **Figure IV.6a** présente les valeurs de V pour les 4 dates de prévision. Elles sont d'environ 0.2 à la première année d'échéance, c'est-à-dire que l'initialisation de l'océan permet de diminuer par environ 80% la dispersion des états de l'AMOC par rapport à la dispersion climatologique. Les valeurs de V augmentent ensuite rapidement et ne sont plus statistiquement significatives après environ 4 ans d'échéance temporelle. Elles sont alors marquées par de fortes fluctuations d'une année sur l'autre qui suggèrent une absence de prévisibilité interannuelle de l'AMOC au-delà de 5 ans d'échéance (sauf peut-être pour la prévision MF jusqu'à 7 ans). Notons que les valeurs de V atteignent rarement la valeur seuil de 1 mais tendent à osciller autour de 0.6-0.7, suggérant qu'il existe une prévisibilité du comportement basse fréquence de l'AMOCy, même si statistiquement parlant aucune conclusion ferme ne peut être tirée. La présence des fluctuations interannuelles non prévisibles ne nous permet pas, à partir des 14 membres des simulations, d'identifier précisément une échéance temporelle à partir de laquelle la dispersion d'ensemble devient indifférenciable de la dispersion climatologique. Pour y remédier, il serait nécessaire d'augmenter le nombre de membres des simulations.

Pour augmenter le rapport signal sur bruit associé à la part prévisible des variations décennales de l'AMOC, nous pouvons aussi calculer la moyenne glissante de l'AMOCy sur une fenêtre de 5 ansⁱ. Le fait de moyennner temporellement diminue très sensiblement les valeurs de V (**Figure IV.6b**) et permet de mieux estimer les limites de prévisibilité de l'AMOC liées aux conditions initiales océaniques. Selon cette métrique, elle est proche de ~15 ans pour la prévision TC, de 20 ans pour la prévision MC et de plus de 30 ans pour

ⁱ Cette fenêtre a été choisie de manière à s'affranchir de la variabilité bi-annuelle de la NAO et des téléconnexions ENSO qui, dans CNRM-CM5, montrent une concentration d'énergie dans une bande 2-4 ans.

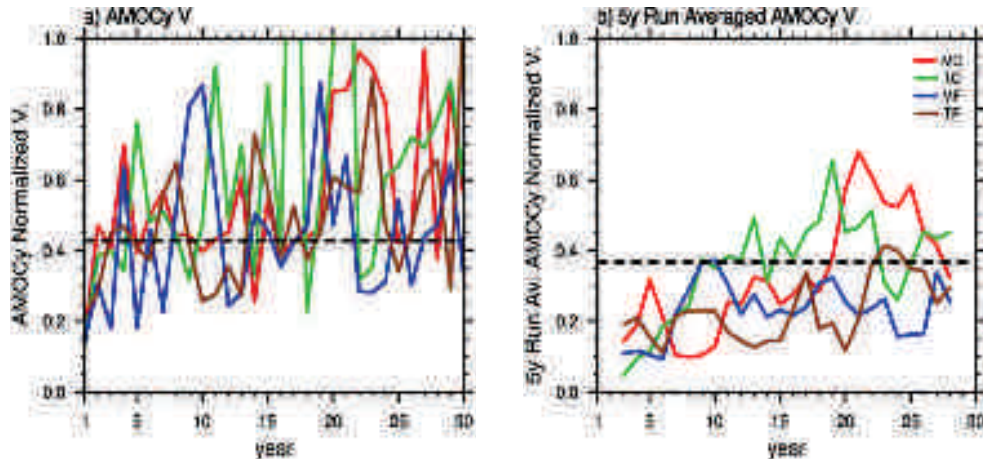


Figure IV.6 : Variance normalisée V de l'indice d'AMOCy calculée à partir de valeurs annuelles (a), et moyennée sur une fenêtre glissante de 5 ans (b) des prévisions d'ensemble MC (rouge), TC (vert), MF (bleu) et TF (marron). Les lignes horizontales pointillées indiquent les seuils de significativité à 95% (méthode de bootstrap, réalisée à partir de l'AMOCy de PiCTL).

les prévisions MF et TF. Nous commençons ici à toucher du doigt le caractère conditionnel de la prévisibilité.

Cependant, l'utilisation de la variance normalisée peut entraîner une sous-estimation de la prévisibilité. Prenons l'exemple de la prévision MC (qui teste la prévisibilité du maintien d'une phase positive de l'AMV/AMOCy) où nous avons vu que le critère V estime une échéance limite de prévisibilité de l'ordre de 20 ans. Nous voyons sur la **Figure IV.4** que sur les 10 dernières années et sur les 14 membres de la prévision, c'est-à-dire sur un échantillon de 140 réalisations (112 pour les indices moyennés à 5 ans, non montré), seuls 8 (1) cas présentent une valeur d'AMOCy négative. Il apparaît donc très peu probable (probabilité de $\sim 6\%$ ($\sim 1\%$)) selon ce constat que le système ait une circulation méridienne plus faible que la moyenne climatologique lors de la troisième décennie. Autrement dit, en prenant comme distribution de référence l'ensemble des conditions de la prévision MC, la moyenne climatologique de PiCTL peut être considérée comme une valeur extrême. Ceci constitue une forme de prévisibilité qu'il est essentiel de considérer. Elle se trouve masquée par les métriques basées uniquement sur l'ES et il nous semble indispensable de la prendre en compteⁱ. Celle-ci s'estime en considérant la moyenne d'ensemble des expériences de prévisibilité.

ⁱ Précisons aussi que, dans le cas où le réchauffement climatique d'origine anthropique ne s'accompagnerait pas d'un changement de dispersion, la seule utilisation de la variance normalisée comme métrique ne le considérerait pas comme prévisible.

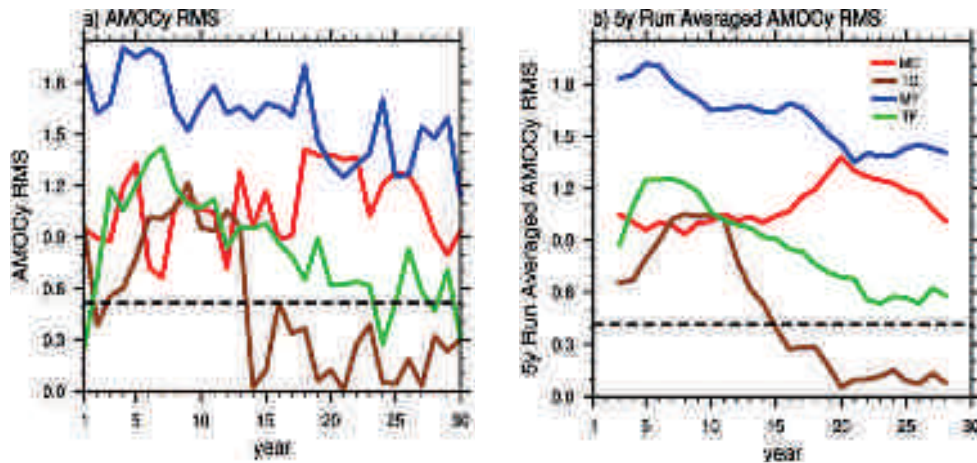


Figure IV.7 : RMS de l'indice d'AMOCy calculée à partir de valeurs annuelles (a), et de valeurs moyennées sur une fenêtre glissante de 5 ans (b) des 4 dates de prévision MC (rouge), TC (vert), MF (bleu) et TF (marron). Les lignes horizontales pointillées indiquent les seuils de significativité à 95% (méthode de bootstrap, réalisée à partir de l'AMOCy de PiCTL).

IV-2-1-b) Mesurer la prévisibilité à partir de la moyenne d'ensemble

Une mesure très simple permettant d'estimer la prévisibilité provenant de l'EM consiste à calculer la **RMS** (pour Root Mean Square, e.g. Brantator et Teng 2010), c'est-à-dire l'amplitude de la différence entre l'EM et la moyenne climatologique de PiCTL en fonction de l'échéance :

$$RMS(t) = \sqrt{EM(t)^2 - \mu_c^2} \quad (\text{éq. IV.19})$$

La divergence des membres au cours de la prévision implique que l'EM tende vers la moyenne climatologique et ainsi, que la **RMS** tende vers 0 (selon l'hypothèse d'ergodicité). De manière similaire à l'ES, le système est considéré comme prévisible tant que l'EM est statistiquement différente de la moyenne climatologique. La **Figure IV.7a** présente les résultats de la **RMS** pour les 4 dates de prévisions. Nous voyons que la prévisibilité ainsi estimée diffère de celle déduite de la dispersion et que d'une manière générale son estimation est moins polluée par la variabilité interannuelle de l'AMOC (**Figure IV.7b**). La **RMS** indique une forte prévisibilité durant l'ensemble des prévisions MC et MF pour lesquelles l'AMOC se maintient dans une même phase durant les 30 ans d'expérience, avec des amplitudes d'anomalies d'environ $1\sigma_c$ pour l'expérience MC et comprise entre $1.8\sigma_c$ et $1.4\sigma_c$ pour la prévision MF. Au contraire, pour les prévisions TC et TF, qui prévoient un retour de l'AMOC vers des conditions climatologiques, la prévisibilité diminue progressivement et est même perdue pour la prévision TC après ~ 13 ans d'échéance, selon cette métrique.

Deux limites majeures liées à l'estimation de la prévisibilité à partir de cette mesure existent : (i) la RMS ne renseigne pas sur la précision de la prévisibilité (i.e. pas d'indication sur la dispersion des membres autour du signal moyen prévu) et (ii) elle estime qu'un état du système se maintenant aux alentours de la moyenne climatologique (i.e. $EM \sim \mu_c$) n'est pas prévisible quand bien même la dispersion d'ensemble est faible. Par exemple, pour la prévision TC, le retour à la normale de l'AMOC est une forme de prévisibilité, cette information étant effectivement celle que nous cherchions à prévoir. Ceci suggère qu'il faut aller bien au-delà de la simple considération statistique et s'attacher aux mécanismes physiques qui expliquent le comportement de l'ensemble.

En se basant sur le rapport signal sur bruit noté S et défini tel que $S = \frac{\sqrt{EM^2 - \mu^2}}{ES} = \frac{RMS}{ES}$ (e.g. Sardeshmukh 2000), la notion de « prévisibilité utile » permet de palier la première limite de la RMS. Une des métriques possibles dans ce contexte est le coefficient de corrélation moyen ou ACC (pour *Average Correlation Coefficient* ; e.g. Kleeman et Moore 1999, Sardeshmukh 2000, Collins 2002, ...), défini tel que :

$$ACC(t) = \frac{\frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \left[\frac{1}{N} \sum_{i=1 \neq k}^N (x_i(t) - \mu)(x_k(t) - \mu) \right]}{\sqrt{\frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \left[\frac{1}{N} \sum_{i=1 \neq k}^N (x_i(t) - \mu)^2 \right] \times \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \left[\frac{1}{N} \sum_{i=1 \neq k}^N (x_k(t) - \mu)^2 \right]}} \quad (\text{éq. IV.20})$$

L'ACC estime les variations communes entre tous les membres d'une même simulation d'ensemble et peut s'exprimer en fonction du rapport signal sur bruit (Kleeman et Moore 1999) par :

$$ACC(t) = \frac{S}{\sqrt{1+S^2}} \quad (\text{éq. IV.21})$$

Kleeman (2002) introduit la forme PPU (pour *Potential Prediction Utility*) de l'ACC, défini par:

$$PPU = \frac{RMS^2}{(RMS^2 + ES^2)} \quad (\text{éq. IV.22})$$

Le PPU permet de quantifier la prévisibilité provenant de l'EM en prenant en compte la dispersion associée à celle-ci. Cette mesure varie entre 1, lorsque la prévision est parfaite (i.e. $ES = 0$), et 0, lorsque l'EM est égale à la moyenne climatologique.

Cependant, par construction la PPU comme la RMS estiment qu'un état du système se maintenant aux alentours de la moyenne climatologique est non prévisible, même si la dispersion de l'ensemble est faible. Il ne permet donc pas de lever la deuxième limite évoquée précédemment. Pour combiner les informations provenant de l'ES et de l'EM nous avons utilisé dans cette thèse l'entropie relative que nous allons maintenant présenter.

IV-2-1-c) L'entropie relative

L'entropie relative, notée R (e.g. Kleeman 2002, Branstator et Teng 2010) est une métrique issue de la théorie de l'information (e.g. Cover et Thomas 1991). Elle permet de comparer une distribution donnée à une distribution de référence et peut donc être utilisée dans des études de prévisibilité où l'on cherche à déterminer à quel point la distribution de la prévision diffère de la distribution climatologique, respectivement en vert et en rouge sur la **Figure IV.5**. L'entropie relative représente la « distance » (au sens mathématique) entre deux distributions et est aussi appelée la *distance de Kullback Leibler*. Sa formule générale s'écrit :

$$R = \int_S P_e(s) \log_2 \left[\frac{P_e(s)}{P_c(s)} \right] dS \quad (\text{éq. IV.23})$$

où S représente l'ensemble des états possibles du système, s un état du système, P_c la distribution climatologique et P_e la distribution de la simulation d'ensemble.

Pour comprendre le concept d'entropie relative, commençons par présenter l'entropie (ci-après S) en théorie de l'information. Elle fut introduite par Shannon (1948) et définie pour une variable x telle que :

$$S_x = -k \int_S P(s) \log_{10}[P(s)] dS \quad (\text{éq. IV.24})$$

où P est la fonction de densité de probabilité associée à la variable x . La quantité S_x est appelée « information de la variable x », ce qui signifie que pour qu'un observateur puisse complètement caractériser x , il lui est nécessaire d'obtenir en moyenne S_x unités d'information. A partir de l'équation (**éq. IV.24**) nous voyons que plus la fonction de densité de probabilité associée à la variable observée a une dispersion importante, plus son entropie est grande, variant de 0 lorsque x ne peut prendre qu'une seule valeur (i.e. dispersion nulle) à $+\infty$ si x n'est pas bornée.

La valeur de la constante k détermine l'unité dans laquelle l'entropie est mesurée. Par exemple, pour un système thermodynamique où l'entropie a la dimension d'une énergie par degré de température ($J.K^{-1}$), k représente la constante de Boltzmann et nous retrouvons la formule de Gibbs. Dans le cas d'une variable discrète, l'intégration de l'**éq. IV.24** est remplacée par une somme et k par $1/\log_2$, $1/\log_e$ ou 1 suivant l'unité d'information choisie : bits, nats ou digits, respectivement. Nous choisissons ici un logarithme de base 2 afin de mesurer l'entropie en bits d'information.

Un des avantages de l'entropie relative est que cette mesure représente une grandeur physiquement interprétable. Elle permet de quantifier le nombre de bits d'information supplémentaires moyen dont un observateur a besoin pour caractériser l'état d'un système dans des conditions « e » en utilisant la base d'information des conditions « c », par rapport au nombre de bits d'information nécessaires pour caractériser le système dans l'état « e » en utilisant la base d'information « e ». Autrement dit, l'entropie relative quantifie l'information supplémentaire acquise par un observateur lorsque ce dernier

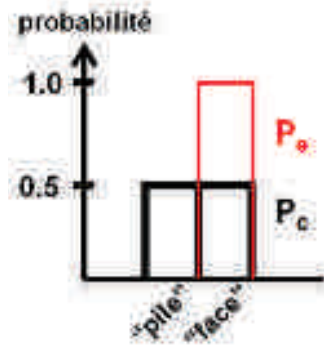


Figure IV.8 : Schéma illustratif de la mesure de l'entropie relative pour un système binaire simple : le lancer d'une pièce de monnaie

apprend que l'état du système appartient à la distribution P_e plutôt qu'à la distribution P_c .

Pour illustrer ce concept, considérons le cas simple d'une pièce de monnaie. En lançant une pièce, les chances pour que la pièce tombe du côté « pile » ou du côté « face » sont équiprobables, soit 0.5. La distribution des états pris par la pièce peut être représentée par la distribution P_c sur la **Figure IV.8**. Dans le cas où un forçage externe contraint le lancer obligeant la pièce à toujours retomber sur son côté « face » (e.g. un chewing-gum collé sur le côté « pile »), la distribution avec forçage sera alors P_e . L'entropie relative du système vaut alors :

$$R = P_e(\text{pile}) \times \log_2 \left[\frac{P_e(\text{pile})}{P_c(\text{pile})} \right] + P_e(\text{face}) \times \log_2 \left[\frac{P_e(\text{face})}{P_c(\text{face})} \right] \quad (\text{éq. IV.25})$$

$$R = 0 \times \log_2 \left[\frac{0}{0.5} \right] + 1 \times \log_2 \left[\frac{1}{0.5} \right] \quad (\text{éq. IV.26})$$

$$R = 1 \quad (\text{éq. IV.27})$$

L'entropie relative du système est donc de 1 bit. Notons que cela correspond à la diminution par un facteur $2^R = 2^1$ des états possibles du système. De manière similaire, pour un système ayant un nombre fini d'états binaires équiprobables, si la prévision précise la valeur de m de ses états, alors l'entropie relative sera de m bits, correspondant à une division par 2^m des configurations possibles du système. En pratique, pour les prévisions climatiques, la valeur de l'entropie relative ne sera pas nécessairement entière, mais elle mesurera toujours la précision supplémentaire de notre connaissance de l'état du système acquise grâce à la prévision d'ensemble par rapport à la connaissance de la distribution climatologique.

Comme dit précédemment, dans cette thèse, nous faisons l'hypothèse que les distributions climatiques suivent une loi gaussienne. Dans ce cadre, l'entropie relative peut s'écrire en fonction de l'ES et de l'EM (Gradiner 1985):

$$R(t) = \frac{1}{2} \log_2(e) \left\{ \ln \left[\frac{\sigma_c^2}{ES(t)^2} \right] + \frac{ES(t)^2}{\sigma_c^2} + \frac{(EM(t) - \mu_c)^2}{\sigma_c^2} - 1 \right\} \quad (\text{éq. IV.28})$$

Un des avantages de la forme gaussienne de l'entropie relative est qu'elle permet de séparer la contribution venant du signal (troisième terme entre accolade dans l'éq. IV.28, ci-après $R_{\text{signal}} = \frac{1}{2} \log_2(e) \left\{ \frac{(EM(t) - \mu_c)^2}{\sigma_c^2} \right\}$) de celle venant de la dispersionⁱ (somme des autres termes, ci-après $R_{\text{dispersion}} = \frac{1}{2} \log_2(e) \left\{ \ln \left[\frac{\sigma_c^2}{ES(t)^2} \right] + \frac{ES(t)^2}{\sigma_c^2} - 1 \right\}$).

A titre d'exemples indicatifs, le **Tableau IV.1** montre, pour des valeurs de R données, des couples de valeurs d'EM et d'ES possibles. Par exemple, nous voyons que si la composante $R_{\text{dispersion}}$ est nulle (i.e. $ES = \sigma_c$), $R = 1$ implique que l'anomalie moyenne des membres de la prévision soit de $EM = \mu_c \pm 1.17\sigma_c$ (première ligne du tableau). Inversement, si $EM = \mu_c$ (i.e. $R_{\text{signal}} = 0$), $R = 1$ implique que $ES = 0.32\sigma_c$ (deuxième ligne du tableau). Dans le cas général, à la fois $R_{\text{dispersion}}$ et R_{signal} participent à la valeur de l'entropie relative totale (cf. exemples des autres lignes du tableau).

R = R_{signal} + R_{dispersion}	R_{signal}	EM - μ_c	R_{dispersion}	ES/σ_c
1	1	±1.17	0	1
1	0	0	1	0.32
1	0.5	±0.83	0.5	0.48
2	1	±1.17	1	0.32
4	2	±1.67	2	0.15
6	3	±2.04	3	0.07

Tableau IV.1 : Tableau indicatif des valeurs possibles prises par l'EM ou l'ES pour obtenir une valeur de R donnée (pour une moyenne climatologique de $\mu_c = 0$ et un écart-type climatologique $\sigma_c = 1$). Généralement la valeur de R s'expliquera par une combinaison des deux composantes EM et ES.

Une autre propriété intéressante de l'entropie relative est que, dans le cas où le mécanisme étudié suit un processus de Markov du premier ordre et que P_c représente convenablement la distribution d'équilibre (ou asymptotique) du système, alors R décroît toujours de manière monotone (Cover et Thomas 1991, section 2.9). Cette propriété renvoie au second principe de la thermodynamique stipulant que l'entropie d'un système fermé ne peut que croître avec le temps. Dans le contexte de la prévision

ⁱ Notons que cette dernière contribution est équivalente au *predictive power* (à la base du logarithme près) proposé par Schneider et Griffies (1999)

du climat, cela signifie que le caractère chaotique du système entraînera toujours une diminution de notre connaissance supplémentaire du système avec l'échéance. Autrement dit, après un temps suffisamment long, la distribution de la prévision devient toujours indifférenciable de la distribution climatologique.

Nous avons vu ici que l'entropie relative permet donc de combiner l'information de l'EM et de l'ES et permet ainsi de lever les limites inhérentes aux métriques développées précédemment. Elle semble particulièrement adaptée à notre problématique et nous allons l'appliquer ci-dessous à nos 4 études de cas.

IV-2-2) Prévisibilité par le prisme de l'entropie relative

IV-2-2-a) L'entropie relative de l'AMOCy

La **Figure IV.9** présente les valeurs d'entropie relative de l'AMOCy pour l'ensemble des 4 dates de prévision (ligne du bas). Les valeurs de R (en noir) montrent que le comportement de l'AMOC est en partie prévisible, selon cette métrique, sur plus de 30 ans, suite au préconditionnement océanique des prévisions MC, MF et TF dans une moindre mesure. En revanche, la prévisibilité est limitée à ~ 13 ans pour la prévision TC. D'une manière générale les valeurs de R présentent des fluctuations interannuelles de l'ordre de 1 bit et nous retrouvons un comportement semblable à celui observé pour la RMS (**Figure IV.9haut**). La séparation de R en ses composantes R_{signal} et $R_{dispersion}$ (courbes bleues et rouges de la **Figure IV.9bas**, respectivement) confirme que l'information supplémentaire, c'est-à-dire la prévisibilité, provient essentiellement de l'anomalie moyenne des prévisions d'ensemble.

La prévisibilité est la plus importante pour la prévision MF (**Figure IV.9c**). Lors des 7 premières années, la valeur de R est d'environ 3, ce qui signifie que la prévision donne une information supplémentaire de 3 bits par rapport à la distribution climatologique (rappelons que dans le cas théorique d'un système ayant un nombre fini d'états binaires équiprobables, cela correspond à une diminution d'un facteur 8 du nombre d'états possibles du système). Lors de la deuxième décennie, l'entropie relative reste environ constante à 2 bits, puis diminue à ~ 1.5 bits lors des 10 dernières années de la prévision. Mise à part la contribution de ~ 0.4 bit lors des 7 premières années, la composante dispersion apporte peu d'information supplémentaire et elle n'est que marginalement significative. Les valeurs de R sont donc essentiellement expliquées par ce qui peut s'interpréter comme un changement d'état moyen sur cette fenêtre de 30 ans.

Pour la prévision MC (**Figure IV.9a**), la prévisibilité est significative durant les 30 ans d'échéance mais cette fois avec des valeurs d'entropie relative toujours inférieures à 1.5 bits. De même que pour la prévision MF, la composante dispersion apporte peu

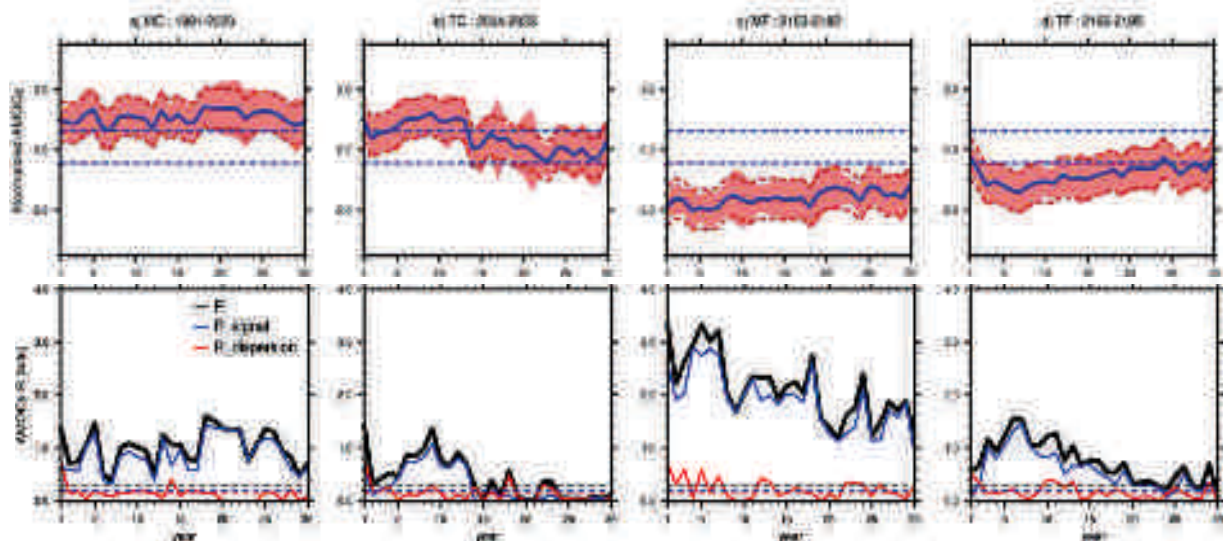


Figure IV.9 : (haut) ES (enveloppe rouge) et EM (courbe bleue) des indices d'AMOCy pour les 4 dates de prévision (a) MC, (b) TC, (c) MF et (d) TF. Les lignes tiretées représentent les seuils de significativité 95% de l'EM (bleu) et de l'ES (rouge). L'enveloppe grise représente le seuil de significativité 95% de l'ES. (bas) Entropie relative (noir) associée à l'AMOCy des prévisions, de gauche à droite, MC, TC, MF et TF et ses composantes R_{signal} (bleu) et $R_{dispersion}$ (rouge). Les lignes horizontales représentent les seuils de significativité 95% (même code couleur) obtenus par bootstrap à partir de l'indice d'AMOCy des 1000 ans de PiCTL.

d'information supplémentaire sur l'état du système. Pour les prévisions TC et TF (qui testent la prévisibilité associée aux transitions de l'AMOC) l'entropie relative semble augmenter durant la première décennie puis elle décroît, doucement pour la prévision TF et rapidement pour la prévision TC (**Figures IV.9d et IV.9b**). De nouveau la contribution de la composante dispersion de R est faible et marginalement significative après les premières années de la prévision, ce qui suggère que seul un décalage de l'état moyen est prévisible à l'échelle interannuelle.

La faible contribution de la composante dispersion à l'entropie totale est due au fait que l'indice d'AMOCy possède une forte variabilité haute fréquence non prévisible (cf. discussion sur l'ES à la section IV-2-1-a). Cette propriété explique les variations interannuelles de la composante R_{signal} et donc de R car, pour un nombre de membres donné, plus le bruit est important, plus l'incertitude sur la mesure de l'EM est grande. Pour diminuer l'influence de ce bruit, nous moyennons l'indice d'AMOCy sur une fenêtre glissante de 5 ans et recalculons son entropie relative (**Figure IV.10**).

D'une manière générale, le fait de moyennner temporellement augmente les valeurs d'entropie relative et la composante dispersion apporte alors de l'information sur l'état du système climatique avec des valeurs pouvant être significatives durant les 30 années d'échéance des prévisions (cf. MF et TF). La contribution de cette composante reste néanmoins majoritairement inférieure à celle provenant du signal et cette caractéristique explique les fortes différences de prévisibilité mesurées par l'entropie relative entre les 4 dates de prévision qui se caractérisent par des états moyens

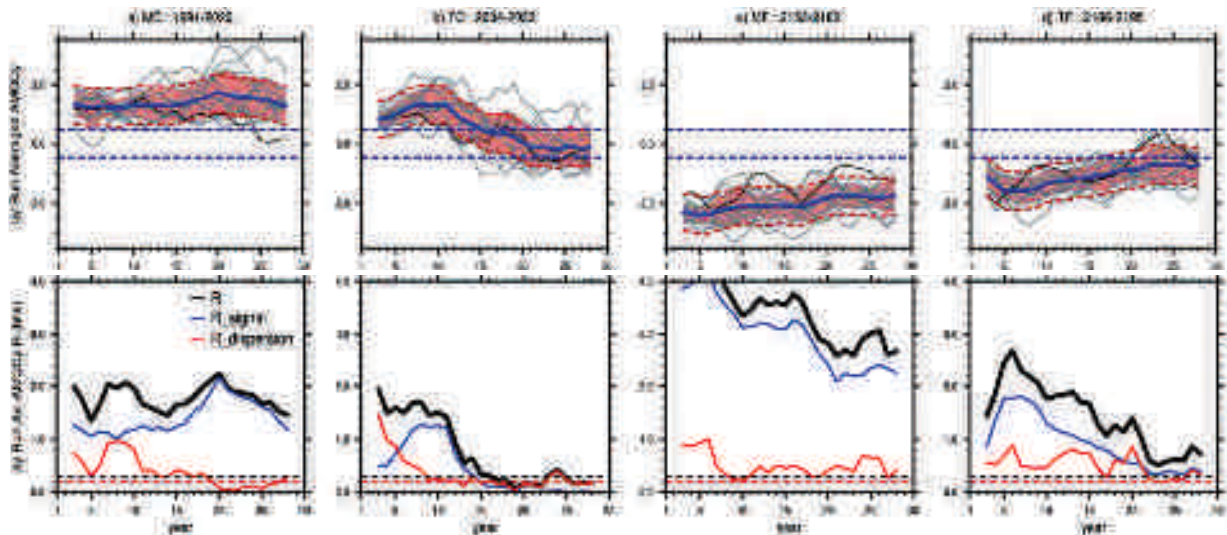


Figure IV.10 : idem Figure IV.9 mais pour l'indice d'AMOCy moyenné sur une fenêtre glissante de 5 ans. Sur les graphiques de la partie haute, les courbes grises représentent les trajectoires de l'AMOCy pour chaque membre des prévisions d'ensemble, la noire indique celle de PiCTL.

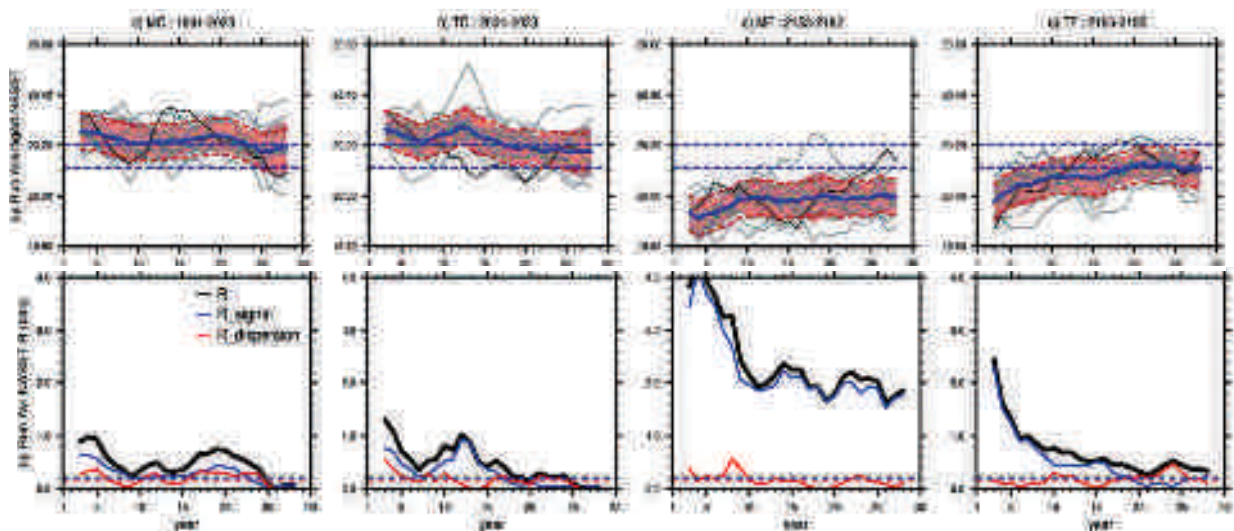


Figure IV.11 : idem Figure IV.10 mais pour l'indice de NASST moyenné sur une fenêtre glissante de 5 ans.

différents. D'autre part, nous trouvons que les valeurs d'entropie relative des 4 prévisions sont marquées par une modulation d'échelle décennale dont l'origine peut provenir des deux composantes de R . Ces fluctuations sont incohérentes avec un processus théorique de Markov et peuvent s'expliquer soit par la présence d'un mécanisme oscillant d'échelle décennale (cf. III-3) prévisible, soit par des incertitudes dues à l'échantillonnage. Nous testerons cette dernière hypothèse lors de la section IV-3.

IV-2-2-b) L'entropie relative de la NASST

La **Figure IV.11** présente les valeurs d'entropie relative associées à l'indice NASST moyenné sur une fenêtre glissante de 5 ans. Dans l'ensemble, elles sont plus faibles que pour l'AMOCy mais cohérentes avec les relations entre la NASST et l'AMOC exposées au chapitre III. Cela est cohérent avec l'idée que l'océan profond est la mémoire du climat à l'échelle décennale alors que l'atmosphère bruite la prévisibilité associée à cette mémoire au niveau des variables de surface. La décomposition de R montre que cette plus faible prévisibilité s'explique à la fois par des composantes R_{signal} et $R_{dispersion}$ plus faibles, mais, comme pour l'AMOC, l'information supplémentaire provient essentiellement de la composante R_{signal} . Précisons que les résultats de R pour les valeurs de NASST non filtrées (non montré) sont fortement bruitées (cohérent avec la forte contribution atmosphérique non prévisibles aux fluctuations interannuelles de cet indice de surface). Seules les valeurs de R de l'expérience MF sont significatives au-delà de 10 ans d'échéance et la composante $R_{dispersion}$ dépasse rarement le seuil de significativité à 95%, même à 1 an d'échéance.

IV-2-2-c) Conclusion sur la prévisibilité estimée par l'entropie relative

Selon la métrique de l'entropie relative, le climat de la région Atlantique Nord modélisé par CNRM-CM5 est en partie prévisible suite à l'initialisation de l'océan. La prévisibilité varie cependant d'une prévision à l'autre (i) dans le sens où le niveau d'information supplémentaire apportée par la prévision varie d'une date d'initialisation à l'autre (e.g. différence d'entropie relative entre les prévisions MC et MF), (ii) en termes d'échéance limite de la prévisibilité (~ 15 ans pour la prévision TC et plus de 30 ans pour les prévisions MF et TF). L'entropie relative de l'AMOCy est dans l'ensemble supérieure à celle de la NASST. Cela est due à la fois à une $R_{dispersion}$ et à une R_{signal} plus fortes. Cette différence est cohérente avec la part plus importante que joue l'atmosphère dans les variations de la NASST. Pour les deux indices, l'entropie relative est bruitée par des fluctuations interannuelles, suggérant que le nombre de membres des prévisions d'ensemble utilisés est trop faible pour l'estimer correctement. La composante dispersion de R est rapidement non significative (~ 1 an pour la NASST, ~ 5 ans pour l'AMOCy) et l'information supplémentaire apportée par les prévisions d'ensemble provient donc essentiellement de la prévision du changement d'état moyen du système. Moyenner les indices sur une fenêtre glissante de 5 ans augmente leur entropie relative. La composante $R_{dispersion}$ augmente certes mais sa contribution reste marginale par rapport à R_{signal} pour la NASST. Pour l'AMOCy, elle peut atteindre des valeurs de ~ 1 bit mais reste aussi inférieure à la composante R_{signal} . Pour la NASST et l'AMOCy, nous avons souligné que les valeurs de R sont marquées par des fluctuations d'échelle décennale incohérentes avec le comportement d'un processus de Markov. Nous tenterons aux sections suivantes de comprendre l'origine de ces fluctuations.

Précisons que, malgré les différences entre les valeurs de R d'une date de prévision à l'autre, nous considérons délicat de conclure sur la présence de prévisibilité conditionnelleⁱ, tant la valeur de l'anomalie moyenne des prévisions d'ensemble influe sur cette mesure de la prévisibilité. En effet, la valeur de la R_{signal} s'annulant lorsque l'EM est égale à la moyenne climatologique, pour une même précision sur l'EM (i.e. à ES égale), une prévision initialisée à un état proche de la moyenne climatologique est, par construction, considérée comme moins prévisible qu'une prévision initialisée à un état caractérisé par de fortes anomalies. Nous verrons dans la section suivante une manière possible d'estimer la prévisibilité conditionnelle tout en prenant en compte les disparités dans l'amplitude de l'anomalie des conditions initiales.

En résumé, nous avons vu qu'il existe de nombreuses métriques permettant de mesurer la prévisibilité d'un système. Parmi elles, nous avons choisi de retenir l'entropie relative qui nous permet de déterminer l'information supplémentaire acquise sur le climat futur à partir des prévisions d'ensemble. Plus complète que les métriques classiques, l'entropie relative permet de prendre en compte à la fois les informations provenant de la dispersion et de la moyenne d'ensemble. Au-delà de savoir jusqu'à quand l'initialisation a un impact détectable sur l'état simulé par les prévisions d'ensemble, l'entropie relative permet de quantifier le niveau de prévisibilité associé aux variables climatiques. Ainsi, plus que d'identifier l'échéance à partir de laquelle la distribution de la prévision d'ensemble n'est plus statistiquement différente de la distribution climatologique (seuil somme toute relatif puisque dépendant du nombre de membres de la prévision ; cf. IV-2-1-a), c'est l'incertitude associée à la valeur même de la mesure qu'il est important d'estimer. La section suivante tente de quantifier cette incertitude.

ⁱ i.e. dépendant des conditions initiales.

IV-3) Incertitudes et pertinence des simulations d'ensemble

Dans le cas d'un système déterministe isolé de contraintes externes, R ne peut que décroître de manière monotone avec l'échéance (cf. IV-2-1-c). Le caractère non monotone des entropies relatives obtenues pour les indices de NASST et d'AMOCy présenté précédemment est de fait intrigant. Nous émettons deux hypothèses : il s'explique par des processus physiques prévisibles qui viennent contraindre l'état de l'Atlantique Nord (cf. mécanismes de la variabilité décennale de l'Atlantique Nord mis en évidence au chapitre III), où bien il est simplement dû à un échantillonnage trop faible. Pour répondre à cette question, nous nous proposons dans un premier temps d'étudier l'incertitude associée à la mesure même de l'entropie relative pour l'indice NASST.

Pour une date donnée, cette incertitude peut être estimée en réalisant une grande quantité G de membres et en sous échantillonnant N fois ce grand échantillon par groupe de M membres (méthode de *bootstrap subsampling*). L'enveloppe formée par les N combinaisons de M membres permet d'approcher alors l'incertitude sur la valeur d'entropie relative trouvée à partir des G membres. La limite de cette méthode se situe dans notre incapacité à accéder à l'incertitude sur la mesure du grand échantillon G , à moins de réaliser un échantillonnage encore plus grand. Outre le fait que la question n'est alors que reportée à l'étape suivante, il arrive toujours un moment où les ressources informatiques empêchent d'augmenter le nombre de membres. Une autre alternative consiste à utiliser des modèles statistiques simples calibrés sur l'indice à étudier. Cette approche permet de produire « artificiellement » une très grande quantité de membres sous la forme de signaux analytiques et de tester ainsi la sensibilité de l'entropie relative à la taille de l'échantillon. Nous appliquons par la suite ces deux méthodes afin d'estimer de manière plus approfondie le degré de confiance que nous pouvons accorder aux valeurs prises par l'entropie relative dans nos études.

IV-3-1) Mesure de l'incertitude de l'entropie relative par bootstrap subsampling

Au cours de cette thèse, le nombre de membres des prévisions d'ensemble a d'abord été limité à 5 puis a été augmenté à 7, puis 11 pour finalement terminer à 14ⁱ. Nous estimons l'incertitude sur la mesure de R pour ces différents cas à l'aide de la méthode de *bootstrap subsampling*. Nous présentons uniquement ici les résultats de cette étude pour l'indice NASST moyenné temporellement sur 5 ans, les conclusions étant similaires

ⁱ Cet historique a été dicté par les limites en ressources informatiques.

à la fois pour l'indice NASST non moyenné et pour l'indice d'AMOCy (lui aussi moyenné ou non). Nous nous limiterons d'autre part aux dates de prévisions TC et MF.

Les **Figures IV.12a et IV.12b** présentent les incertitudes associées à la mesure de R des indices NASST, estimée à partir d'un sous échantillonnage parmi les 14 membres des prévisions d'ensemble. Premièrement, nous voyons que la largeur de l'enveloppe d'incertitude est plus grande pour des R élevées que pour des R faibles (cf. différences entre les enveloppes des expériences TC et MF), suggérant donc que l'incertitude sur la mesure est fonction de la valeur même prise par R . Cette propriété provient vraisemblablement du fait que l'entropie relative est calculée dans une base logarithmique. De cette propriété, il découle aussi que moins la prévision d'ensemble procure d'information supplémentaire sur l'état du système, plus il est certain qu'elle en apporte peu. Inversement plus la prévision procure d'information, moins la quantité exacte d'information supplémentaire est quantifiable avec précision. De manière non-intuitive, nous pouvons alors conclure que l'incertitude associée à notre connaissance supplémentaire de l'état du système diminue avec l'échéance, puisque cette connaissance diminue elle-même avec l'échéance...

Le *bootstrap subsampling* nous montre aussi que, si les valeurs d'entropie relative mesurées à partir des 14 membres des simulations d'ensemble étaient les valeurs vraies (i.e. celles obtenues à partir d'un échantillon de taille infinie), l'incertitude sur une valeur de $R = 1 \text{ bit}$ par exemple, mesurée à partir d'un ensemble de 5, 7 et 11 membres, seraient d'environ 2.5, 1.7 et 0.7 bits, respectivement. Nous jugeons donc, *a posteriori*, qu'il était bien nécessaire d'augmenter le nombre de membres des simulations pour augmenter la robustesse de nos résultats. 5 membres, tel qu'envisagé initialement, étaient clairement insuffisants.

D'une manière générale, pour des valeurs de R_{signal} et $R_{\text{dispersion}}$ égales, nous notons que l'incertitude provenant de la composante dispersion est plus grande que celle venant de la composante signal (comparaison des **Figures IV.12c et IV.12e**). Nous constatons aussi qu'il existe un lien entre la valeur même de $R_{\text{dispersion}}$ et l'incertitude associée à R_{signal} (et, dans une moindre mesure, à l'entropie relative totale), e.g. modulation de l'amplitude de l'enveloppe sur R_{signal} lors de la deuxième décennie de la prévision MF. Ce lien est cohérent avec le fait que l'ES est liée à l'incertitude associée à la part du signal prévisible qu'est l'EM (cf. IV-2-1). De ce point de vue, nous remettons en cause la robustesse du maximum local de l'entropie relative aux alentours de la 13^{ème} année de la prévision TC alors que la valeur de $R_{\text{dispersion}}$ est proche de 0.

Nous rappelons cependant que l'incertitude mesurée par la méthode de *bootstrap subsampling* reste relative puisqu'elle ne prend pas en compte l'erreur absolue entre R mesurée par les 14 membres et la « vérité » et sous-estime ainsi la barre d'erreur associée à R . Pour combler ce défaut, nous construisons des séries étalons analytiques à l'aide de modèles statistiques simples.

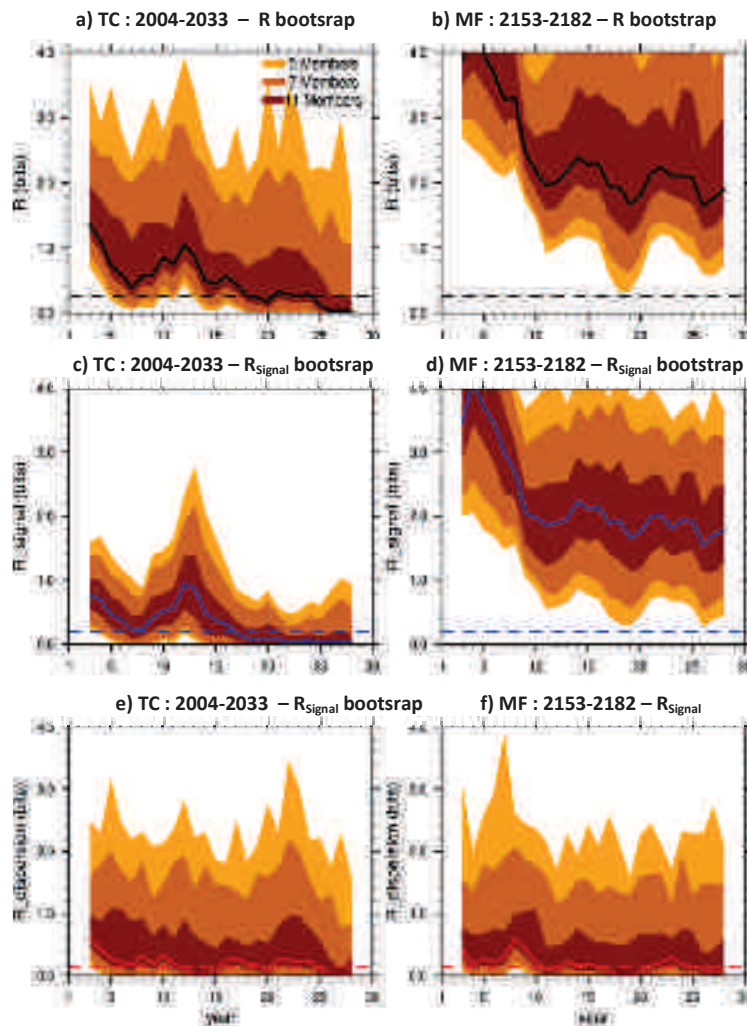


Figure IV.12 : Incertitude associée à l'entropie relative de la NASST (moyennée sur 5 ans) mesurée par bootstrap subsampling pour les prévisions TC (*gauche*) et MF (*droite*). (**a et b**) Entropie relative totale (noir), (**c et d**) composante signal (bleu) et (**e et f**) composante dispersion (rouge). Le sous-échantillonnage a été réalisé sur des ensembles de 5 (enveloppe orange clair), 7 (enveloppe orange foncé) et 11 (enveloppe marron) membres parmi 14. Les lignes tiretées horizontales représentent les seuils de significativité 95% d'entropie relative estimée à partir de 14 membres (*idem* ceux de la **Figure IV.11**).

IV-3-2) Mesure de l'incertitude de l'entropie relative à l'aide de modèles statistiques simples

IV-3-2-a) Les modèles statistiques

Le plus simple des modèles que nous utilisons pour générer des prévisions d'ensemble artificielles à l'aide de signaux analytiques est un modèle autorégressif d'ordre 1 (AR(1)) dont la formule, déjà donnée précédemment (cf. IV-1-1), est :

$$X_t = \beta X_{t-1} + \varepsilon_t \quad (\text{éq. IV.29})$$

Nous calibrons ce modèle à partir de la fonction d'autocorrélation de l'indice de NASST de PiCTL et nous trouvons $\beta = 0.47$. Ce modèle caractérise bien la perte rapide d'informations de la première année (**Figure IV.13gauche**, en rouge), mais il ne permet pas de représenter le comportement basse fréquence de NASST dont l'autocorrélation décroît plus lentement qu'une décroissance exponentielle. Cette caractéristique montre que l'AMV de PiCTL n'est pas cohérente avec la représentation d'Hasselmann (1976), soulignant de nouveau la forte contribution des processus advectifs océaniques dans sa variabilité (cf. chapitre III). Nous notons aussi que l'AR(1) ne capture pas les caractéristiques de la puissance spectrale de NASST (**Figure IV.13droite**, tirets rouges) : il la surestime aux « hautes » fréquences (\sim périodes [4-50ans]) et sa puissance sature aux basses fréquences (\sim périodes > 50 ans) alors que celle de NASST continue d'augmenter.

Le deuxième modèle que nous développons est basé sur la théorie mathématique des processus à longue mémoire. Ce modèle, dit « **power-law** » permet de modéliser des séries temporelles pour lesquelles l'amortissement d'une anomalie est plus lente qu'une décroissance exponentielle (e.g. Granger et Joyeux 1980). L'autocorrélation d'une série suivant ce type de processus décroît selon la loi :

$$C_{PL}(\tau) = \alpha \tau^{2H-2} \quad (\text{éq. IV.30})$$

avec $\frac{1}{2} < H < 1$ appelé l'exposant de Hurst, du nom de l'hydrologue Anglais Harold Edwin Hurst qui observa ce type de comportement pour les débits du Nil (Hurst 1951) et α une constante. La puissance spectrale des processus power-law augmente lorsque la fréquence diminue suivant une loi de puissance (e.g. Taqqu 2002) :

$$G_{PL}(f) = \sigma_{PL}^2 f^{1-2H} \quad (\text{éq. IV.31})$$

où f représente la fréquence et σ_{PL}^2 la variance totale (i.e. la puissance spectrale totale) de la série temporelle. Lorsque $H = \frac{1}{2}$, nous retrouvons le spectre caractéristique d'un

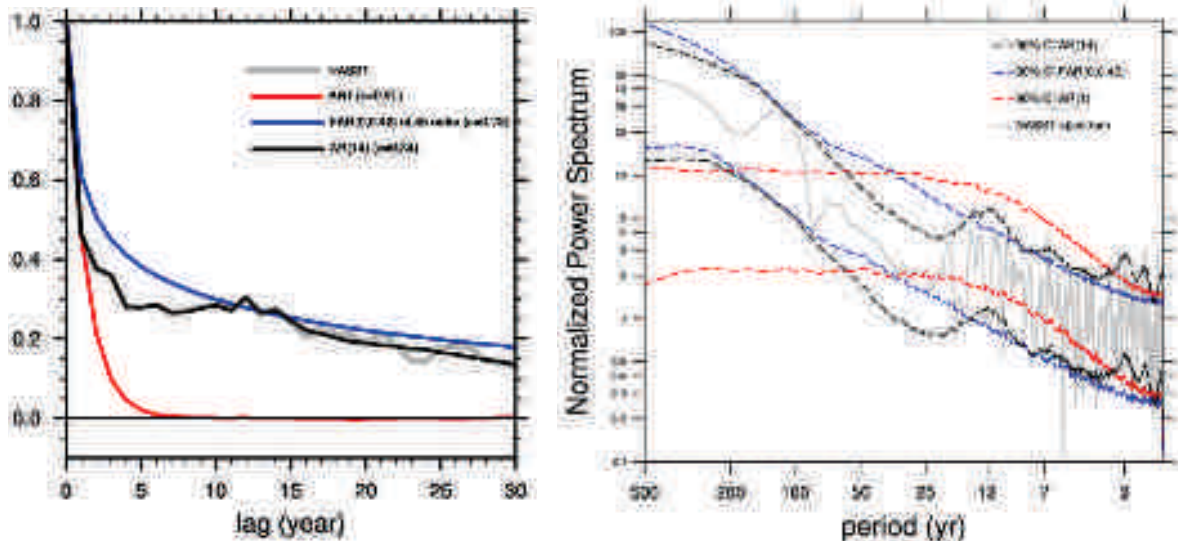


Figure IV.13 : Autocorrélation (gauche) et Spectre (droite) de l'indice NASST (gris) et de séries analytiques suivant des modèles AR(1) (rouge), FAR(0,d) (bleu) et AR(14) (noir) calibrés sur la série temporelle de NASST des 1000 ans de PiCTL. Les valeurs des ε du panel (gauche) indiquent l'écart-type du bruit (ou innovation) associé à chaque modèle, estimées de sorte que les variances des séries analytiques sur une période de 1000 ans soient égales à celles de la NASST.

bruit blanc (cf. II-7-1) et lorsque $H = 1$, la formule **éq. IV.31** est celle d'un *bruit rose*ⁱ. Bien qu'un processus power-law voit son énergie augmenter aux basses-fréquences, précisons qu'il ne présente pas d'échelle de temps caractéristique ou pic d'énergie.

Un modèle statistique classique dans la famille des power-law est le **FAR(0,d)** (pour *Fractionally AutoRegressive Model*). Pour présenter ce modèle, partons de la formule générale d'un modèle autorégressif d'ordre n , ou AR(n)ⁱⁱ, défini tel que :

$$X_t = \sum_{i=1}^n (\beta_i X_{t-i}) + \varepsilon_t \quad (\text{éq. IV.32})$$

où les coefficients β_i associés aux prédictors X_{t-i} peuvent être estimés à l'aide d'une régression multiple. En introduisant l'opérateur de retard B (*backshift operator* en anglais), tel que $B^k X_t = X_{t-k}$, l'équation (**éq. IV.32**) devient :

$$[1 - \sum_{i=1}^n (\beta_i B^i)] X_t = \varepsilon_t \quad (\text{éq. IV.33})$$

Or, si B est racineⁱⁱⁱ d'ordre d du polynôme $[1 - \sum_{i=1}^n (\beta_i B^i)]$, nous pouvons écrire :

$$[1 - \sum_{i=1}^p (\alpha_i B^i)] (1 - B)^d X_t = \varepsilon_t \quad (\text{éq. IV.34})$$

avec $p = n - d$.

ⁱ Comme le bruit rouge, la puissance spectrale augmente aux basses fréquences, mais cette augmentation suit une croissance en $1/f$ et non en $1/f^2$ (cas du bruit rouge).

ⁱⁱ Notons que nous aurons l'utilité plus loin d'un modèle AR(14).

ⁱⁱⁱ Au sens mathématique.

Le modèle $FAR(p,d)$ se base sur cette formule (éq. IV.34) en autorisant des valeurs non-entières du paramètre d (d'où son nom « Fractionnaly »). Pour modéliser un power-law, nous utilisons ici un modèle $FAR(0,d)$. Celui-ci s'écrit donc :

$$(1 - B)^d X_t = \varepsilon_t \quad (\text{éq. IV.35})$$

Nous calibrons ce modèle à l'aide de l'exposant de Hurst H , estimé à partir du spectre de l'indice de NASST de PiCTLⁱ, suivant la relation $d = H - \frac{1}{2}$. Nous trouvons ici que $H = 0.92$ et ainsi $d = 0.42$. Ce modèle est ensuite utilisé en considérant 45ⁱⁱ pas de temps passés, ou pseudo-prédicteurs, pour prévoir la valeur à venir (pseudo car, à la différence des modèles AR(n) où n correspond à la fois au nombre de prédicteurs utilisés pour calibrer le modèle statistique et au nombre de pas de temps utilisés pour la prévision, le nombre de pas de temps utilisés ici est indépendant de la calibration du modèle). Nous voyons que le modèle FAR(0,d) caractérise mieux la puissance spectrale de la NASST aux basses fréquences que le modèle AR1 (*Figure IV.13droite*, tiretés bleus) et capture la lente décroissance de la fonction d'autocorrélation de la NASST (*Figure IV.13gauche*, en bleu). De manière non intuitive, alors qu'aux « hautes » fréquences (\sim périodes inférieures à 10 ans) le FAR(0,d) semble correctement représenter le spectre de la NASST, il surestime l'autocorrélation de la série temporelle de NASST à cette échelle temporelle (sans doute en raison de ses caractéristiques basses-fréquences).

Contrairement à l'AR(1), le processus power-law n'a pas d'interprétation géophysique simple. Les origines d'un tel comportement peuvent être multiples (cf. Vyushin 2010 Introduction p.15 pour une liste détaillée). Par exemple, certains auteurs y voient le résidu de l'agrégation d'une multitude de mécanismes de différentes échelles temporelles (e.g. Granger 1980, Caballero et al. 2002), alors que d'autres montrent à l'aide de modèles numériques simplifiés que ce comportement peut correspondre au résultat de la diffusion verticale de l'énergie dans l'océan (e.g. Fraedrich et al. 2004, Dommenget et Latif 2008). Dans cette thèse, nous ne cherchons pas à comprendre en soi pourquoi la NASST se comporte comme un processus power-law, mais nous utilisons cette caractéristique afin de calibrer un modèle statistique présentant un comportement basse fréquence semblable à celui de la NASST.

Comme stipulé dans l'étude de Vyushin et al. (2012), les modèles AR(1) et FAR(0,d) ne permettent donc pas de représenter la nature complète de la variabilité climatique. Cependant, ils caractérisent les bornes inférieure et supérieure de la persistance des anomalies climatiques. L'AR(1) capture la perte rapide d'information de la première année (provenant essentiellement de la variabilité interannuelle non prévisible) alors que le FAR(0,d) capture la longue mémoire des processus climatiques. Ces deux caractéristiques pourraient être combinées à l'aide d'un unique modèle d'ordre

ⁱ Nous invitons le lecteur désireux de connaître les détails permettant d'estimer l'exposant H à consulter le manuscrit de thèse de Dimitri Vyushin 2010 ainsi que le package R développé lors de son doctorat : <http://tinyurl.com/4v985le>

ⁱⁱ Le nombre de pseudo-prédicteurs a été déterminé de manière à ce que le modèle FAR(0,d) capture au mieux le comportement basse fréquence de NASST.

supérieur : un FAR(1,d). Cependant, pour notre étude, nous avons préféré étudier le comportement des modèles AR(1) et FAR(0,d) de manière séparée, dont l'emploi nécessite seulement le calibrage d'un paramètre (i.e. les coefficients β et d , respectivement) et dont l'utilisation est plus répandue en recherche sur le climat.

La réalisation de prévisions d'ensemble analytiques à l'aide de ces deux modèles va nous permettre d'estimer l'incertitude sur l'entropie relative, calculée à partir d'un ensemble de 14 membres, pour des signaux dont les durées de vie encadrent celle de NASST. Nous faisons ainsi l'hypothèse que l'incertitude de l'entropie relative, estimée à l'aide de ces deux modèles, encadre l'incertitude de l'entropie relative de NASST.

IV-3-2-b) Les prévisions d'ensemble à partir de modèles statistiques

Nous trouvons que, suivant un modèle AR(1), seules les conditions initiales de la prévision TF ont une influence détectable jusqu'à 3 ans (**Figure IV.14a**). Pour les autres expériences, la prévisibilité selon ce modèle est totalement perdue lors des deux premières années (non montré). Moyenner les indices sur une fenêtre temporelle de 5 ans augmente seulement d'une année la limite de prévisibilité (**Figure IV.14b**). Comme attendu, le modèle AR(1) ne permet donc pas de caractériser la prévisibilité décennale de la NASST de CNRM-CM5 (cf. **Figure IV.13**). Notons cependant que, par exemple, pour une valeur de $R \sim 0.9$ bit (3^{ème} année d'échéance de la prévision TF ; **Figure IV.14b**), l'incertitude associée à la mesure réalisée à partir d'un ensemble de 14 membres (moyennés sur 5 ans) est de 1.25 bits (90% de chance que la valeur de R soit comprise entre $0.4 < R < 1.7$ bits). Pour diminuer de moitié cette incertitude, il faudrait augmenter le nombre de membres à environ 50. Notons aussi que pour toutes les dates de prévisions, après la première année, la composante dispersion ne contribue plus à la valeur de R (cf. courbe rouge).

Le modèle FAR(0,d) permet de mieux capturer la prévisibilité décennale associée à la NASST (moyennée sur 5 ans) lors de la prévision TF (**Figures IV.14c** et **IV.11**). La limite de prévisibilité, détectable pour 14 membres selon ce modèle, est supérieure à 30 ans d'échéance puisque l'enveloppe d'incertitude ne comprend jamais le « 0 » d'entropie relative. R est caractérisé par une décroissance rapide lors des 5 premières années puis de plus en plus lente avec l'échéance, comportement typique d'un processus power-law. Comme pour l'AR(1), la composante dispersion de l'entropie relative estimée à partir du FAR(0,0.42) est très rapidement non significative (avant 3 ans d'échéance en moyenne ; cf. courbes rouges **Figure IV.14c**) et seule la composante moyenne contribue à la valeur d'entropie relative. Le faible apport d'information supplémentaire par la composante dispersion suggère de nouveau que l'indice étudié pour caractériser la variabilité multidécennale est fortement bruité par de la variabilité plus haute fréquence.

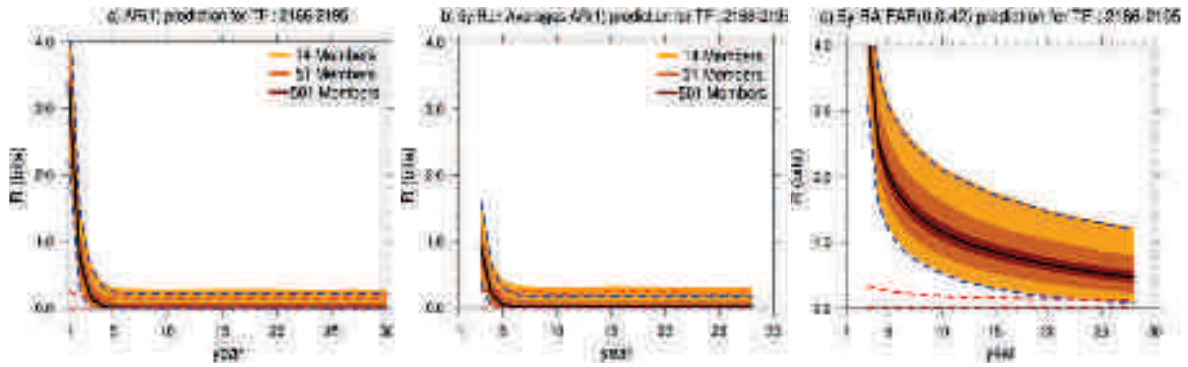


Figure IV.14 : (a) Barres d'erreurs [5%-95%] sur l'entropie relative calculée à partir d'ensemble de 14 (enveloppe orange claire), 51 (enveloppe orange foncée) et 501 (enveloppe marron) membres initialisés à partir de l'EM de la première année de la prévision TF pour le modèle AR(1). (b) idem (a) mais une moyenne glissante de 5 ans a été appliquée à chaque membre préalablement au calcul de R . (c) idem (b) mais réalisé à partir du modèle FAR(0,0.42). La valeur vraie de l'entropie relative (courbe noire) et les barres d'incertitudes des composantes R_{signal} (tiretés bleus) et $R_{dispersion}$ (tiretés rouges) pour des ensembles de 14 membres sont aussi présentées.

Lorsque la valeur d'entropie relative d'une prévision d'ensemble de 14 membres du modèle FAR(0,0.42) est égale à $R = 1$ bit ($\sim 12^{\text{ème}}$ année d'échéance de l'expérience TF), il existe 90% de chance d'obtenir une valeur de R mesurée comprise entre $0.4 < R < 1.95$ bits, soit une incertitude de 1.55 bits. L'estimation de l'incertitude de R obtenue à l'aide du modèle FAR(0,d) tend ainsi à démontrer que les variations de l'entropie relative des prévisions MC et TC (échéances 20 et 13, respectivement) peuvent être dues à un trop faible échantillonnage (**Figures IV.11a** et **IV.11b**). Précisons néanmoins qu'il n'est pas exclu que ces fluctuations soient dues à une variabilité prévisible de la NASST ayant lieu à l'échelle décennale (**Figure IV.13** et section III-3), mais que leur amplitude serait trop faible pour sortir de la barre d'erreur estimée à l'aide du modèle FAR(0,0.42). Comme pour le modèle AR(1), pour diminuer par 2 l'incertitude sur la mesure de R , le nombre de membres doit être augmenté à 51. Notons aussi qu'avec 501 membres l'incertitude pour une entropie de $R = 1$ bit est encore de 0.25 bit (soit $\frac{1}{4}$ de la valeur absolue).

En résumé, l'entropie relative étant une mesure de la prévisibilité qui permet de quantifier à quel point l'initialisation contraint le comportement de la prévision d'ensemble, nous avons cherché dans cette section à estimer l'erreur commise sur cette mesure. Nous avons vu qu'en raison de la base logarithmique dans laquelle l'entropie relative est calculée, l'incertitude associée à sa mesure est fonction de sa valeur elle-même (IV-3-1). A partir d'une méthode de *bootstrap subsampling* (IV-3-1) puis à l'aide de signaux analytiques (IV-3-2), nous avons estimé que, par exemple pour une valeur de $R = 1$ bit, la barre d'erreur estimée à partir d'une prévision d'ensemble de 14 membres est comprise entre 0.7 et 1.55 bits. Cette barre d'erreur suggère que les fluctuations décennales de l'entropie relative de la NASST des prévisions MC, TC et MF sont compatibles avec l'hypothèse que le nombre de membres utilisés pour quantifier la prévisibilité est insuffisant. Cependant, considérant l'autocorrélation et le spectre de la

NASST, nous ne pouvons pas rejeter l'hypothèse qu'un mécanisme de variabilité d'échelle décennale prévisible existe et soit responsable de ces fluctuations, mais que son amplitude soit trop faible pour sortir de la barre d'erreur (estimée) de R . Cette conclusion souligne la nécessité d'aller au-delà de la simple considération statistique et d'étudier la prévisibilité associée aux indices NASST et AMOCy d'un point de vue mécanistique dans l'objectif de mieux comprendre leurs sources. C'est ce que nous nous proposons de réaliser aux sections IV-4 et IV-5, mais avant cela intéressons nous un instant à la pertinence des prévisions d'ensemble numériques...

IV-3-3) Valeur ajoutée des prévisions d'ensemble numériques

Une question légitime, après avoir abordé la théorie et l'application des modèles statistiques simples à notre problématique, est de savoir si la réalisation des prévisions d'ensemble effectuées à partir de CNRM-CM5 apporte plus d'informations sur la prévisibilité de la NASST que celle estimée à l'aide de ces modèles statistiques simples sans coût de calcul réel. Les modèles AR(1) et FAR(0,d) nous ont permis d'estimer une barre d'incertitude sur R en capturant les 2 comportements aux limites de NASST. Un des avantages de l'emploi de ces modèles est qu'ils nécessitent seulement le calibrage d'un paramètreⁱ, limitant ainsi le nombre d'hypothèses lors de leur utilisation. Par construction néanmoins, ils ne permettent pas de capturer la singularité du comportement potentiellement prévisible de la NASST à l'échelle de temps décennale (cf. maximum local aux périodes ~ 10 ans du spectre de la NASST). Pour tenir compte de cette singularité, nous utilisons ici un nouveau modèle, un AR(n) (cf. IV-3-2-a), calibré sur la série de NASST de PiCTL à partir de $n = 14$ prédicteurs (**Figure IV.13**, courbes noires). L'ordre de ce modèle a été choisi pour capturer le mieux possible les caractéristiques de la fonction d'autocorrélation de la NASST sur une plage de 30 ans tout en minimisant le nombre de prédicteurs (i.e. le nombre de paramètres de ce modèle) ; précisons donc qu'il s'agit d'un hasard si le rang de l'AR(n) est égal au nombre de membres des prévisions d'ensemble.

La **Figure IV.15** compare l'entropie relative des prévisions numériques de la NASST à celles des prévisions statistiques réalisées à partir du modèle AR(14). Nous voyons que les prévisions numériques des expériences MC et TF (**Figures IV.15a et IV.15d**) sont parfaitement cohérentes avec celles de l'AR(14), ce qui n'est pas le cas pour la prévision TC, les valeurs de R sont sous-estimées par l'AR(14) aux échéances 9-13 ans (**Figure IV.15b**). La prévisibilité de l'expérience MF est incompatible avec la prévision du modèle statistique, avec un écart entre l'entropie relative de la prévision numérique et la barre haute de l'incertitude des valeurs de R de l'AR(14) quasiment toujours supérieur à 1 bit (**Figure IV.15c**).

ⁱ i.e. les coefficients β et d , respectivement.

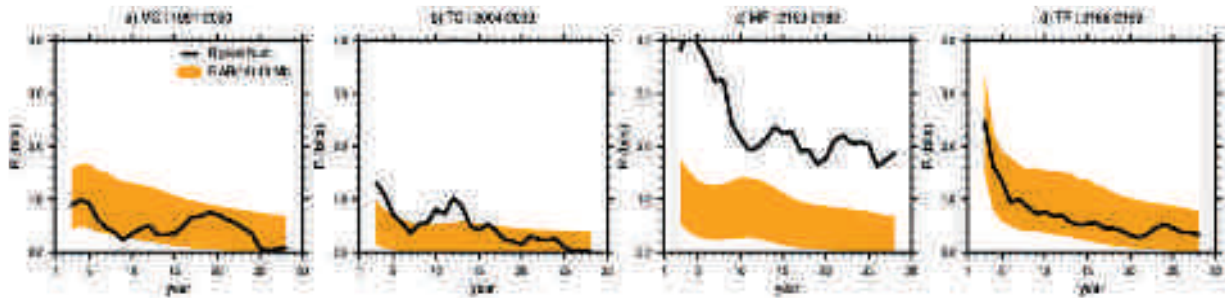


Figure IV.15 : Comparaison des entropies relatives de la NASST moyennée sur 5 ans (courbe noire) des 4 dates de prévision (a) MC, (b) TC, (c) MF et (d) TF avec celles des « prévisions statistiques » suivant un modèle AR(14) calibré sur la série de NASST de PiCTL (enveloppe orange).

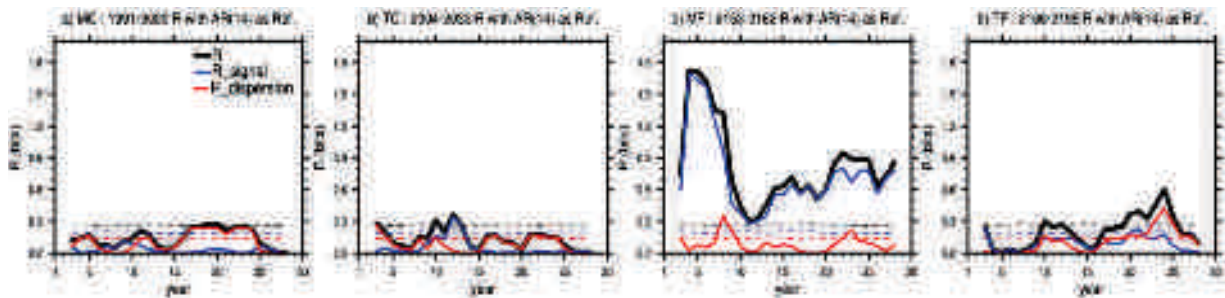


Figure IV.16 : Entropies relatives des 4 dates de prévisions numériques (a) MC, (b) TC, (c) MF et (d) TF calculées en prenant comme distribution de référence celles formées par les prévisions du modèle AR(14).

La valeur ajoutée des prévisions numériques est maintenant quantifiée. Pour cela nous calculons l'entropie relative des 4 dates de prévisions numériques en prenant comme distribution de référence celles formées par les prévisions statistiques (Figure IV.16), ci-après $R_{AR(14)}$, et non la distribution climatologique de PiCTL, comme jusqu'à maintenant. Suivant cette approche, nous voyons que l'apport d'information supplémentaire par les prévisions numériques est marginal pour les prévisions MC et TC (Figures IV.16a et IV.16b) mais il est significatif pour les prévisions MF et TF dans une moindre mesure (Figures IV.16c et IV.16d). Pour cette dernière, aux échéances 19-25 ans, l'entropie relative est d'environ 0.3-0.6 bit en raison d'une moyenne d'ensemble tendant vers la moyenne climatologique de PiCTL plus rapidement que l'AR(14) (non montré), mais aussi en raison d'une dispersion plus faible que celle de l'AR(14). Pour l'expérience MF, la $R_{AR(14)}$ provient essentiellement de la composante signal. L'information supplémentaire apportée par les prévisions numériques MF et TF montre que celles-ci, bien que plus coûteuses en termes de ressources informatiques, ne peuvent être substituées par un simple modèle statistique de type AR(n).

L'autocorrélation de la série de NASST est fonction des caractéristiques intrinsèques des masses d'eau de surface (e.g. inertie thermique) et de ses relations moyennes avec les autres variables du système climatique (e.g. échanges avec l'atmosphère et la subsurface océanique, influence du transport de chaleur méridien océanique). Elle nous informe sur le comportement moyen des anomalies en elles-mêmes. La prévisibilité estimée à partir

du modèle AR(14), calibré à partir des caractéristiques moyennes de la NASST (**Figure IV.13**), peut donc être interprétée comme la prévisibilité associée à la NASST dans le cas où ses caractéristiques intrinsèques et ses relations avec les autres variables sont stationnaires. Dans ce contexte, les différences de prévisibilité entre les prévisions numériques et statistiques impliquent donc :

- soit que le comportement intrinsèque de la NASST est fonction de l'état du système (e.g. comportements asymétriques pour des anomalies de même amplitude mais de signe opposé),
- soit que les relations entre la NASST et les autres variables du système climatique évoluent selon l'état du système,
- soit que le comportement intrinsèque d'une ou de plusieurs autres variables interagissant avec la NASST est fonction de l'état du système,
- soit à différentes combinaisons des 3 possibilités précédentes.

Autrement dit, les différences de prévisibilité entre les prévisions numériques et statistiques soulignent que la prévisibilité de la NASST est fonction des conditions initiales, appelée encore **prévisibilité conditionnelle**. Pour déterminer la ou lesquelles des raisons listées précédemment sont à l'origine de prévisibilité conditionnelle, il serait intéressant d'estimer la prévisibilité non plus à partir d'un modèle AR(n) univarié, mais à partir d'un modèle statistique prenant explicitement en compte les relations de la NASST avec les autres variables du système climatique (e.g. un modèle LIM, cf. II-6-1). L'étude de ce type de modèle permettrait de pointer les relations moyennes qui ne sont pas « respectées » lors des prévisions MF et TF.

Une autre raison appuyant l'utilisation des modèles numériques plutôt que des modèles statistiques vient de l'échantillon temporel nécessaire pour calibrer correctement un modèle statistique. La **Figure IV.17** renseigne sur l'erreur potentielle que nous aurions commise sur les prévisions statistiques du modèle AR(14) si nous l'avions calibré à partir de 150 ans de NASST de PiCTL plutôt que sur les 1000 ans complets de la simulation. Cette disparité implique une grande incertitude sur les paramètres à calibrer pour l'AR(n). Ainsi, moyennant l'hypothèse que le modèle soit parfait et peut être utilisé comme proxy des observations, elle montre que la fenêtre temporelle des observations historiques ne suffit pas pour calibrer correctement un modèle statistique. Les modèles numériques apparaissent donc comme la solution la plus adaptée pour prévoir les futures fluctuations internes climatiques d'échelle de temps décennale, sous la condition qu'ils présentent bien évidemment une variabilité réaliste.

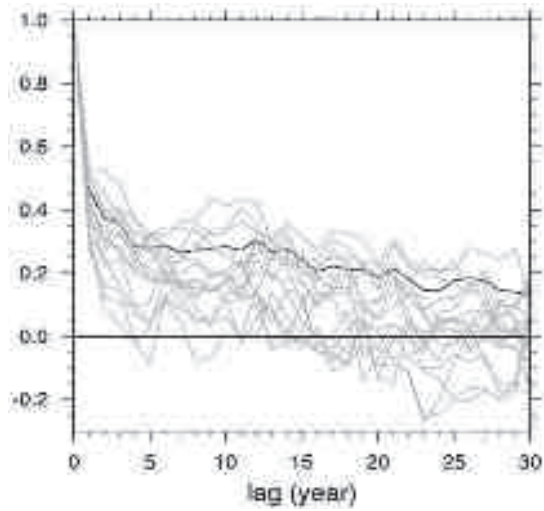


Figure IV.17 : Autocorrélation de l'indice NASST calculée sur les 1000 ans de PiCTL (courbe noire) et sur des blocs de 150 ans (courbes grises).

IV-4) Mécanismes physiques à l'origine de la prévisibilité de l'Atlantique Nord

Au chapitre III, nous avons mis en évidence que les anomalies d'AMOC sont liées à la densité des 500 premiers mètres du gyre subpolaire. A l'échelle de temps multidécennale, la salinité contrôle les fluctuations de cette densité du gyre alors qu'à l'échelle décennale la température semble jouer un rôle plus important dans ses variations. En conséquence, nous nous intéressons ici à l'évolution du trio densité, salinité, température du gyre subpolaire pour extraire et mieux comprendre l'origine de la prévisibilité de l'AMOC et de l'AMV dans les expériences de prévision.

IV-4-1) Prévisibilité du gyre subpolaire

IV-4-1-a) Lien entre la prévisibilité de l'AMOC et celle de la densité du gyre subpolaire

La **Figure IV.18** présente, pour les 4 dates de prévision, les trajectoires des indices de densité du gyre subpolaire moyennée sur les 500 premiers mètres de l'océan. Nous voyons que :

- l'EM des prévisions MC, MF et TF reste significativement différente de la moyenne climatologique μ_c durant plus de 20 ans et est donc prévisible,
- pour toutes les prévisions, les trajectoires individuelles sont caractérisées par des variations décennales qui ne semblent pas phasées entre elles (absence de ces fluctuations dans l'EM), suggérant une absence de prévisibilité à l'échelle décennale.

L'entropie relative de la densité du gyre subpolaire confirme l'absence de cohérence des fluctuations décennales entre les différents membres, car, à l'exception des 7 premières années d'échéance de la prévision MC, les valeurs de $R_{dispersion}$ sont faibles (<0.3 bit) et marginalement significatives (**Figure IV.19haut**). L'EM fournit l'essentiel de la prévisibilité de la densité du gyre dont la limite est aux alentours des échéances ~ 20 ans, ~ 10 ans, >30 ans et ~ 20 ans pour les prévisions MC, TC, MF et TF, respectivement. Ces résultats montrent que seules les variations multidécennales de la densité sont prévisibles mais que cette prévisibilité est « bruitée » par des fluctuations décennales, elles non prévisibles.

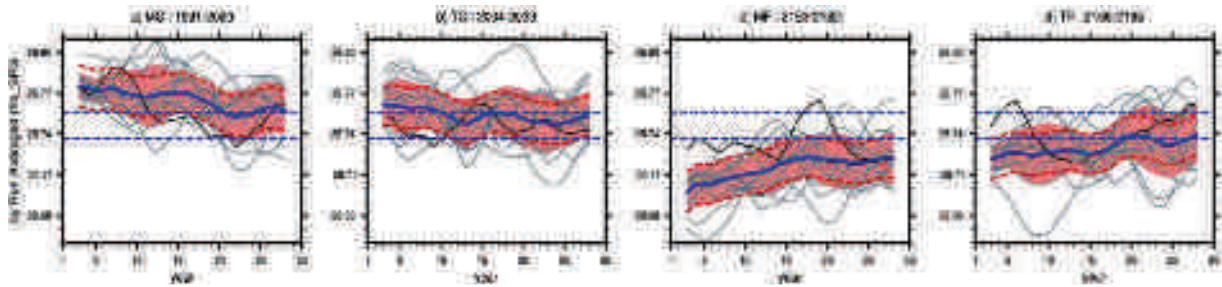


Figure IV.18 : Trajectoires des indices de densité du gyre subpolaire moyennée sur les 500 premiers mètres de l'océan (unité kg.m^{-3} relatif à 1000kg.m^{-3}). Préviation (a) MC, (b) TC, (c) MF et (d) TF. Les lignes tiretées représentent les seuils de significativité 95% de l'EM (bleu) et de l'ES (rouge). L'enveloppe grise représente le seuil de significativité 95% de l'ES. Les courbes grises représentent les trajectoires de l'AMOCy pour chaque membre des prévisions d'ensemble, la noire indique celle de PiCTL

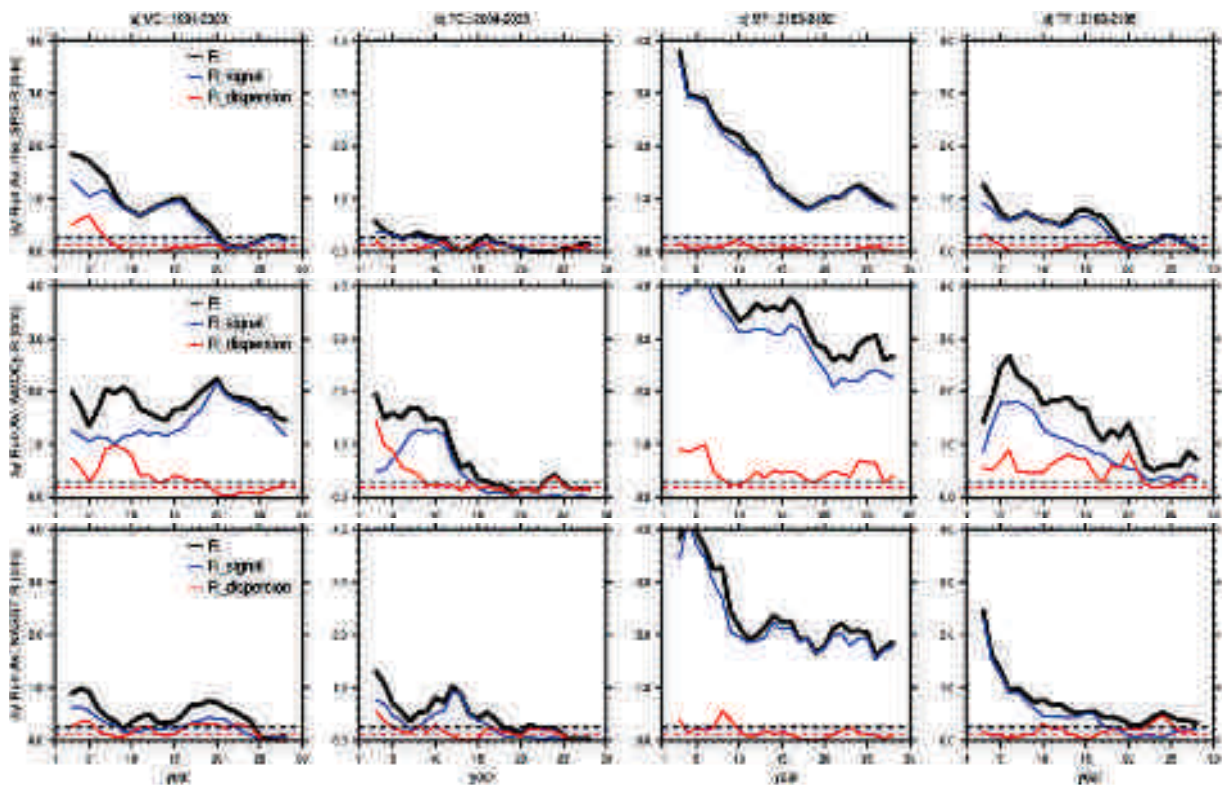


Figure IV.19 : Entropie relative associée (haut) à la densité du gyre subpolaire moyennée sur les 500 premiers mètres de surface, (milieu) à l'AMOCy et (bas) à la NASST. Tous les indices ont été moyennés sur une fenêtre glissante de 5ans. Les courbes représentent l'entropie relative totale (noire), la composante signal (bleu) et la composante dispersion (rouge). Les lignes horizontales indiquent les seuils 95% de significativité statistique (même code couleur) obtenus par bootstrap à partir des 1000 ans de PiCTL.

Au chapitre III, nous avons conclu que les fluctuations multidécaennales de la densité du gyre précèdent en moyenne de 5 ans celles de l'AMOC, qui elles-mêmes précèdent de ~ 5 ans celles de l'AMV. La significativité pour R_{signal} dans la prévision TC est perdue après ~ 10 ans d'échéance pour la densité du gyre, puis après ~ 15 ans pour l'AMOCy et après

~17 ans pour la NASST (**Figure IV.19**), reproduisant parfaitement les caractéristiques moyennes estimées à partir des 1000 ans de PiCTL. Dans une moindre mesure pour les autres dates de prévision, la relation déphasée entre densité et AMOCy se retrouve aussi dans les diagnostics de prévisibilité de l'entropie. En revanche, la relation AMOCy/NASST n'est pas systématiquement capturée. L'entropie de NASST est toujours plus faible que celle d'AMOCy car, même à l'échelle multidécennale, cet indice de surface est perturbé par les interactions océan-atmosphère, sachant que dans le modèle la variabilité atmosphérique suit un bruit blanc. Notons enfin que, pour les 3 indices, les plus fortes valeurs de R_{signal} sont prises pour la prévision MF, avec des valeurs supérieures à 1 bit durant les 30 ans d'échéance, confirmant le caractère très prévisible de cette date pour toutes les variables du système.

Si la prévisibilité de la moyenne d'ensemble des indices de densité, d'AMOCy et de NASST semblent suivre les relations physiques de la variabilité multidécennale mises en évidence au chapitre III, la prévisibilité provenant de l'ES pour l'AMOCy et dans une moindre mesure pour la NASST, ne peut être expliquée par celle de la densité qui n'en a aucune (**Figure IV.19**). La variabilité de l'AMOC dans son ensemble (que capture l'indice AMOCy) est peu sensible aux variations « hautes fréquences » du gyre subpolaire confirmant le nécessaire maintien d'une anomalie de densité du gyre durant plus de 10 ans pour déclencher un événement AMOC. Ceci étant, la prévisibilité associée à l'EM de la densité du gyre ne peut s'expliquer que par l'existence d'une variable climatique de faible dispersion qui contraindrait l'état de la densité du gyre. Pour aller plus loin, nous nous intéressons aux rôles respectifs joués par la salinité et la température dans la prévisibilité de la densité du gyre.

IV-4-1-b) Prévisibilité de la salinité et de la température du gyre subpolaire

Les **Figures IV.20** et **IV.21** présentent les trajectoires et l'entropie relative des indices de salinité et de température du gyre subpolaire moyennée sur les 500 premiers mètres de l'océan. Pour les 4 dates de prévisions, nous voyons que la salinité du gyre présente une forte prévisibilité provenant à la fois de l'EM et de l'ES, cette dernière restant significativement inférieure à la dispersion climatologique jusqu'à l'échéance 30 ans (25 ans) des prévisions MF et TF (MC et TC). La température du gyre semble être aussi en partie prévisible durant les 30 ans d'échéance des 4 expériences, mais son entropie relative est bien plus faible que celle de la salinité et provient essentiellement de sa composante R_{signal} . En effet, les trajectoires individuelles de l'indice de température du gyre sont caractérisées par d'importantes fluctuations décennales ($\sim 1\sigma_c$ d'amplitude) non phasées entre les membres, rappelant celles de la densité (**Figure IV.18**).

Nous avons vu que la densité du gyre à l'échelle multidécennale est pilotée par le sel. Cependant, la perte de significativité de l'entropie relative de la densité, après l'échéance ~10 ans lors de la prévision TC et après ~20 ans pour les prévisions MC et TF, alors que

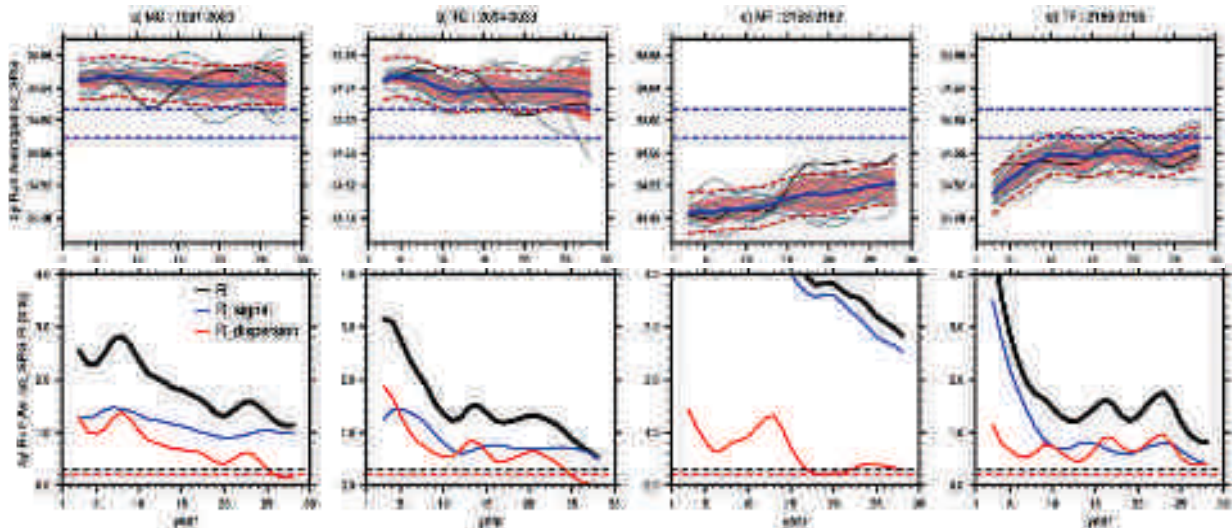


Figure IV.20 : Trajectoires et entropies relatives de la salinité du gyre subpolaire moyennées sur les 500 premiers mètres de l'océan. Les codes couleurs sont les mêmes que ceux de la Figure IV.18 pour les trajectoires et de la Figure IV.19 pour l'entropie.

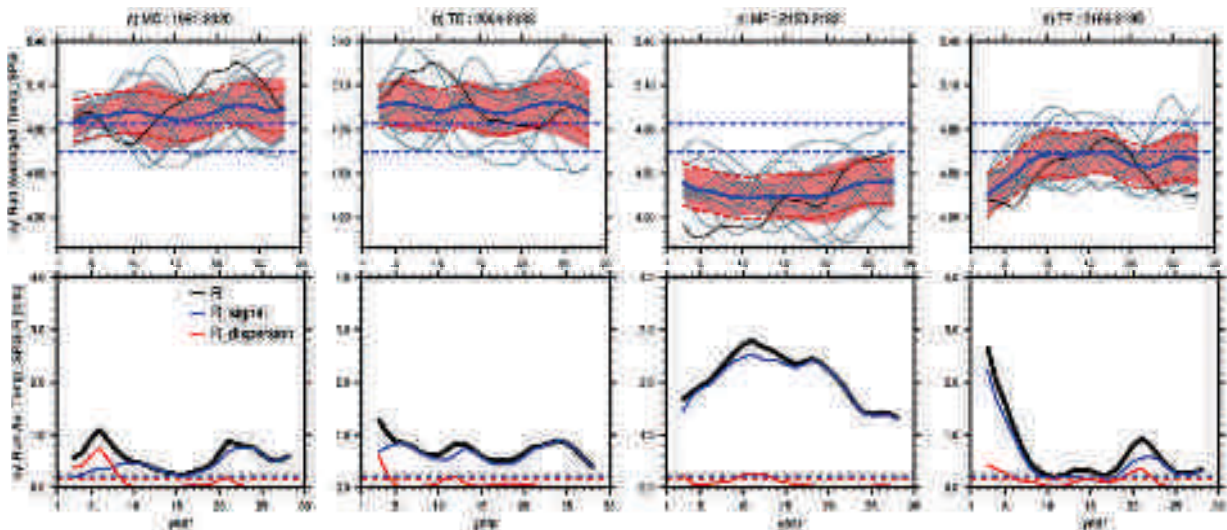


Figure IV.21 : idem Figure IV.20 mais pour la température du gyre subpolaire moyennées sur les 500 premiers mètres de l'océan.

celle de la salinité est encore supérieure à ~ 1 bit, souligne l'importance que joue la température dans la modulation du lien entre salinité et densité à l'échelle multidécennale. Etant donné les fortes valeurs de l'ES pour le sel, la forte dispersion de la densité ne peut s'expliquer que par la présence des fortes fluctuations décennales non prévisibles liées à la température. En d'autres termes, la prévisibilité associée à l'EM pour la densité provient essentiellement de son lien avec la salinité, et la faible prévisibilité liée à l'ES est contrôlée par celle de la température.

Nous concluons donc que la prévisibilité de l'AMOC (et de la NASST) provient bien de la prévisibilité de la densité et plus précisément de sa composante salinité, et en particulier ses fluctuations multidécennales. Les fluctuations décennales de la densité liées à la

température ne sont pas phasées entre les membres. Elles augmentent l'incertitude sur la prévision de la densité en elle-même. D'une manière générale nous trouvons que, pour la plupart des variables climatiques décrivant l'état de l'Atlantique Nord, les valeurs d'entropie relative s'expliquent par la prévisibilité de sa variabilité multidécennale. Pour chaque variable, le poids respectif des composantes R_{signal} et $R_{dispersion}$ dans l'entropie relative totale semble dépendre du poids respectif des variabilités multidécennale et décennale dans la variabilité totale. Ces résultats soulignent l'importance de prendre en compte à la fois les informations provenant de l'EM et de l'ES dans l'étude de la prévisibilité décennale, contrairement à ce qu'affirment Griffies et Bryan (1997).

Dans le reste de cette section, nous nous limitons à l'étude de la salinité et essayons de voir si les mécanismes physiques présentés à la section III-1, à savoir les routes Nord et Sud des anomalies de sel impliquées dans la terminaison des événements AMOC, jouent un rôle dans la prévisibilité de l'AMOC et de l'AMV pour les dates de prévision sélectionnées.

IV-4-2) Prévisibilité de la salinité de l'Atlantique Nord

La **Figure IV.20** montre que la prévisibilité de la salinité du gyre subpolaire tend à diminuer avec l'échéance pour les 4 expériences de prévision, ce qui est cohérent avec le caractère chaotique du système climatique, qui se matérialise par la divergence des états du gyre simulés par les membres. La question est ici de savoir si l'atténuation des anomalies s'explique uniquement par cette propriété du système ou si des mécanismes physiques prévisibles, tels que ceux documentés aux chapitre III, participent aussi à cette diminution. Pour répondre à cela, nous étudions ici l'évolution du champ de salinité intégrée sur les 200 premiers mètres de l'océan (ci-après SC200) au cours de l'échéance des 4 dates de prévision. Nous reprenons ce champ largement décrit dans la section III-1-2 (**Figures III-Article6** et **III-Article14**) afin de pouvoir suivre l'évolution de masses d'eau à la fois dans les tropiques et les latitudes extratropicales.

IV-4-2-a) L'événement AMV/AMOC 1991-2004

Lors de la première décennie de la prévision MC, l'Atlantique Nord se caractérise par des conditions plus salées que la normale au Nord de 40°N ($\sim +0.08\text{psu}$; **Figure IV.22a**), avec des maxima situés en mer de GIN, en mer du Labrador et dans l'Ouest du gyre subpolaire. De fortes anomalies positives de sel sont aussi présentes à l'Est du bassin sur la frontière séparant les gyres subpolaire et subtropical (longitudes $\sim 30\text{-}20\text{W}$) et le long des côtes de l'Europe et de l'Afrique du Nord. Ces anomalies positives contrastent avec les anomalies négatives de sel situées au niveau de la bande tropicale ($\sim -0.04\text{psu}$), de l'arc caribéen et du Gulf Stream ($\sim -0.02\text{psu}$). Cette structure d'anomalies de salinité est parfaitement cohérente avec celle de la régression du champ de SC200 sur l'AMOC_y de la

figure (**Figure III-Article14**), avec un déphasage de quelques années avant un maximum d'AMV canonique.

Au cours des deuxième et troisième décennies, la salinité du gyre subpolaire et des mers de GIN diminue peu à peu, alors que les anomalies négatives de sel des zones tropicales se renforcent et se propagent le long du courant de bord Ouest jusqu'à 40°N (**Figure IV.22a**). Lors de la troisième décennie, les anomalies positives du centre Est du gyre subpolaire ne sont plus significatives, ce qui est cohérent avec la pénétration dans le gyre de masses d'eau anormalement douces en provenance des tropiques. La diminution des anomalies de sel à cet endroit entraîne une diminution du gradient de densité entre le centre et l'Est du gyre subpolaire, conduisant à une diminution de son intensité sur son bord Est (i.e. diminution de l'*internal salinity feedback*, cf. III-1-2-e ; non montré). L'augmentation des anomalies positives de salinité situées à la frontière gyre subpolaire/gyre subtropical et sur les côtes de l'Europe s'explique par l'advection d'anomalies du centre du bassin vers les côtes, se propageant ensuite vers les subtropiques par la bande de recirculation du gyre subtropical. Nous verrons dans la section suivante que la circulation atmosphérique contribue aussi à la structure géographique des anomalies de sel et à leur évolution en fonction de l'échéance.

Par les expériences de prévisibilité, nous retrouvons ainsi le mécanisme d'advection d'eau douce en provenance des tropiques qui tend à diminuer la salinité du gyre subpolaire. Lors de la troisième décennie l'anomalie positive de sel est clairement érodée à l'Est du gyre subpolaire et contribue à terminer l'événement d'AMOC. La prévision TC, initialisée 13 ans après le début de la prévision MC et ayant de fait dans les conditions initiales les ingrédients thermohalins pour diminuer l'AMOC, prévoit effectivement un retour à des conditions normales vers l'échéance 15 ans (**Figure IV.10**).

Au cours de la première décennie de la prévision TC, les anomalies de salinité du gyre subpolaire sont de l'ordre de $\sim +0.04$ psu et le maximum d'anomalie ($> +0.14$ psu) couvre la côte Est de l'Atlantique entre l'Islande et l'Afrique du Nord (**Figure IV.22b**). Des anomalies négatives sont présentes dans toute la bande tropicale/subtropicale, avec des valeurs atteignant déjà -0.04 psu au niveau du courant de bord Ouest. Des anomalies négatives sont aussi présentes à l'Ouest des mers de GIN. Remarquons qu'à l'exception de ces mers Arctiques, la structure des anomalies de SC200 semble cohérente avec la moyenne de SC200 lors des décennies 2 et 3 de la prévision MC, suggérant un fort déterminisme dans l'évolution de la salinité de PiCTL lors des 13 années séparant l'initialisation de la prévision TC de celle de la prévision MC. Cette structure d'anomalies de salinité est aussi cohérente avec celle de la régression du champ de SC200 sur l'AMOCy (**Figure III-Article14**), montrant la SC200 lors d'un maximum d'AMV canonique.

Au cours de la deuxième décennie de la prévision TC, la salinité du gyre subpolaire tend à diminuer et nous voyons apparaître une anomalie négative de SC200 au centre Est du gyre subpolaire, vraisemblablement liée à l'advection des masses d'eau tropicales

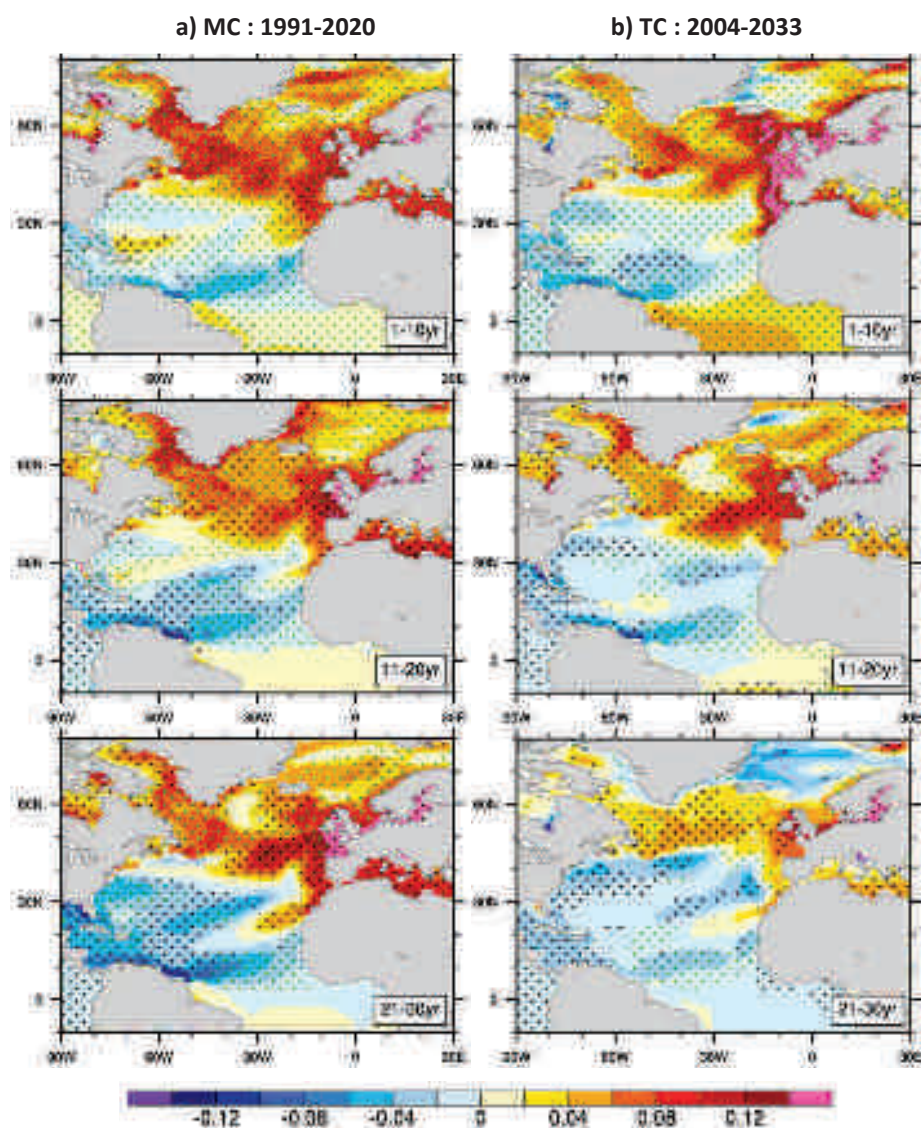


Figure IV.22 : Evolution des anomalies du champ de salinité (psu) moyennée sur les 200 premiers mètres de l'océan (SC200) lors de la prévision (a) MC et (b) TC. Les pointillés noirs et verts représentent, respectivement, les valeurs pour lesquelles l'EM et l'ES sont statistiquement significatives au seuil 95% (test de bootstrap).

anormalement douces (**Figure IV.22b**). La diminution de la composante signal (ou EM) de l'entropie relative des indices de salinité, de densité et d'AMOCy, entre la première et la deuxième décennie de la prévision TC, n'est donc pas uniquement imputable à l'altération intrinsèque des anomalies de par la nature du système climatique mais est accélérée par l'advection de masses d'eau tropicales anormalement douces. Signalons en outre que, lors de la troisième décennie, les mers de GIN sont dessalées et des anomalies semblent se propager via le détroit du Danemark jusqu'en mer du Labrador, matérialisées par des valeurs négatives le long des côtes du Groenland (**Figure IV.22b**). Ce mécanisme, que nous avons nommé « route Nord » dans le chapitre III (cf. III-1-2-g) est cependant trop tardif pour jouer un rôle dans la diminution de l'AMOC lors de la

prévision TC. Néanmoins, au même titre que les anomalies négatives de salinité de la bande tropicale/subtropicale, il inhibe la formation d'un nouvel événement d'AMOC. Nous verrons dans la section suivante que les anomalies de salinité des mers de GIN de la décennie 3 sont liées à des anomalies de glace et de températures froides engendrées par des anomalies de circulation atmosphériques (cf. IV-5).

IV-4-2-b) L'événement AMV/AMOC 2153-2166

Lors de la première décennie de la prévision MF, le gyre subpolaire et les mers de GIN présentent des anomalies négatives de sel supérieures à 0.14psu (**Figure IV.23a**). Toutes les conditions semblent cependant réunies pour entraîner une diminution de ces anomalies car :

- l'ensemble de la bande tropicale/subtropicale de l'Atlantique Nord est dominée par des conditions plus salées que la normale,
- des anomalies positives de sel provenant d'Arctique semblent pénétrer dans les mers de GIN au niveau du détroit de Fram.

Lors des deuxième et troisième décennies, les anomalies négatives de SC200 diminuent effectivement, mais restent toujours fortement négatives, avec des valeurs avoisinant les -0.08psu au niveau du gyre subpolaire et les -0.14psu en mer de GIN (**Figure IV.23a**). Les anomalies positives en provenance de l'Arctique et de la bande tropicale/subtropicale diminuent aussi avec l'échéance. Les anomalies positives de l'arc Caribéen, du Gulf Stream et de GIN ne sont même plus significatives lors de la troisième décennie. Aussi, nous estimons que malgré la présence lors de la première décennie de tous les précurseurs, l'érosion des anomalies négatives de SC200 du gyre subpolaire ne continue pas lors des deuxième et troisième décennies. Nous considérons donc que la diminution des anomalies de salinité du gyre subpolaire provient principalement de la divergence intermembre de la prévision d'ensemble.

Lors de la première décennie de la prévision TF (initialisée 13 ans après la prévision MF), les anomalies négatives du gyre subpolaire sont d'environ -0.06psu (**Figure IV.23b**) soit deux fois moins importantes que lors de la prévision MF. Les mécanismes prévisibles d'érosion de la salinité du gyre subpolaire ne semblent pas encore présents. En particulier, les anomalies positives et significatives de salinité sont cantonnées dans la bande tropicale de l'Atlantique Nord. Cependant, les anomalies négatives du gyre subpolaire diminuent au cours de l'échéance jusqu'à atteindre des valeurs de -0.02psu à la troisième décennie. Cette diminution débute en décennie 2 par la propagation d'anomalies positives de sel en provenance de l'Arctique jusqu'en mer du Labrador. Lors de la troisième décennie, le mécanisme d'advection de masses d'eau Arctique le long de la route Nord semble moins opérer mais est relayé par un transport de masse d'eau anormalement salée depuis les tropiques qui vient éroder les anomalies négatives de sel du gyre subpolaire (perte de la significativité le long du NAC). Durant l'ensemble de cette prévision, la dispersion intermembre du champ de SC200 reste significativement

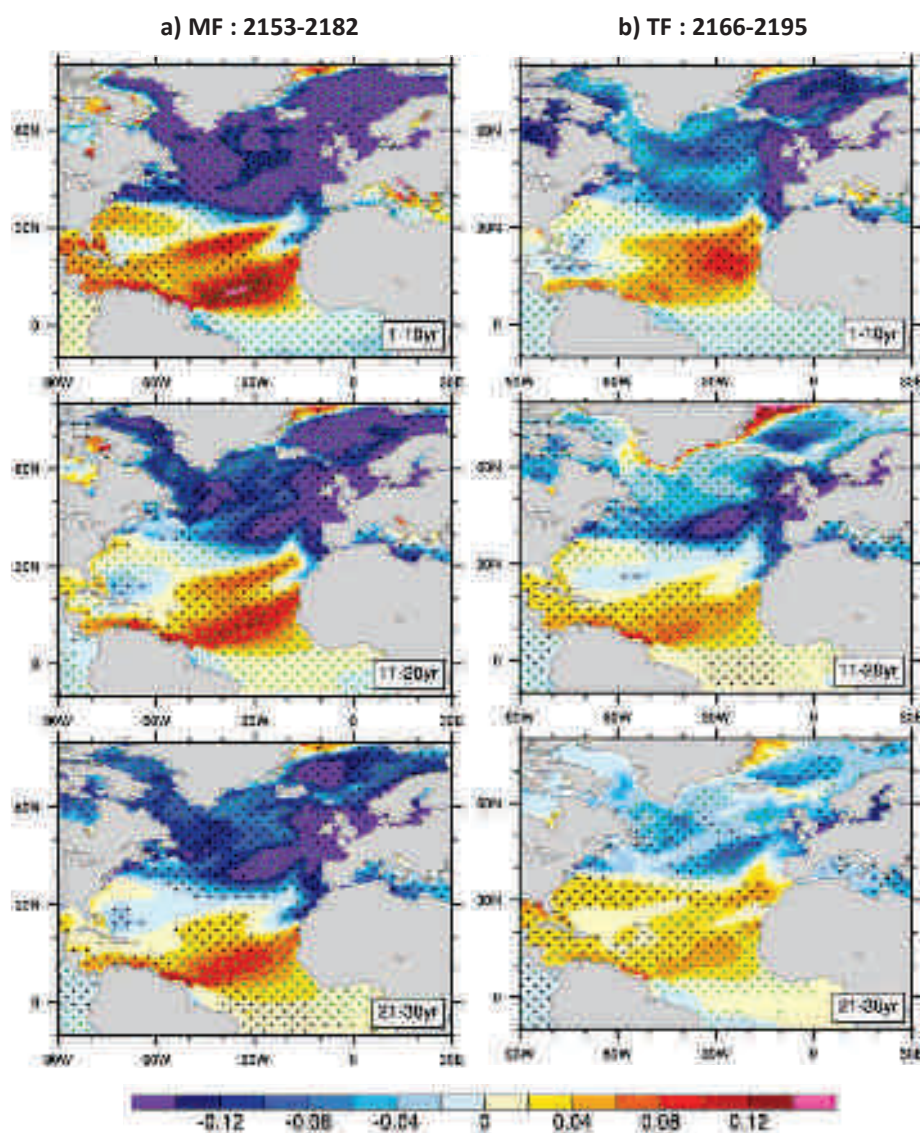


Figure IV.23 : idem Figure IV.22 mais pour les prévisions (a) MF et (b) TF.

inférieure à la dispersion climatologique dans la région du gyre subpolaire, soulignant le caractère prévisible de la diminution de la salinité dans cette région au-delà de la simple décroissance d'anomalies par la divergence intermembre.

En conclusion, les expériences de prévisibilité nous ont permis d'isoler et ainsi confirmer, l'existence des mécanismes de terminaison de l'AMOC comprenant à la fois les routes Nord et Sud des advections de salinité telles que présentées dans l'article du chapitre III. Ces mécanismes sont actifs et prévisibles dans les expériences de prévision MC, TC et TF et expliquent l'évolution de l'AMOC. En revanche, ils ne se déclenchent pas durant la prévision MF, l'AMOC restant à un niveau bas sans évolution franche. L'expérience MF correspond vraiment à un état exceptionnel de PiCTL ($\sim -2\sigma_c$ d'AMOCy et des conditions de température extrêmes, voir ci-après). Il serait intéressant de comprendre comment cet environnement s'est mis en place, mais cela est au-delà de

cette thèse. En tous cas, nos résultats suggèrent qu'au pic de l'événement, aucun mécanisme prévisible ne peut le contraindre vers un retour à la normale et il faut attendre que l'événement s'érode pour que les routes Nord et Sud de salinité s'enclenchent (prévision TF).

IV-5) Prévisibilité décennale des conditions atmosphériques et continentales

Au chapitre III, nous avons mis en évidence que les conditions continentales telles que simulées par CNRM-CM5 étaient influencées par l'état de l'AMOC et de l'AMV. La prévisibilité associée à l'AMOC que nous venons de décrire suggère que les conditions continentales sont en partie prévisibles à l'échelle décennale via ce lien. Précisons cependant que le niveau de prévisibilité de toute variable climatique dépend de la nature même de sa variabilité (Griffies et Bryan 1997) et en particulier de son rapport signal (ici la variabilité prévisible) sur bruit (ici la variabilité non prévisible). Les variables océaniques, de par leurs caractéristiques spectrales, sont ainsi présumées plus prévisibles (cf. IV-1-1) que les variables atmosphériques et continentales. Dans cette section, il s'agit de déterminer l'échéance de prévisibilité des conditions atmosphériques et continentales pour les 4 dates de prévision introduites précédemment.

IV-5-1) Prévisibilité de l'atmosphère d'hiver

IV-5-1-a) Température et pression hivernales lors des prévisions 1991-2004

Les températures de la première décennie de la prévision MC se caractérisent par des conditions anormalement chaudes sur la mer Méditerranée et l'ensemble des mers nordiques, avec des maxima supérieurs à $+0.4^{\circ}\text{C}$ situés en mer du Labrador, à la pointe Sud du Groenland et en mers de GIN (**Figure IV.24a**). Les plus fortes amplitudes se situent en bordure de glace dont la couverture est réduite lors d'une phase positive de l'AMV. Sur les continents, des anomalies chaudes sont présentes au niveau de l'Afrique du Nord et de la péninsule arabique mais aussi le long du pourtour méditerranéen.

Malgré de fortes anomalies positives de chaleur océanique au Nord de 40°N , le continent européen ne présente cependant pas d'anomalie de température significative, suggérant un faible rôle de l'advection moyenne par les vents d'Ouest des anomalies océaniques sur le continent, ou un impact trop faible de cette advection pour être détectable en raison du bruit intrinsèque de la température continentale.

La **Figure IV.24b** montre que la pression atmosphérique de la première décennie se caractérise par une bande d'anomalies négatives entre 20° et 40° de latitude Nord, dont le centre d'action se situe au Sud-Est des Açores. Ces anomalies négatives sont contrebalancées par une bande de haute pression vers 50°N - 60°N , avec un maximum au Sud-Est de l'Islande. Ce dipôle de pression est cohérent avec les réponses de type NAO- et EAP- de l'atmosphère d'hiver lors d'une AMV positive (cf. III-1-2-f et **Figures III-Article5** et **III-Article13**). Il se projette parfaitement sur la structure spatiale de pression

obtenue quand le modèle ARPEGE est forcé par des SST correspondant à l'AMV, tel qu'illustré par la **Figure III-Article13**. Ce dipôle de pression tend à diminuer les vents d'Ouest qui pénètrent sur l'Europe et ainsi à neutraliser l'advection par le courant moyen des anomalies positives de chaleur en provenance du gyre subpolaire, expliquant de fait l'absence d'anomalies significatives de température sur l'Europe. Inversement, l'anomalie de vent associée à l'anomalie de basse pression des Açores entraîne une advection de Sud au niveau de l'Afrique du Nord et de la péninsule arabique ce qui induit des anomalies positives de température sur ces régions.

L'anomalie chaude du gyre subpolaire diminue lors de la deuxième et de la troisième décennie, mais reste significative, tandis que celle des mers de GIN disparaît, laissant place à une anomalie de signe opposé lors de la troisième décennie (**Figure IV.24a**). Inversement, les anomalies de l'Afrique du Nord et de la péninsule arabique se renforcent lors de la deuxième décennie et sont encore présentes lors de la troisième. Ces conditions chaudes sur l'Europe méditerranéenne contrastent avec la formation de fortes anomalies froides sur l'Europe du Nord-Est, avec des températures de 0.4°C inférieures à la climatologie lors de la troisième décennie. Cette structure est cohérente avec le NAO- en décennie 2. Le dipôle de pression au large de l'Europe tend à se maintenir en décennie 3, contrecarrant l'effet direct de l'advection (**Figure IV.24b**). En mer de GIN, une anomalie positive de pression apparaît, de manière cohérente avec la réponse atmosphérique aux conditions anormalement froides présentes dans cette région, en particulier au Nord-Ouest de la Scandinavie. Cette haute pression tend à advecter des masses d'air Arctique sur le Nord-Est de l'Europe, expliquant la formation d'anomalies négatives de température sur cette zone.

Précisons ici que les anomalies négatives de température des mers de GIN sont visibles dès l'échéance 3 ans au niveau du contenu de chaleur océanique intégré sur les 200 premiers mètres (non montré). La mise en place de ces anomalies est cohérente avec le forçage atmosphérique ayant lieu durant la première décennie, qui tend à diminuer le transport de chaleur océanique entre le gyre subpolaire et les mers de GIN au niveau du passage « Islande-Ecosse » selon les mécanismes expliqués dans l'article du chapitre III (cf. III-1-2-e). Ainsi, nous concluons que les structures spatiales des anomalies de température continentale, lors de la prévision MC, ne peuvent s'expliquer par la simple advection des anomalies de chaleur océaniques sur les continents, mais résultent plutôt de la modification de la circulation atmosphérique en réponse aux anomalies de SST.

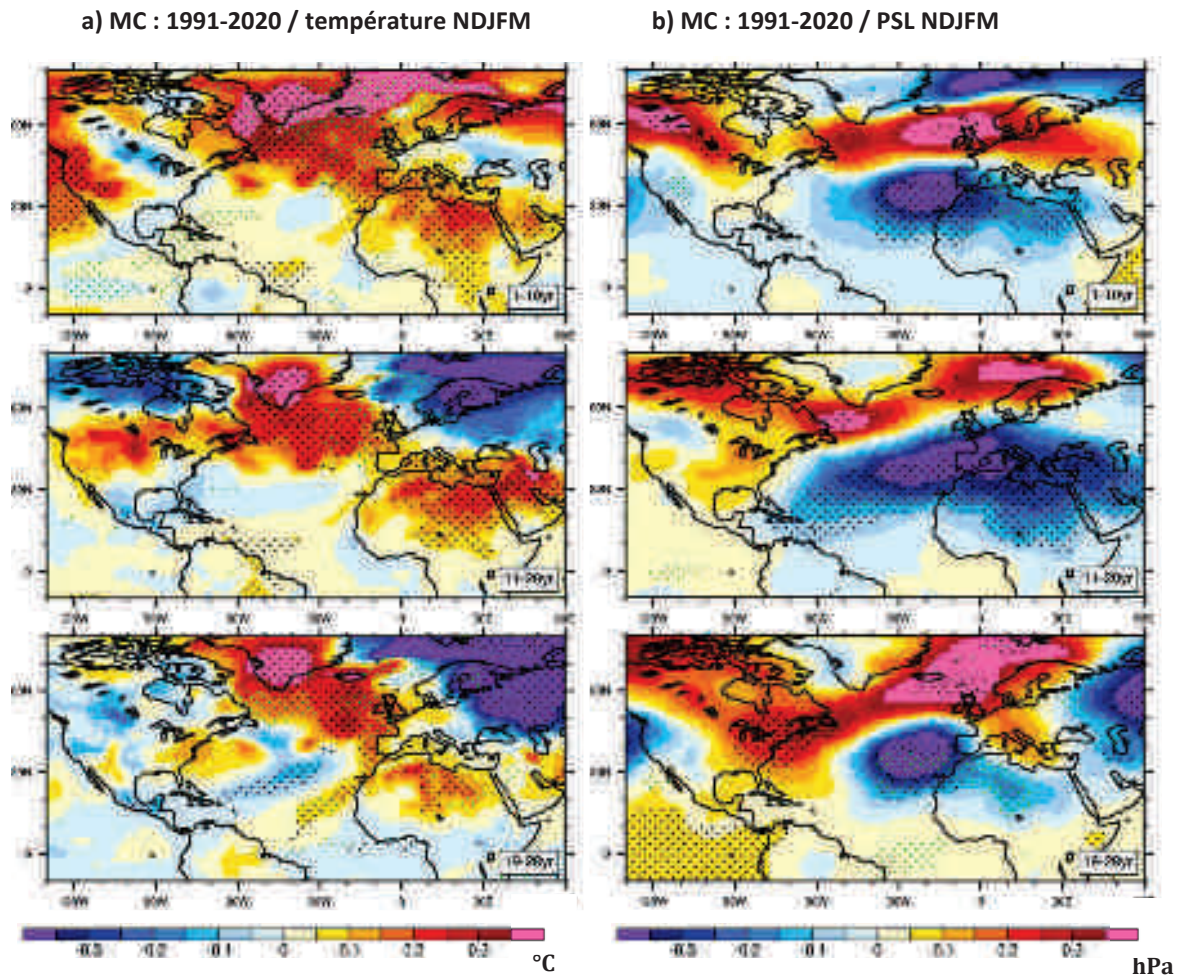


Figure IV.24 : Evolution des anomalies (a) de température à 2 mètres et (b) de pression de surface lors de la prévision MC. Les pointillés noirs et verts représentent, respectivement, les valeurs pour lesquelles l'EM et l'ES sont statistiquement significatives au seuil 95% (test de bootstrap).

La prévision TC confirme les résultats obtenus pour la prévision MC. Nous retrouvons des conditions de température anormalement chaudes au niveau du gyre subpolaire, de l'Afrique du Nord et de la péninsule arabique, qui tendent à se maintenir durant les 30 ans de la prévision (**Figures IV.25a**). Des anomalies négatives de températures sont présentes sur l'Europe du Nord-Ouest dès la première décennie, à la différence de la prévision MC, et se renforcent durant les deuxième et troisième décennies. La réponse atmosphérique se projette majoritairement sur une phase négative de la NAO, dont la structure est clairement visible lors des décennies 2 et 3 (**Figures IV.25b**). Comme dans MC, la NAO- tend à diminuer le flux d'Ouest moyen et à neutraliser l'advection des conditions océaniques chaudes sur l'Europe. Au Nord-Est de l'Europe, les anomalies négatives de températures peuvent s'expliquer par l'advection de masses d'air en provenance de Sibérie et d'Arctique. Le fait que les anomalies de la prévision TC ressemblent fortement à celles de la prévision MC, avec un décalage d'une décennie

environ, nous donne confiance dans nos résultats et semble montrer que l'erreur d'échantillonnage n'affecte pas de manière trop importante nos conclusions.

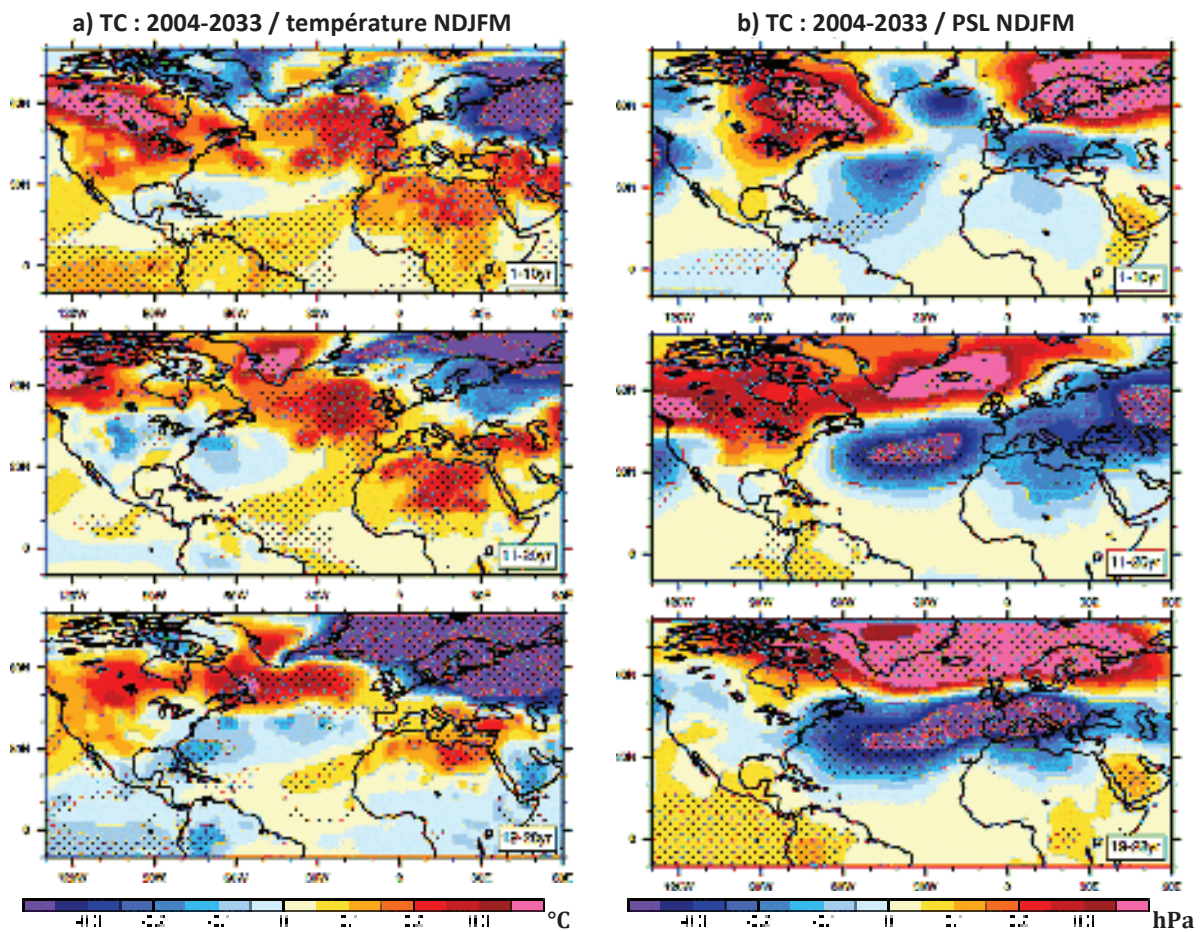


Figure IV.25 : idem Figure IV.24 mais pour l'expérience TC.

IV-5-2-b) Température et pression hivernales lors des prévisions 2153-2166

Durant la première décennie de la prévision MF, l'ensemble de l'Atlantique Nord se caractérise par des conditions très froides. Les plus fortes anomalies se situent au niveau du gyre subpolaire et des mers de GIN avec des valeurs pouvant atteindre -0.7°C (**Figure IV.26a**). Sur les continents, nous voyons que l'Europe est dominée par des anomalies négatives de plus en plus marquées en latitude du pourtour méditerranéen, avec des valeurs autour de -0.2°C , à la Scandinavie, avec des amplitudes proches du degré. Des anomalies négatives de l'ordre de -0.2°C sont notables en Afrique du Nord et au niveau de la péninsule arabique. Aux moyennes latitudes, les anomalies de pression sont du signe inverse de celle de la prévision MC moyennant un décalage de 20 à 30° vers l'Europe de l'ensemble des structures (**Figure IV.26b**). Le signal dominant est cependant l'anomalie positive de pression qui couvre l'ensemble des mers subarctiques, de manière cohérente avec les températures de surface très anormalement froides. Les anomalies de température semblent se maintenir durant les 30 ans de la prévision, mais

ne sont plus significatives lors de la troisième décennie sur l'Afrique du Nord et sur le pourtour méditerranéen. De même sur la frange Est des mers de GIN, au large de la Scandinavie. La haute pression aux latitudes polaires se maintient durant les 30 ans, mais celle de la méditerranée disparaît peu à peu.

Dans la prévision MF, la circulation atmosphérique ne semblerait pas neutraliser l'advection d'anomalies négatives de chaleur océanique sur le continent européen, ce qui expliquerait la persistance d'anomalies froides de température sur l'ensemble de l'Europe par contraste avec la prévision MC.

Durant la première décennie de la prévision TF, les anomalies de température et de pression présentent des structures semblables à celles de la première et de la dernière décennie de la prévision MF, malgré des amplitudes inférieures de moitié (**Figure IV.27a et IV.26b**). Les anomalies de pression et température continentales ne semblent pas prévisibles au-delà de la première décennie, la significativité de ces champs étant marginale. Sur l'Atlantique Nord, les anomalies ne sont plus significatives lors de la deuxième décennie à l'exception des régions englacées de la mer du Labrador et d'une forte anomalie négative située à la frontière entre les gyres subpolaire et subtropical qui suggère un décalage vers le Sud du NAC. Ce décalage persiste lors de la troisième décennie.

Notons que les anomalies de température européennes décrites ici ne sont pas cohérentes avec les résultats de l'étude de la section III-2 à la fois pour les conditions d'AMV chaude, cf. prévision MC vs AMV+, et pour celles d'AMV froide, cf. prévision MF vs AMV-. Cela souligne le fort bruit associé aux températures continentales mais aussi la limite de l'approche en composite utilisée à la section III-2 qui, d'une part, mélange réponse et forçage et d'autre part moyenne des événements qui peuvent avoir des influences très différentes sur l'Europe (cf. présence ou non d'anomalie de glace en mer de GIN par exemple).

Ainsi, nous avons vu que l'initialisation de l'océan entraîne une prévisibilité des conditions climatiques continentales durant les mois d'hiver pouvant aller jusqu'à plus de 30 ans. La prévisibilité des anomalies de température n'est pas seulement due à l'advection des anomalies océaniques sur les continents par le courant moyen (terme $\bar{V}T'$), mais s'explique aussi par la réponse de la circulation atmosphérique aux anomalies de SST qui induit des anomalies d'advection (terme $V'\bar{T}$). Pour les expériences MC et MF, qui correspondent à des pics d'AMV, les structures de pression sont cohérentes avec la réponse de l'atmosphère aux anomalies de SST. Les résultats de cette section confirment que les conclusions et les mécanismes sous-jacents de l'article du chapitre III (obtenues à partir des 1000 ans de PiCTL) sont robustes, en dépit de leur faible niveau de variance. Nous allons maintenant nous intéresser à la prévisibilité des conditions atmosphériques durant les mois d'été.

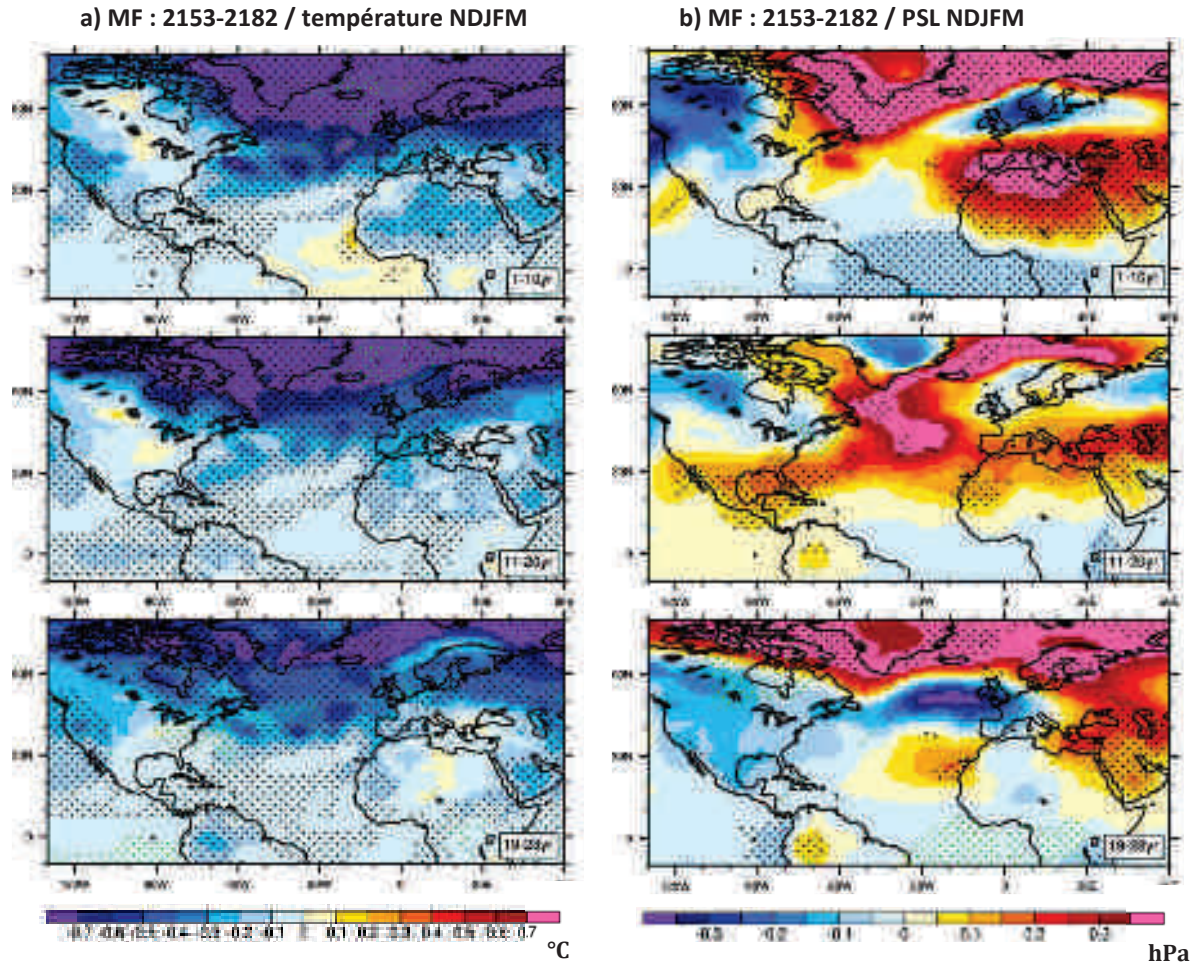


Figure IV.26 : idem Figure IV.23 mais pour la prévision MF. Soulignons la différence d'amplitude dans l'échelle des températures.

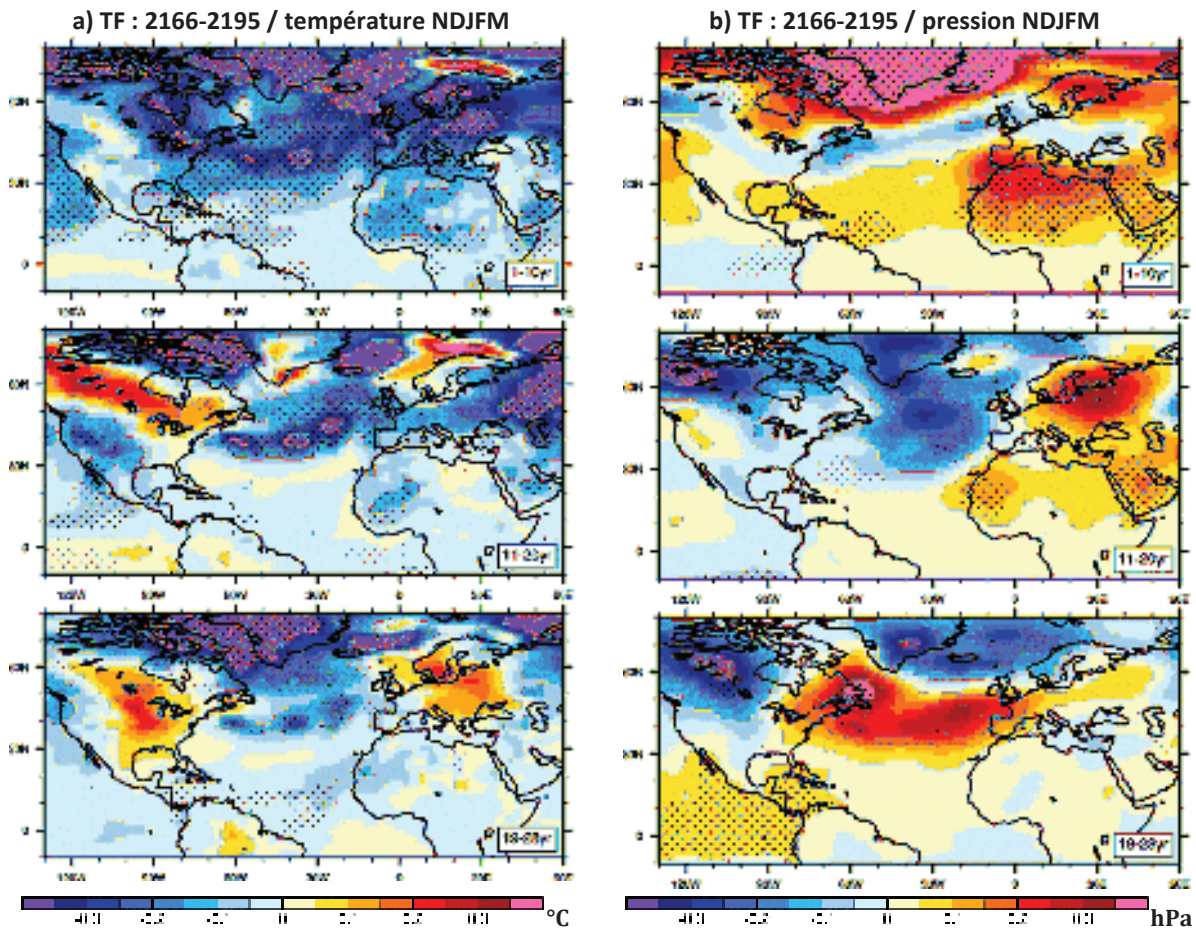


Figure IV.27 : idem Figure IV.23 mais pour la prévision TF.

V-5-3) Prévisibilité de l'atmosphère d'été

Durant les 30 ans de la prévision MC, les conditions de température estivale tendent à être plus chaudes que la normale sur une région couvrant le gyre subpolaire, le bassin méditerranéen et l'Afrique du Nord mais aussi l'Europe de l'Ouest pour laquelle le signal est très significatif (**Figure IV.28a**). Ces conditions plus chaudes s'accompagnent d'une diminution locale de la pression sur l'Europe de l'Ouest (**Figure IV.28b**) et aux latitudes polaires à l'inverse de l'hiver. Bien que le modèle prévoit le maintien durant ~25 ans de l'AMV dans une phase positive, nous n'identifions aucun signal clair de remontée de l'ITCZ (**Figure IV.28c**). Elle semble légèrement renforcée sur sa partie Nord, en particulier sur le bassin des Caraïbes et sur l'Afrique, mais les signaux sont marginalement significatifs. Cela suggère que les connexions tropiques-extratropiques développées dans l'article du chapitre III ne sont pas actives durant l'expérience de prévision MC. La première décennie de la prévision TC se caractérise par les mêmes

anomalies de température, pression et précipitation que la prévision MC, mais celles-ci disparaissent dès la deuxième décennie (non montré).

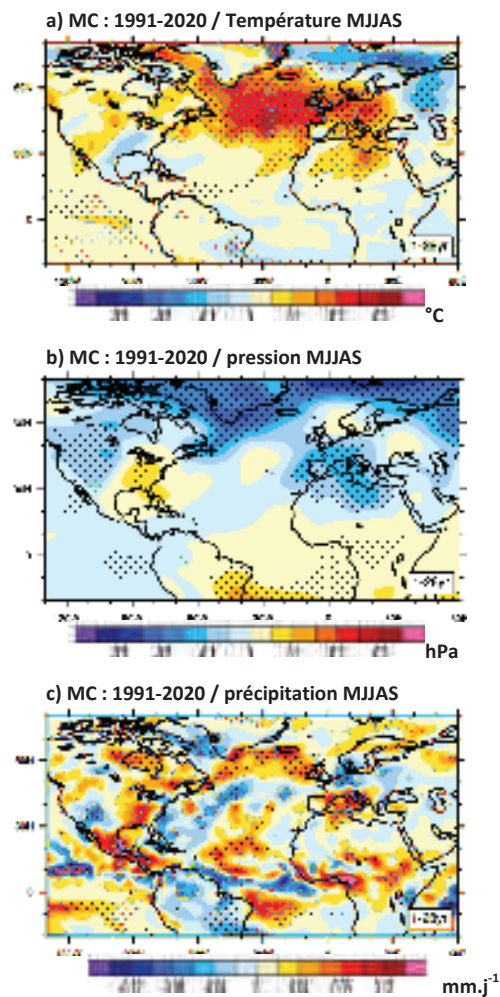


Figure IV.28 : Anomalies (a) de température à 2 mètres, (b) pression et (c) précipitation moyennées sur les 30 ans d'échéance de la prévision MC. Les pointillés noirs et verts représentent, respectivement, les valeurs pour lesquelles l'EM et l'ES sont statistiquement significatives au seuil 95% (test de bootstrap).

Durant les 30 ans de la prévision MF, des conditions anormalement froides se maintiennent sur l'ensemble de l'hémisphère Nord (**Figure IV.29a**). Les anomalies les plus fortes se situent au niveau du gyre subpolaire et des mers de GIN ($\sim -0.8^{\circ}\text{C}$). Sur l'Europe, cela se traduit par une diminution de la température estivale moyenne d'environ 0.2°C durant 30 ans. Les fortes anomalies négatives de température de l'Atlantique Nord forcent un décalage vers le Sud de la ZCIT (**Figure IV.29c**), entraînant une augmentation des précipitations sur le Nord de l'Amérique du Sud et une diminution des précipitations sur la bande sahélienne. Les anomalies froides du gyre subpolaire et des mers de GIN sont accompagnées d'une augmentation locale de la pression atmosphérique comme en hiver (**Figure IV.29b**). De nouveau, les anomalies peuvent s'expliquer par une combinaison entre une advection d'anomalie de chaleur par le courant moyen et d'anomalie d'advection de chaleur moyenne.

La première décennie de la prévision TF se caractérise par les mêmes anomalies de température, pression et précipitation que la prévision MF, mais celles-ci disparaissent dès la deuxième décennie (non montré).

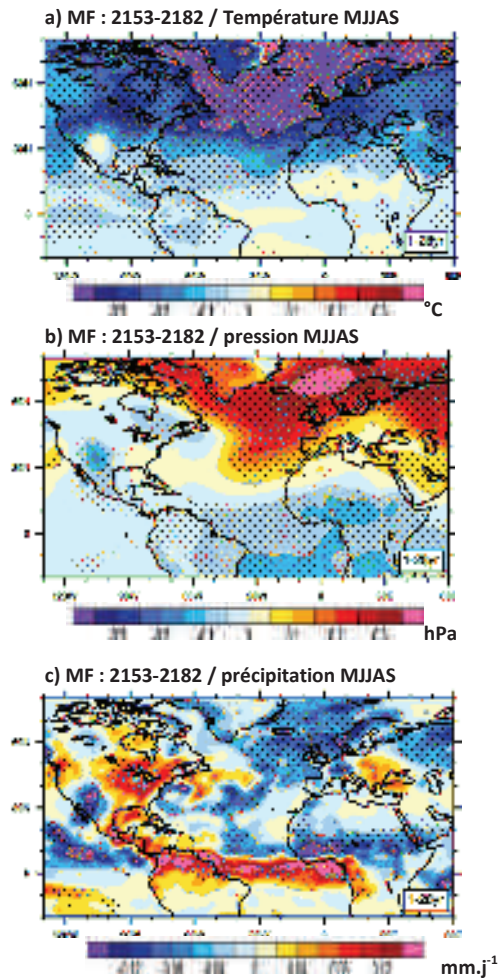


Figure IV.29 : idem Figure IV.28 mais pour la prévision MF.

Conclusion et perspectives

1) Conclusion

Dans cette thèse, nous nous sommes intéressés aux mécanismes et à la prévisibilité de la variabilité interne de la région Atlantique Nord – Europe (NAE) aux échelles de temps décennale à multidécennale. Le principal mode de variabilité observé à cette échelle de temps est connu sous le nom d'*Atlantic Multidecadal Variability* (ou AMV) et se caractérise par une modulation des températures de surface de l'Atlantique Nord dans son ensemble. A ces anomalies océaniques sont associées des téléconnexions continentales à forts impacts en particulier sur le continent européen, le Sahel et l'Amérique du Nord. Les observations ne permettent pas d'analyser en détail les origines de cette variabilité (cf. chapitre II) de par leur faible couverture temporelle aux regards des échelles de temps considérées et de par le faible échantillonnage de la structure tridimensionnelle de l'océan. Nous avons utilisé le modèle de climat CNRM-CM5 comme laboratoire numérique pour étudier d'une part les mécanismes internes qui engendrent l'AMV (cf. chapitre III) et d'autre part leur prévisibilité associée (cf. chapitre IV).

L'analyse de la simulation de contrôle (PiCTL) de CNRM-CM5 où tous les forçages externes ont été maintenus constants à leurs valeurs préindustrielles afin d'isoler la variabilité interne (chapitre III) a mis en évidence que l'AMV, telle que simulée par ce modèle, est principalement contrôlée par les fluctuations multidécennales de la circulation océanique méridienne de retournement (AMOC). La variabilité de l'AMOC dans CNRM-CM5 répond à l'excitation de modes de variabilité atmosphérique hivernaux de type Est Atlantique (EAP) et Oscillation Nord Atlantique (NAO). Ceux-ci déclenchent une réaction en chaîne de processus océaniques conduisant *in fine* ~30 ans plus tard à un événement d'AMOC/AMV. La nature même de ces processus contrôle l'échelle de temps de la variabilité. Plus précisément, nous avons mis en évidence le rôle crucial joué par les anomalies de densité océanique des 500 premiers mètres du gyre subpolaire sur les fluctuations de l'AMOC. Aux échelles de temps considérées, la composante « salinité » contrôle en grande partie la variabilité.

Deux « routes du sel » modifiant la densité du gyre ont été identifiées. Les deux sont initiées par les forçages EAP et NAO de l'hiver. Lors d'une phase positive de ces modes, la route dite « du Sud » correspond à une augmentation de l'advection de masses d'eau chaude et salée au sein du gyre subpolaire en provenance des tropiques. La route « du Nord » résulte de la diminution de la couverture de la banquise dans les mers de GIN qui, induisant une augmentation de l'évaporation locale, créent des anomalies positives de sel qui sont ensuite advectées par le courant Est Groenlandais jusqu'au gyre subpolaire. Le refroidissement local engendré par les flux de surface de l'EAP+ et de la NAO+ et l'apport combiné des anomalies de sel par les routes Nord et Sud densifient le gyre et augmentent la convection profonde en mer du Labrador. Par équilibre géostrophique, le gyre subpolaire s'accélère et rétroagit de manière positive sur les deux routes (*internal salinity feedback*), entraînant une augmentation progressive de l'AMOC qui conduit au réchauffement de l'Atlantique Nord.

Une rétroaction se met alors en place entre ce réchauffement et l'atmosphère. Les anomalies chaudes de température sur tout l'Atlantique Nord tendent à forcer une phase négative de la NAO et de l'EAP, soit l'inverse des circulations qui ont initié l'événement d'AMOC. Nous expliquons ces changements de relations à la fois par la réponse locale de l'atmosphère au réchauffement des moyennes latitudes et par une connexion tropiques-extratropiques en lien avec le décalage vers le Nord de l'ITCZ induit par le réchauffement de l'Atlantique Nord dans son ensemble. Via leurs flux de surface, NAO- et EAP- rétroagissent de manière positive sur le développement de l'AMV et sur sa maturité, mais préparent en même temps sa décroissance future en rétroagissant de manière négative sur l'AMOC. Nous mettons aussi en évidence une influence de l'océan sur la circulation atmosphérique d'été avec des phases NAO- et EAP+ privilégiées lors d'une phase positive de l'AMV. L'hypothèse de forçage de l'océan sur l'atmosphère, une fois les processus océaniques enclenchés, a été vérifiée à partir de simulations atmosphériques forcées par les anomalies de SST correspondant aux phases observées de l'AMV.

Parallèlement aux changements de conditions atmosphériques, des mécanismes océaniques propres contribuent aussi à la terminaison des événements d'AMOC/AMV :

- des masses d'eau anormalement douce sont advectées au sein du gyre subpolaire via la route Sud suite au décalage vers le Nord de la ZCIT et de son flux d'eau douce associé,
- des masses d'eau anormalement douces sont aussi advectées via la route Nord suite à la diminution du volume de glace Arctique dans son ensemble en raison des conditions anormalement chaudes qui prédominent sur l'hémisphère Nord lorsque l'AMOC est intensifiée,
- l'augmentation du transport de chaleur océanique associé à l'AMOC participe à la progressive diminution de la densité du gyre subpolaire ; la composante « température » de l'équation de densité devient alors importante.

Malgré les changements de signe dans les relations atmosphère/AMOC (au cours d'un cycle de vie d'un événement) et l'advection au sein du gyre subpolaire d'eau anormalement douce, les variations multidécennales de l'AMOC de CNRM-CM5 ne présentent pas de caractère oscillant à la différence d'autres modèles (e.g. Vellinga et Wu 2004, Menary et al. 2012). La principale raison avancée pour expliquer cette absence d'oscillation est le rôle central joué par l'« *internal salinity feedback* » du gyre subpolaire qui, une fois enclenché, tend à augmenter encore davantage les anomalies de sel dans cette région. Pour stopper cette rétroaction, il faudrait une anomalie de signe inverse d'amplitude plus grande que celle qui a initié l'événement d'AMOC en premier lieu. Ce n'est ni le cas pour la route Sud (trop faibles anomalies de salinité tropicale advectées par le courant moyen), ni pour la route Nord (trop faible impact de fonte de la banquise).

De nombreuses autres études, basées sur des modèles de climat, montrent également que le sel joue un rôle crucial dans la variabilité de l'AMOC (e.g. Timmermann et Latif 1998, Latif et al. 2000, Mignot et Frankignoul 2005, Jungclaus et al. 2005). Ce rôle n'est cependant pas confirmé par les observations où la relation inverse semble dominée durant les 50 dernières années : un gyre moins salé serait plutôt lié à une AMOC plus intense (e.g. Hakkinen et al. 2011, Wunsch et Heimbach 2009). Deshayes et al. (2014) soulignent la possible existence de différents liens salinité/AMOC et suggèrent que la salinité contrôlerait plutôt la densité du gyre aux échelles de temps multidécennale et plus. Aux échelles décennales, que seule la couverture temporelle des observations nous permet d'étudier relativement correctement, la température serait plutôt le principal moteur. Ce mode serait présent dans le modèle tel très brièvement évoqué à la fin du chapitre III mais sa compréhension nécessiterait des analyses supplémentaires et des expériences de sensibilité. Nous jugeons néanmoins que la (trop ?) forte sensibilité de l'AMOC de CNRM-CM5 aux anomalies de sel pourrait en partie s'expliquer par les biais moyens du modèle. Ils sont forts dans le gyre subpolaire qui est trop peu salé en surface en comparaison avec les observations in-situ disponibles, induisant des biais de halocline et de pycnocline qui pourraient perturber la variabilité.

Un autre aspect de ce mécanisme méritant d'être discuté concerne l'importance jouée par la convection en mer du Labrador. En effet, bien que le modèle simule 3 zones de convection profonde, à savoir en mer du Labrador, en mer d'Irminger et en mer de GIN, seule celle du Labrador semble contribuer aux variations multidécennales de l'AMOC. D'autres études montrent cependant que la convection en mer d'Irminger (e.g. Levermann et Born 2007, Msadek et Frankignoul 2010) et en mer de GIN (e.g. Medhaug et al. 2011) ont une forte influence sur cette variabilité. En mer d'Irminger dans le modèle, de par les caractéristiques des profils moyens de densité, température et salinité, la convection profonde est essentiellement contrôlée par la température et se caractérise ainsi par une anti-corrélation avec les variations multidécennales de l'AMOC. En mer de GIN, la convection profonde augmente certes durant un maximum d'AMOC mais nous ne notons pas de contribution significative à la branche retour de l'AMOC. Nous expliquons

en partie cela par un biais du modèle qui sous-estime fortement les outflows entre l'Islande et l'Ecosse.

A la différence de la majorité des études impliquant un forçage de l'atmosphère sur l'océan en mode couplé, nous avons mis en évidence qu'à la fois la NAO et l'EAP sont des acteurs de la variabilité multidécennale de l'AMOC. Dans CNRM-CM5, leurs effets sur la convection profonde en mer du Labrador sont provoqués entre autres, par l'advection d'anomalie de sel associée à un changement de la position de l'intergyre. Ce mécanisme d'advection est cohérent avec celui proposé par Lohmann et al. (2009) pour la NAO, à la différence que dans CNRM-CM5 l'effet du sel sur la densité est plus important que celui de la température. Si l'influence de la NAO sur la convection profonde et la variabilité de l'AMOC est souvent mis en évidence dans les modèles couplés (e.g. Delworth et Dixon 2000, Eden et Willebrand 2001, Guemas et Salas-Mélia 2007), l'influence de l'EAP a été plus rarement soulignée (e.g. Msadek et Frankignoul 2010) ou bien questionnée. Ainsi, Msadek et Frankignoul (2010) concluent que l'influence de l'EAP sur l'AMOC dans leur modèle est certainement irréaliste en raison de l'absence de convection en mer du Labrador. Ici dans CNRM-CM5, la localisation des sites de convection est relativement correcte. Le fort impact de l'EAP pourrait s'expliquer par les biais moyens de circulation à savoir un gyre qui s'étale trop vers l'Est et qui contraint la dérive Nord Atlantique à longer les côtes Européennes. Cette structure moyenne serait en résonance spatiale avec les anomalies de vent liées à l'EAP. L'influence de l'EAP sur l'AMOC a cependant été confirmée par l'étude de Barrier et al. (2014) utilisant le même modèle d'océan mais, dans leur cas, forcé par des circulations atmosphériques observées. Ce protocole diminue *de facto* les biais inhérents au modèle couplé mais les mécanismes physiques trouvés dans CNRM-CM5 sont toujours actifs. Enfin récemment, Hakkinen et al. (2011) trouvent bien à partir des observations que l'EAP aurait joué un rôle dans les fluctuations basses fréquences des dernières décennies.

Deux principales critiques peuvent être faites sur l'approche utilisée dans notre étude. La première concerne l'hypothèse de linéarité que nous avons adoptée pour extraire les relations océan-atmosphère. En effet, les études de Lohmann et al. (2009) et Barrier et al. (2014) montrent que cette hypothèse est forte en soulignant, par exemple, une réponse de l'océan non symétrique entre un forçage NAO+ et un forçage NAO-. La deuxième repose sur l'hypothèse de stationnarité implicitement adoptée en étudiant, à partir des 1000 ans de la simulation PiCTL, les relations moyennes entre les acteurs du mécanisme présenté ci-dessus. En effet, en calculant ces mêmes relations sur des sous-périodes de 500 ans, nous trouvons des différences significatives. Par exemple, le rôle de l'EAP semble prépondérant durant les 500 premières années de la simulation, alors qu'il diminue au profit de la NAO sur les 500 dernières. Cette non stationnarité mériterait d'être étudiée plus en détail afin de comprendre quel préconditionnement rend l'océan plus sensible à l'un ou à l'autre des forçages atmosphériques. Et bien évidemment, il serait intéressant d'appliquer les mêmes diagnostics à l'ensemble des simulations de contrôle disponibles dans CMIP5 afin de tester la robustesse de nos conclusions.

La suite de nos travaux a porté sur l'estimation de la prévisibilité associée à l'AMV dans CNRM-CM5. Nous avons pour cela suivi une approche type « modèle parfait » en réalisant 4 prévisions d'ensemble initialisées à partir d'états caractéristiques de la simulation PiCTL. Nous avons sélectionné deux dates d'initialisation correspondant à des maintiens de phase de l'AMV en chaud et en froid, ainsi que deux dates correspondant à des transitions : phase chaude → état neutre et phase froide → état neutre. Pour les 4 dates de PiCTL sélectionnées, nous avons réalisé des simulations d'ensemble d'une durée de 30ans. Pour chacune d'elles, 13 membres ont été produits en perturbant uniquement les conditions initiales atmosphériques du premier jour dans l'objectif d'estimer la prévisibilité décennale du système provenant des conditions océaniques.

Ce protocole nous a permis de mettre en évidence que l'initialisation de l'océan conduit, dans CNRM-CM5, à une prévisibilité de l'AMOC et de l'AMV jusqu'à une échéance allant de 15 à plus de 30 ans en fonction des conditions initiales océaniques. Nous avons montré que cette prévisibilité conditionnelle provient de la prévisibilité de la densité du gyre subpolaire et plus précisément de sa composante salinité, de manière cohérente avec le mécanisme de variabilité mis en évidence au chapitre III. La limite de prévisibilité de l'AMOC de CNRM-CM5 semble plus élevée que dans la plupart des études réalisées en modèle parfait. En effet, dans la majorité des papiers, cette limite est atteinte aux alentours de 10-20 ans d'échéance (e.g. Griffies et Bryan 1997, Collins 2002, Collins et Sinha 2003, Pohlmann et al. 2004, Collins et al. 2006, Msadek et al. 2010, Persechino et al. 2012). La forte prévisibilité de CNRM-CM5 provient vraisemblablement du fait que la variabilité de l'AMOC soit contrôlée par le sel qui, par nature, a une évolution plus prévisible que la température sur laquelle l'atmosphère de surface a une grande influence. Il est cependant délicat de comparer les limites de prévisibilité trouvées entre les différentes études tant les mesures utilisées pour estimer la prévisibilité diffèrent entre elles.

Dans cette thèse, nous nous sommes fortement appuyés sur l'entropie relative comme métrique de la prévisibilité. Cette mesure permet de quantifier l'information supplémentaire que nous acquérons sur l'état du système, suite à l'initialisation de l'océan, par rapport à notre simple connaissance des conditions climatologiques. Elle nous a permis de révéler que la prévisibilité à l'échelle décennale, pour les différentes variables climatiques étudiées, provenait majoritairement de la composante « moyenne d'ensemble » des prévisions, la composante « dispersion » ne semblant jouer un rôle significatif que pour les variables AMOC et salinité. Nous expliquons les différences de la composante « dispersion » de la prévisibilité d'une variable climatique à l'autre par le rapport signal sur bruit associé à chaque variable (le signal représentant la part prévisible de la variable et le bruit la part non prévisible). Le poids de la composante moyenne d'ensemble dans l'estimation de la prévisibilité semble de nouveau très fort dans CNRM-CM5 par rapport à certaines études. Contrairement à Griffies and Bryan

(1997), nous insistons ici sur le fait qu'il faille vraiment considérer les deux contributions moyennes et dispersion dans l'estimation de la prévisibilité.

Ces expériences de prévision nous ont aussi permis de confirmer le forçage de l'océan sur l'atmosphère mis en évidence dans le chapitre III au cours du cycle de vie d'un événement AMOC/AMV. Par exemple, dans une phase de maintien en chaud pour l'AMV, le signal prévisible des anomalies de pression est cohérent avec la prédominance d'EAP- et NAO-. Nous avons montré en outre que certaines conditions climatiques continentales sur l'Europe en lien avec l'AMV pouvaient être en partie prévisibles jusqu'à une échéance de 30 ans à la fois pour l'hiver et pour l'été pour certaines dates. Leur compréhension repose sur la combinaison des effets de l'advection d'anomalie de chaleur (anomalie de température de l'air en basse couche) par le courant moyen sur le continent et des anomalies d'advection de chaleur moyenne liées aux anomalies de circulation atmosphérique.

2) Limites et perspectives

Une des limites majeures de notre étude provient du nombre de cas testés. En effet, 4 dates d'initialisation est trop peu pour tirer des conclusions générales robustes quant à la prévisibilité moyenne du système. Il semble aussi difficile de tirer des conclusions fermes sur la présence ou non de prévisibilité conditionnelle, même si celle-ci semble un peu se concrétiser ici. En outre, nous avons uniquement testé la prévisibilité associée au maintien ou au retour à l'état normal d'une anomalie d'AMV. Dans la mesure où la NAO et l'EAP qui sont les précurseurs de l'AMOC/AMV ont un comportement stochastique et un spectre blanc dans le modèle, il est impossible de prévoir leur occurrence et donc d'accéder à la prévisibilité des anomalies océaniques qu'ils forcent. En revanche, il serait intéressant de repérer dans les 1000 de contrôle des circulations atmosphériques analogues et de comprendre pourquoi certaines induisent un événement d'AMOC alors que d'autres non. En d'autres termes, il serait intéressant de regarder le rôle du préconditionnement de l'océan sur sa plus ou moins grande réceptivité à un même forçage atmosphérique.

L'approche « modèle parfait » utilisée dans cette thèse suggère que, si le modèle se comportait comme le système climatique réel, nous pourrions prévoir, plus de 10 ans à l'avance par exemple, des modulations d'environ 0.2°C de la température européenne continentale. Cependant, par définition un modèle est tout sauf parfait et la prévisibilité estimée ainsi ne doit pas être confondue avec notre capacité vraie à prévoir la réalité. En effet, rappelons que la prévisibilité est une propriété intrinsèque d'un système physique et est fonction de la vitesse de divergence de deux états initialement proches du système. Cette propriété peut être différente entre le modèle et la réalité. Pour prévoir le

futur, nous utilisons des modèles que nous initialisons pour « phaser » leur variabilité à celle observée. Notre capacité à prévoir la réalité est donc fonction à la fois :

- de la prévisibilité du système réel,
- de la prévisibilité du système modélisé,
- de la qualité des observations servant à initialiser le modèle,
- de la capacité du modèle à reproduire les mécanismes physiques du monde réel.

Ainsi, dans les faits, les scores de prévisions décennales sont toujours inférieurs (et de loin) à ce que laisse suggérer cette prévisibilité. La vision optimiste consisterait à dire que des progrès sont possibles considérant que les limites sont dans la représentation du monde réel par nos modèles. La vision pessimiste considérerait que la prévisibilité réelle est très faible...

Pour nous rapprocher un peu plus de notre capacité à prévoir, il serait donc intéressant de réaliser des expériences, toujours dans un cadre « modèle parfait », en introduisant volontairement des erreurs lors de l'initialisation de l'océan afin d'estimer l'influence de la qualité des observations sur la capacité qu'a le modèle à reproduire sa propre variabilité.

Pour nous rapprocher encore un peu plus de la réalité, il est aussi important d'analyser et de prendre en compte l'influence potentielle des forçages externes sur la prévisibilité des modes internes telle que nous l'avons étudiée dans cette thèse. Nous pourrions réaliser des expériences idéalisées durant lesquelles les gaz à effet de serre augmenteraient et il s'agirait alors de comparer la prévisibilité de la variabilité interne de ces expériences (cf. Branstator et Teng 2010 pour la décomposition entre la prévisibilité de première espèce et de deuxième espèce) à celle estimée ici. Le même type d'expérience pourrait être réalisé avec une éruption volcanique. Par exemple, il s'agirait d'estimer comment la prévisibilité de l'AMV est changée par un forçage aussi fort et aussi épisodique que celui d'un volcan ou inversement de déterminer comment l'AMV modulerait la réponse du système aux forçages volcaniques.

Enfin, il serait intéressant d'étudier à quel point les biais moyens des modèles affectent notre capacité à prévoir. Dans Sanchez-Gomez et al (2014)ⁱ, nous mettons en évidence que la mise en place des biais du modèle, estimée à partir des prévisions rétrospectives de CNRM-CM5 produites pour CMIP5, repose sur l'excitation préférentielle de certaines phases des modes de variabilité interne que nous venons de décrire ici. En d'autres termes, le modèle dérive et cette dérive se projette sur les modes internes qui sont ceux que l'on cherche justement à prévoir. Cela pose un véritable problème qui ne peut être traité de manière simple, mais l'étude de mécanisme et de prévisibilité que nous avons menée dans cette thèse contribue à ce long chemin.

ⁱ Sanchez-Gomez E., C. Cassou, Y. Ruprich-Robert, E. Fernandez and L. Terray (2014): Physical characterisation of the drift in a coupled model initialized for decadal forecasts, *Clim.Dyn*, submitted.

Bibliographie

Alexander, M. a., and Scott, J.D. (1997). Surface Flux Variability over the North Pacific and North Atlantic Oceans. *J. Clim.* *10*, 2963–2978.

Alexander, M. a., and Scott, J.D. (2008). The Role of Ekman Ocean Heat Transport in the Northern Hemisphere Response to ENSO. *J. Clim.* *21*, 5688–5707.

Alexander, M. a., Matrosova, L., Penland, C., Scott, J.D., and Chang, P. (2008). Forecasting Pacific SSTs: Linear Inverse Model Predictions of the PDO. *J. Clim.* *21*, 385–402.

Allen, M.R., and Smith, L.A. (1997). Optimal filtering in singular spectrum analysis. *Phys. Lett. A* *234*, 419–428.

Antonov, J.I., Locarnini, R.A., Boyer, T.P., Mishonov, A.V., Garcia, H.E., and Levitus, S. (2006). *World Ocean Atlas 2005 Volume 2: Salinity*. NOAA Atlas NESDIS 62.

Barnston, A.G., and Livezey, R.E. (1987). Classification, Seasonality and Persistence of Low-Frequency Atmospheric Circulation Patterns. *Mon. Weather Rev.* *115*, 1083–1126.

Barrier, N., Cassou, C., Deshayes, J., and Treguier, A.-M. (2014). Response of North Atlantic Ocean Circulation to Atmospheric Weather Regimes. *J. Phys. Oceanogr.* *44*, 179–201.

Bellucci A and coauthors (2013) An assessment of a multi-model ensemble of decadal climate predictions. *Clim Dyn*, soumis.

Bentsen, M., Drange, H., Furevik, T., and Zhou, T. (2004). Simulated variability of the Atlantic meridional overturning circulation. *Clim. Dyn.* *22*, 701–720.

Berger, A., Imbrie, J., Hays, J., Kukla, G., and Saltzman, B. (1984). Milankovitch and Climate: Understanding the Response to Astronomical Forcing. In *Milankovitch and Climate: Understanding the Response to Astronomical Forcing*,

Biastoch, A., Böning, C.W., Getzlaff, J., Molines, J.-M., and Madec, G. (2008). Causes of Interannual–Decadal Variability in the Meridional Overturning Circulation of the Midlatitude North Atlantic Ocean. *J. Clim.* *21*, 6599–6615.

- Black, D.E., Abahazi, M. a., Thunell, R.C., Kaplan, A., Tappa, E.J., and Peterson, L.C. (2007). An 8-century tropical Atlantic SST record from the Cariaco Basin: Baseline variability, twentieth-century warming, and Atlantic hurricane frequency. *Paleoceanography* 22, PA4204.
- Boé, J., and Habets, F. (2013). Multi-decadal river flows variations in France. *Hydrol Earth Syst Sci Discuss* 10, 11861–11900.
- Boer, G.J. (2000). A study of atmosphere-ocean predictability on long time scales. 469–477.
- Boer, G.J. (2004). Long time-scale potential predictability in an ensemble of coupled climate models. *Clim. Dyn.* 23, 29–44.
- Boer, G.J. (2009). Changes in Interannual Variability and Decadal Potential Predictability under Global Warming. *J. Clim.* 22, 3098–3109.
- Boer, G.J., and Lambert, S.J. (2008). Multi-model decadal potential predictability of precipitation and temperature. *Geophys. Res. Lett.* 35, L05706.
- Booth, B.B.B., Dunstone, N.J., Halloran, P.R., Andrews, T., and Bellouin, N. (2012). Aerosols implicated as a prime driver of twentieth-century North Atlantic climate variability. *Nature* 484, 228–232.
- Born, A., and Mignot, J. (2012). Dynamics of decadal variability in the Atlantic subpolar gyre: a stochastically forced oscillator. *Clim. Dyn.* 39, 461–474.
- De Boyer Montégut, C. (2004). Mixed layer depth over the global ocean: An examination of profile data and a profile-based climatology. *J. Geophys. Res.* 109, C12003–C12003.
- Brambilla, E., and Talley, L.D. (2008). Subpolar Mode Water in the northeastern Atlantic: 1. Averaged properties and mean circulation. *J. Geophys. Res.* 113, C04025–C04025.
- Branstator, G., and Teng, H. (2010). Two Limits of Initial-Value Decadal Predictability in a CGCM. *J. Clim.* 23, 6292–6311.
- Branstator, G., and Teng, H. (2012). Potential impact of initialization on decadal predictions as assessed for CMIP5 models. *Geophys. Res. Lett.* 39, 1–15.
- Branstator, G., Teng, H., Meehl, G. a., Kimoto, M., Knight, J.R., Latif, M., and Rosati, a. (2012). Systematic Estimates of Initial-Value Decadal Predictability for Six AOGCMs. *J. Clim.* 25, 1827–1846.
- Brockwell, P.J., and Davis, R.A. (2009). *Time Series: Theory and Methods* (Springer).
- Brohan, P., Kennedy, J.J., Harris, I., Tett, S.F.B., and Jones, P.D. (2006). Uncertainty estimates in regional and global observed temperature changes: A new data set from 1850. *J. Geophys. Res. Atmospheres* 111, D12106.

- Caballero, R., Jewson, S., and Brix, A. (2002). Long memory in surface air temperature detection, modeling, and application to weather derivative valuation. *Clim. Res.* *21*, 127–140.
- Cassou, C., Terray, L., Hurrell, J.W., and Deser, C. (2004a). North Atlantic Winter Climate Regimes: Spatial Asymmetry, Stationarity with Time, and Oceanic Forcing. *J. Clim.* *17*, 1055–1068.
- Cassou, C., Deser, C., Terray, L., Hurrell, J.W., and Drévilion, M. (2004b). Summer Sea Surface Temperature Conditions in the North Atlantic and Their Impact upon the Atmospheric Circulation in Early Winter. *J. Clim.* *17*, 3349–3363.
- Cattiaux, J., Douville, H., Ribes, A., Chauvin, F., and Plante, C. (2013). Towards a better understanding of changes in wintertime cold extremes over Europe: a pilot study with CNRM and IPSL atmospheric models. *Clim. Dyn.* *40*, 2433–2445.
- Cayan, D.R. (1992). Latent and Sensible Heat Flux Anomalies over the Northern Oceans: Driving the Sea Surface Temperature. *J. Phys. Oceanogr.* *22*, 859–881.
- Chang, C.-Y., Chiang, J.C.H., Wehner, M.F., Friedman, A.R., and Ruedy, R. (2011). Sulfate Aerosol Control of Tropical Atlantic Climate over the Twentieth Century. *J. Clim.* *24*, 2540–2555.
- Chang, P., Saravanan, R., Ji, L., and Hegerl, G.C. (2000). The Effect of Local Sea Surface Temperatures on Atmospheric Circulation over the Tropical Atlantic Sector. *J. Clim.* *13*, 2195–2216.
- Charney, J.G., and Eliassen, A. (1949). A Numerical Method for Predicting the Perturbations of the Middle Latitude Westerlies. *Tellus* *1*, 38–54.
- Chassignet, E.P. and Marshall, D.P. (2008). Gulf Stream Separation in Numerical Ocean Models. In *Ocean Modelig in an Eddyng Regime*, Geophysical Monograph, series 177, 39-61.
- Chiang, J.C.H., Chang, C.-Y., and Wehner, M.F. (2013). Long-Term Behavior of the Atlantic Interhemispheric SST Gradient in the CMIP5 Historical Simulations. *J. Clim.* *26*, 8628–8640.
- Colin de Verdière, A., and Huck, T. (1999). Baroclinic Instability: An Oceanic Wavemaker for Interdecadal Variability. *J. Phys. Oceanogr.* *29*, 893–910.
- Collins, M. (2002). Climate predictability on interannual to decadal time scales: the initial value problem. *Clim. Dyn.* *19*, 671–692.
- Collins, M., and Allen, M.R. (2002). Assessing the Relative Roles of Initial and Boundary Conditions in Interannual to Decadal Climate Predictability. *J. Clim.* *15*, 3104–3109.

- Collins, M., and Sinha, B. (2003). Predictability of decadal variations in the thermohaline circulation and climate. *Geophys. Res. Lett.* *30*, n/a–n/a.
- Collins, M., Booth, B.B.B., Harris, G.R., Murphy, J.M., Sexton, D.M.H., and Webb, M.J. (2006). Towards quantifying uncertainty in transient climate change. *Clim. Dyn.* *27*, 127–147.
- Compo, G.P., and Sardeshmukh, P.D. (2010). Removing ENSO-Related Variations from the Climate Record. *J. Clim.* *23*, 1957–1978.
- Cover, T.M., and Thomas (1991). *Elements of information theory* (New York: Wiley).
- Czaja, A., and Frankignoul, C. (2002). Observed Impact of Atlantic SST Anomalies on the North Atlantic Oscillation. *J. Clim.* *15*, 606–623.
- Czaja, A. and Marshall J. (2006). The partitioning of poleward heat transport between the atmosphere and ocean. *J. Atmos. Sci.*, *134*, 147-172.
- Danabasoglu, G. (2008). On Multidecadal Variability of the Atlantic Meridional Overturning Circulation in the Community Climate System Model Version 3. *J. Clim.* *21*, 5524–5544.
- Danabasoglu, G., Yeager, S.G., Bailey, D., Behrens, E., Bentsen, M., Bi, D., Biastoch, A., Böning, C., Bozec, A., Canuto, V.M., et al. (2014). North Atlantic simulations in Coordinated Ocean-ice Reference Experiments phase II (CORE-II). Part I: Mean states. *Ocean Model.* *73*, 76–107.
- Davison, A.C.A.C., and Hinkley, D.V. (1997). *Bootstrap methods and their application* (Cambridge ; New York: Cambridge University Press).
- DelSole, T., and Tippett, M.K. (2009a). Average Predictability Time. Part I: Theory. *J. Atmospheric Sci.* *66*, 1172–1187.
- DelSole, T., and Tippett, M.K. (2009b). Average Predictability Time. Part II: Seamless Diagnoses of Predictability on Multiple Time Scales. *J. Atmospheric Sci.* *66*, 1188–1204.
- DelSole, T., Tippett, M.K., and Shukla, J. (2011). A Significant Component of Unforced Multidecadal Variability in the Recent Acceleration of Global Warming. *J. Clim.* *24*, 909–926.
- Delworth, T., Manabe, S., and Stouffer, R.J. (1993). Interdecadal Variations of the Thermohaline Circulation in a Coupled Ocean-Atmosphere Model. *J. Clim.* *6*, 1993–2011.
- Delworth, T.L., Manabe, S., and Stouffer, R.J. (1997). Multidecadal climate variability in the Greenland Sea and surrounding regions: A coupled model simulation. *J. Clim.* *24*, 257–260.

- Delworth, T.L., and Dixon, K.W. (2000). Implications of the Recent Trend in the Arctic/North Atlantic Oscillation for the North Atlantic Thermohaline Circulation. *J. Clim.* *13*, 3721–3727.
- Delworth, T.L., and Greatbatch, R.J. (2000). Multidecadal Thermohaline Circulation Variability Driven by Atmospheric Surface Flux Forcing. *J. Clim.* *13*, 1481–1495.
- Delworth, T.L. and Zeng, F. (2008). Simulated impact of altered Southern Hemisphere winds on the Atlantic Meridional Overturning Circulation. *Geophys. Res. Lett.*, *35*, L20708, doi:10.1029/2008GL035166.
- Delworth, T.L., and Mann, M.E. (2000). Observed and simulated multidecadal variability in the Northern Hemisphere. *Clim. Dyn.* *16*, 661–676.
- Delworth, T.L., Ramaswamy, V., and Stenchikov, G.L. (2005). The impact of aerosols on simulated ocean temperature and heat content in the 20th century. *Geophys. Res. Lett.* *32*, L24709–L24709.
- Dengg, J. (1993). The problem of Gulf Stream separation: A barotropic approach. *J. Phys. Oceanogr.*, *23*, 2182–2200.
- Déqué, M., Dreveton, C., Braun, A., and Cariolle, D. (1994). The ARPEGE/IFS atmosphere model: a contribution to the French community climate modelling. *Clim. Dyn.* *10*, 249–266.
- Deser, C., and Blackmon, M.L. (1993). Surface Climate Variations over the North Atlantic Ocean during Winter: 1900–1989. *J. Clim.* *6*, 1743–1753.
- Deser, C., Phillips, A.S., and Hurrell, J.W. (2004). Pacific Interdecadal Climate Variability: Linkages between the Tropics and the North Pacific during Boreal Winter since 1900. *J. Clim.* *17*, 3109–3124.
- Deser, C., Alexander, M. a., Xie, S.-P., and Phillips, A.S. (2010). Sea Surface Temperature Variability: Patterns and Mechanisms.
- Deser, C., Knutti, R., Solomon, S., and Phillips, A.S. (2012). Communication of the role of natural variability in future North American climate. *Nat. Clim. Change* *2*, 775–779.
- Deshayes, J., and Frankignoul, C. (2008). Simulated Variability of the Circulation in the North Atlantic from 1953 to 2003. *J. Clim.* *21*, 4919–4933.
- Deshayes, J., Curry, R., and Msadek, R. (2014). CMIP5 model inter-comparison of freshwater budget and circulation in the North Atlantic. *J. Clim.* 140129141151007.
- Dijkstra, H. a. (2006). Interaction of SST Modes in the North Atlantic Ocean. *J. Phys. Oceanogr.* *36*, 286–299.

- Domingues, C.M., Church, J.A., White, N.J., Gleckler, P.J., Wijffels, S.E., Barker, P.M., and Dunn, J.R. (2008). Improved estimates of upper-ocean warming and multi-decadal sea-level rise. *Nature* 453, 1090–1093.
- Dommenget, D., and Latif, M. (2008). Generation of hyper climate modes. *Geophys. Res. Lett.* 35, L02706.
- Dong, B., and Sutton, R.T. (2005). Mechanism of Interdecadal Thermohaline Circulation Variability in a Coupled Ocean–Atmosphere GCM. *J. Clim.* 18, 1117–1135.
- Duchon, C.E. (1979). Lanczos Filtering in One and Two Dimensions. *J. Appl. Meteorol.* 18, 1016–1022.
- Dufresne, J.-L., and Treiner, J. L’effet de serre atmosphérique: plus subtil qu’on ne le croit ! *Météorologie* 31–41.
- Eden, C., and Willebrand, J. (2001). Mechanism of Interannual to Decadal Variability of the North Atlantic Circulation. *J. Clim.* 14, 2266–2280.
- Eliassen, A., and Palm, E. (1961). On the transfer of energy in stationary mountain waves. *Geophys. Publ.* 22(3), 1–23.
- Enfield, D.B., Mestas-Nuñez, A.M., and Trimble, P.J. (2001). The Atlantic Multidecadal Oscillation and its relation to rainfall and river flows in the continental U.S. *Geophys. Res. Lett.* 28, 2077–2077.
- Feldstein, S., and Lee, S. (1998). Is the Atmospheric Zonal Index Driven by an Eddy Feedback? *J. Atmospheric Sci.* 55, 3077–3086.
- Feng, X., DelSole, T., and Houser, P. (2013). Comparison of statistical estimates of potential seasonal predictability. *J. Geophys. Res. Atmospheres* 118, 6002–6016.
- Ferrari, R., and Ferreira, D. (2011). What processes drive the ocean heat transport? *Ocean Model.* 38, 171–186.
- Fieux, M., and Andrié, C. (2010). *L’océan planétaire* (Paris: Les Presses de l’ENSTA).
- Folland, C.K., Colman, A.W., Rowell, D.P., and Davey, M.K. (2001). Predictability of Northeast Brazil Rainfall and Real-Time Forecast Skill, 1987–98. *J. Clim.* 14, 1937–1958.
- Fontaine, B., Janicot, S., and Roucou, P. (1999). Coupled ocean-atmosphere surface variability and its climate impacts in the tropical Atlantic region. *Clim. Dyn.* 15, 451–473.
- Foukal, P., and Lean, J. (1988). Magnetic modulation of solar luminosity by photospheric activity. *Astrophys. J.* 328, 347–357.
- Fraedrich, K., Luksch, U., and Blender, R. (2004). 1f model for long-time memory of the ocean surface temperature. *Phys. Rev. E* 70, 037301.

- Frankcombe, L.M., and Dijkstra, H. a. (2010). Internal Modes of Multidecadal Variability in the Arctic Ocean. *J. Phys. Oceanogr.* *40*, 2496–2510.
- Frankcombe, L.M., and Dijkstra, H.A. (2009). Coherent multidecadal variability in North Atlantic sea level. *Geophys. Res. Lett.* *36*, L15604.
- Frankcombe, L.M., Dijkstra, H. a., and von der Heydt, A. (2009). Noise-Induced Multidecadal Variability in the North Atlantic: Excitation of Normal Modes. *J. Phys. Oceanogr.* *39*, 220–233.
- Frankcombe, L.M., von der Heydt, A., and Dijkstra, H. a. (2010). North Atlantic Multidecadal Climate Variability: An Investigation of Dominant Time Scales and Processes. *J. Clim.* *23*, 3626–3638.
- Frankignoul, C., Müller, P., and Zorita, E. (1997). A Simple Model of the Decadal Response of the Ocean to Stochastic Wind Forcing*. *J. Phys. Oceanogr.* *27*, 1533–1546.
- Ganachaud, a, and Wunsch, C. (2000). Improved estimates of global ocean circulation, heat transport and mixing from hydrographic data. *Nature* *408*, 453–457.
- Gardiner, C.W. (1986). *Handbook of Stochastic Methods: For Physics, Chemistry, and the Natural Sciences* (Springer Series in Synergetics) (Springer-Verlag).
- Gastineau, G., and Frankignoul, C. (2012). Cold-season atmospheric response to the natural variability of the Atlantic meridional overturning circulation. *Clim. Dyn.* *39*, 37–57.
- Gleckler, P.J., Santer, B.D., Domingues, C.M., Pierce, D.W., Barnett, T.P., Church, J.A., Taylor, K.E., AchutaRao, K.M., Boyer, T.P., Ishii, M., et al. (2012). Human-induced global ocean warming on multidecadal timescales. *Nat. Clim. Change* *2*, 524–529.
- Goldenberg, S.B., Landsea, C.W., Mestas-Nunez, a M., and Gray, W.M. (2001). The recent increase in Atlantic hurricane activity: causes and implications. *Science* *293*, 474–479.
- Graham, J. a., Stevens, D.P., Heywood, K.J., and Wang, Z. (2011). North Atlantic climate responses to perturbations in Antarctic Intermediate Water. *Clim. Dyn.* *37*, 297–311.
- Granger, C.W.J. (1980). Long memory relationships and the aggregation of dynamic models. *J. Econom.* *14*, 227–238.
- Granger, C.W.J., and Joyeux, R. (1980). An Introduction to Long-Memory Time Series Models and Fractional Differencing. *J. Time Ser. Anal.* *1*, 15–29.
- Gray, S.T., Graumlich, L.J., Betancourt, J.L., and Pederson, G.T. (2004). A tree-ring based reconstruction of the Atlantic Multidecadal Oscillation since 1567 A.D. *Geophys. Res. Lett.* *31*, L12205.
- Griffies, S.M., and Bryan, K. (1997). A predictability study of simulated North Atlantic multidecadal variability. *Clim. Dyn.* *13*, 459–487.

- Griffies, S.M., and Tziperman, E. (1995). A Linear Thermohaline Oscillator Driven by Stochastic Atmospheric Forcing. *J. Clim.* *8*, 2440–2453.
- Griffies, S.M., Biastoch, A., Böning, C., Bryan, F., Danabasoglu, G., Chassignet, E.P., England, M.H., Gerdes, R., Haak, H., Hallberg, R.W., et al. (2009). Coordinated Ocean-ice Reference Experiments (COREs). *Ocean Model.* *26*, 1–46.
- Guemas, V., and Salas-Mélia, D. (2007). Simulation of the Atlantic meridional overturning circulation in an atmosphere-ocean global coupled model. Part II: weakening in a climate change experiment: a feedback mechanism. *Clim. Dyn.* *30*, 831–844.
- Guemas, V., and Salas-Mélia, D. (2008). Simulation of the Atlantic meridional overturning circulation in an atmosphere–ocean global coupled model. Part I: a mechanism governing the variability of ocean convection in a preindustrial experiment. *Clim. Dyn.* *31*, 29–48.
- Gupta, A.S., Muir, L.C., Brown, J.N., Phipps, S.J., Durack, P.J., Monselesan, D., and Wijffels, S.E. (2012). Climate Drift in the CMIP3 Models. *J. Clim.* *25*, 4621–4640.
- Haigh, J.D. (1996). The impact of solar variability on climate. *Science(Washington)* *272*, 981–984.
- Haigh, J.D. (2003). The effects of solar variability on the Earth’s climate. *Philos. Trans. R. Soc. Math. Phys. Eng. Sci.* *361*, 95–111.
- Häkkinen, S., and Rhines, P.B. (2004). Decline of Subpolar North Atlantic Circulation During the 1990s. *Science* *304*, 555–559.
- Häkkinen, S., Rhines, P.B., and Worthen, D.L. (2011). Atmospheric Blocking and Atlantic Multidecadal Ocean Variability. *Science* *334*, 655–659.
- Hansen, J., Nazarenko, L., Ruedy, R., Sato, M., Willis, J., Genio, A.D., Koch, D., Lacis, A., Lo, K., Menon, S., et al. (2005). Earth’s Energy Imbalance: Confirmation and Implications. *Science* *308*, 1431–1435.
- Hansen, J., Sato, M., and Ruedy, R. (2012). Perception of climate change. *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A.* *109*, E2415–23.
- Hasselmann, K. (1976). Stochastic climate models Part I. Theory. *Tellus* *28*, 473–485.
- Hawkins, E., and Sutton, R. (2007). Variability of the Atlantic thermohaline circulation described by three-dimensional empirical orthogonal functions. *Clim. Dyn.* *29*, 745–762.
- Hawkins, E., and Sutton, R. (2009). The Potential to Narrow Uncertainty in Regional Climate Predictions. *Bull. Am. Meteorol. Soc.* *90*, 1095–1107.
- Hawkins, E., and Sutton, R. (2011). The potential to narrow uncertainty in projections of regional precipitation change. *Clim. Dyn.* *37*, 407–418.

- Hawkins, E., and Sutton, R. (2012). Time of emergence of climate signals. *Geophys. Res. Lett.* *39*, L01702.
- Hawkins, E., Robson, J., Sutton, R., Smith, D., and Keenlyside, N. (2011). Evaluating the potential for statistical decadal predictions of sea surface temperatures with a perfect model approach. *Clim. Dyn.* *37*, 2495–2509.
- Hecht, M.W. and Hasumi, H. (2008). Ocean modeling in an Eddying Regime. *Geophysical Monograph*. AGU.
- Hegerl, G., Zwiers, F., Braconnot, P., Gillet, N., Luo, Y., Marengo, J., Nicholls, N., Penner, J., and Stott, P. (2007). *Understanding and attributing climate change*. (Cambridge University Press).
- Hodson, D.L.R., and Sutton, R.T. (2012). The impact of resolution on the adjustment and decadal variability of the Atlantic meridional overturning circulation in a coupled climate model. *Clim. Dyn.* *39*, 3057–3073.
- Hodson, D.L.R., Sutton, R.T., Cassou, C., Keenlyside, N., Okumura, Y., and Zhou, T. (2009). Climate impacts of recent multidecadal changes in Atlantic Ocean Sea Surface Temperature: a multimodel comparison. *Clim. Dyn.* *34*, 1041–1058.
- Hsieh, W.W., and Bryan, K. (1996). Redistribution of sea level rise associated with enhanced greenhouse warming: a simple model study. *Clim. Dyn.* *12*, 535–544.
- Huang, W., Wang, B., Li, L., Dong, L., Lin, P., Yu, Y., Zhou, T., Liu, L., Xu, S., Xia, K., Pu, Y., Wang, L., Liu, M., Shen, S., Hu, N., Wang, Y., Sun, W., Dong, F. (2014). Variability of the Atlantic Meridional Circulation in FGOALS-g2. *Adv. Atmos. Sci.*, *31*(1), 95-109.
- Huck, T., Colin de Verdière, A., and Weaver, A.J. (1999). Interdecadal Variability of the Thermohaline Circulation in Box-Ocean Models Forced by Fixed Surface Fluxes. *J. Phys. Oceanogr.* *29*, 865–892.
- Huck, T., Vallis, G.K., and Colin de Verdière, A. (2001). On the Robustness of the Interdecadal Modes of the Thermohaline Circulation. *J. Clim.* *14*, 940–963.
- Hurrell, J.W. (1995). Decadal trends in the North Atlantic Oscillation: Regional Temperature and Precipitation. *Science*, *269*, 676-679.
- Hurrell, J.W., Kushnir, Y., Ottersen, G., and Visbeck, M. (2003). An overview of the North Atlantic Oscillation. In *Geophysical Monograph Series*, J.W. Hurrell, Y. Kushnir, G. Ottersen, and M. Visbeck, eds. (Washington, D. C.: American Geophysical Union), pp. 1–35.
- Hurst, H. (1951). Long-term storage capacity of reservoirs. *Trans Amer Soc Civ. Eng* *116*, 770–808.

- Jackson, L., and Vellinga, M. (2013). Multidecadal to Centennial Variability of the AMOC: HadCM3 and a Perturbed Physics Ensemble. *J. Clim.* *26*, 2390–2407.
- Jeffrey, H. (1925). On fluid motion produced by differences of temperature and humidity. *Q.J.R. Meteorol. Soc.*, *51*, 347-356.
- Jin, F.-F. (2001). Low-Frequency Modes of Tropical Ocean Dynamics*. *J. Clim.* *14*, 3874–3881.
- Johns, W.E., Baringer, M.O., Beal, L.M., Cunningham, S. a., Kanzow, T., Bryden, H.L., Hirschi, J.J.M., Marotzke, J., Meinen, C.S., Shaw, B., et al. (2011). Continuous, Array-Based Estimates of Atlantic Ocean Heat Transport at 26.5°N. *J. Clim.* *24*, 2429–2449.
- Joyce, T.M., and Zhang, R. (2010). On the Path of the Gulf Stream and the Atlantic Meridional Overturning Circulation. *J. Clim.* *23*, 3146–3154.
- Jungclauss, J.H., Haak, H., Latif, M., and Mikolajewicz, U. (2005). Arctic–North Atlantic Interactions and Multidecadal Variability of the Meridional Overturning Circulation. *J. Clim.* *18*, 4013–4031.
- Kenyon, J., and Hegerl, G.C. (2008). Influence of Modes of Climate Variability on Global Temperature Extremes. *J. Clim.* *21*, 3872–3889.
- Kerr, R.A. (2000). A North Atlantic Climate Pacemaker for the Centuries. *Science* *288*, 1984–1985.
- Kleeman, R. (2002). Measuring Dynamical Prediction Utility Using Relative Entropy. *J. Atmospheric Sci.* *59*, 2057–2072.
- Kleeman, R., and Moore, A.M. (1999). A New Method for Determining the Reliability of Dynamical ENSO Predictions. *Mon. Weather Rev.* *127*, 694–705.
- Knight, J.R. (2005). A signature of persistent natural thermohaline circulation cycles in observed climate. *Geophys. Res. Lett.* *32*, L20708–L20708.
- Knight, J.R. (2009). The Atlantic Multidecadal Oscillation Inferred from the Forced Climate Response in Coupled General Circulation Models. *J. Clim.* *22*, 1610–1625.
- Knudsen, M.F., Seidenkrantz, M.-S., Jacobsen, B.H., and Kuijpers, A. (2011). Tracking the Atlantic Multidecadal Oscillation through the last 8,000 years. *Nat. Commun.* *2*, 178–178.
- Kosaka, Y., and Xie, S.-P. (2013). Recent global-warming hiatus tied to equatorial Pacific surface cooling. *Nature* *501*, 403–407.
- Krahmann, G., Visbeck, M., and Reverdin, G. (2001). Formation and Propagation of Temperature Anomalies along the North Atlantic Current*. *J. Phys. Oceanogr.* *31*, 1287–1303.

- Kravtsov, S., and Spannagle, C. (2008). Multidecadal Climate Variability in Observed and Modeled Surface Temperatures*. *J. Clim.* *21*, 1104–1121.
- Kushnir, Y., Robinson, W. a., Bladé, I., Hall, N.M.J., Peng, S., and Sutton, R. (2002). Atmospheric GCM Response to Extratropical SST Anomalies: Synthesis and Evaluation*. *J. Clim.* *15*, 2233–2256.
- Kwon, Y.-O., and Deser, C. (2007). North Pacific Decadal Variability in the Community Climate System Model Version 2. *J. Clim.* *20*, 2416–2433.
- Kwon, Y.-O., and Frankignoul, C. (2012). Stochastically-driven multidecadal variability of the Atlantic meridional overturning circulation in CCSM3. *Clim. Dyn.* *38*, 859–876.
- Latif, M., and Barnett, T.P. (1994). Causes of Decadal Climate Variability over the North Pacific and North America. *Science* *266*, 634–637.
- Lean, J. (2000). Evolution of the Sun's Spectral Irradiance Since the Maunder Minimum. *Geophys. Res. Lett.* *27*, 2425–2428.
- Ledwell, J.R., Watson, A.J. and Law, C.S. (1998). Mixing in the pycnocline. *J. Phys. Oceanogr.* *36*, 1553-1576.
- Levermann, a., and Born, a. (2007). Bistability of the Atlantic subpolar gyre in a coarse-resolution climate model. *Geophys. Res. Lett.* *34*, L24605–L24605.
- Levitus, S., Antonov, J.I., Boyer, T.P., Locarnini, R.A., Garcia, H.E., and Mishonov, A.V. (2009). Global ocean heat content 1955–2008 in light of recently revealed instrumentation problems. *Geophys. Res. Lett.* *36*, L07608.
- Locarnini, R.A., Mishonov, A.V., Antonov, J.I., Boyer, T.P., Garcia, H.E., and Levitus, S. (2006). World Ocean Atlas 2005 Volume 1: Temperature [+ DVD]. NOAA Atlas NESDIS *61*.
- Lockwood, M., Harrison, R.G., Woollings, T., and Solanki, S.K. (2010). Are cold winters in Europe associated with low solar activity? *Environ. Res. Lett.* *5*, 024001.
- Lohmann, K., Drange, H., and Bentsen, M. (2009). Response of the North Atlantic subpolar gyre to persistent North Atlantic oscillation like forcing. *Clim. Dyn.* *32*, 273–285.
- Van Loon, H., and Labitzke, K. (1998). The Global Range of the Stratospheric Decadal Wave. Part I: Its Association with the Sunspot Cycle in Summer and in the Annual Mean, and with the Troposphere. *J. Clim.* *11*, 1529–1537.
- Van Loon, H., and Shea, D.J. (1999). A probable signal of the 11-year solar cycle in the troposphere of the northern hemisphere. *Geophys. Res. Lett.* *26*, 2893–2896.
- Van Loon, H., Meehl, G.A., and Shea, D.J. (2007). Coupled air-sea response to solar forcing in the Pacific region during northern winter. *J. Geophys. Res.* *112*.

- Lorenz, E.N. (1963). Deterministic Nonperiodic Flow. *J. Atmospheric Sci.* 20, 130–141.
- Lorenz, E.N. (1967). The Nature and Theory of the General Circulation of the Atmosphere (World Meteorological Organization).
- Lorenz, E.N. (1968). Climatic determinism. *Meteor Monogr* 8, 1–3.
- Lorenz, E.N. (1979). Forced and Free Variations of Weather and Climate. *J. Atmospheric Sci.* 36, 1367–1376.
- Lozier, M.S., Roussenov, V., Reed, M.S.C., and Williams, R.G. (2010). Opposing decadal changes for the North Atlantic meridional overturning circulation. *Nat. Geosci.* 3, 728–734.
- Lucarini, V., and Ragone, F. (2011). Energetics of PCMDI/CMIP3 Climate Models: Energy Budget and Meridional Enthalpy Transport. *Rev. Geophys.* 49.
- Lumpkin, R., and Speer, K. (2007). Global Ocean Meridional Overturning. *J. Phys. Oceanogr.* 37, 2550–2562.
- Madec, G. (2008). NEMO ocean engine.
- Malardel, S. (2009). Fondamentaux de météorologie: à l'école du temps (Toulouse: Cépaduès-éd.).
- Mann, M.E., Bradley, R.S., and Hughes, M.K. (1998). Global-scale temperature patterns and climate forcing over the past six centuries. 779–788.
- Mantua, N.J., Hare, S.R., Zhang, Y., Wallace, J.M., and Francis, R.C. (1997). A Pacific Interdecadal Climate Oscillation with Impacts on Salmon Production. *Bull. Am. Meteorol. Soc.* 78, 1069–1079.
- Marini, C., Frankignoul, C., and Mignot, J. (2011). Links between the Southern Annular Mode and the Atlantic Meridional Overturning Circulation in a Climate Model. *J. Clim.* 24, 624–640.
- Marini, C. (2011). Study of the causes and effects of the Atlantic Meridional Overturning Circulation. PhD thesis.
- Marshall, J., and Schott, F. (1999). Open-ocean convection: Observations, theory, and models. *Rev. Geophys.* 37, 1–64.
- Marshall, J., Johnson, H., and Goodman, J. (2001). A Study of the Interaction of the North Atlantic Oscillation with Ocean Circulation. *J. Clim.* 14, 1399–1421.
- Marshall, J. and Speer, K. (2012). Closure of the meridional overturning circulation through South Ocean upwelling. *Nat. Geosci.*, 5, 171-180.

- McCabe, G.J., Palecki, M.A., and Betancourt, J.L. (2004). Pacific and Atlantic Ocean influences on multidecadal drought frequency in the United States. *Proc. Natl. Acad. Sci.* *101*, 4136–4141.
- McCarthy, G., Frajka-Williams, E., Johns, W.E., Baringer, M.O., Meinen, C.S., Bryden, H.L., Rayner, D., Duchez, a., Roberts, C., and Cunningham, S. a. (2012). Observed interannual variability of the Atlantic meridional overturning circulation at 26.5°N. *Geophys. Res. Lett.* *39*, L19609.
- Medhaug, I., and Furevik, T. (2011). North Atlantic 20th century multidecadal variability in coupled climate models: sea surface temperature and ocean overturning circulation. *Ocean Sci. Discuss.* *8*, 353–396.
- Medhaug, I., Langehaug, H.R., Eldevik, T., Furevik, T., and Bentsen, M. (2012). Mechanisms for decadal scale variability in a simulated Atlantic meridional overturning circulation. *Clim. Dyn.* *39*, 77–93.
- Meehl, G.A., and Hu, A. (2006). Megadroughts in the Indian Monsoon Region and Southwest North America and a Mechanism for Associated Multidecadal Pacific Sea Surface Temperature Anomalies. *J. Clim.* *19*, 1605–1623.
- Meehl, G. a., Washington, W.M., Ammann, C.M., Arblaster, J.M., Wigley, T.M.L., and Tebaldi, C. (2004). Combinations of Natural and Anthropogenic Forcings in Twentieth-Century Climate. *J. Clim.* *17*, 3721–3727.
- Meehl, G. a., Arblaster, J.M., Branstator, G., and van Loon, H. (2008). A Coupled Air–Sea Response Mechanism to Solar Forcing in the Pacific Region. *J. Clim.* *21*, 2883–2897.
- Meehl, G. a., Goddard, L., Murphy, J., Stouffer, R.J., Boer, G., Danabasoglu, G., Dixon, K., Giorgetta, M. a., Greene, A.M., Hawkins, E., et al. (2009). Decadal Prediction. *Bull. Am. Meteorol. Soc.* *90*, 1467–1485.
- Meehl, G. a., Arblaster, J.M., Fasullo, J.T., Hu, A., and Trenberth, K.E. (2011). Model-based evidence of deep-ocean heat uptake during surface-temperature hiatus periods. *Nat. Clim. Change* *1*, 360–364.
- Meehl, G.A., Washington, W.M., Wigley, T.M.L., Arblaster, J.M., and Dai, A. (2003). Solar and Greenhouse Gas Forcing and Climate Response in the Twentieth Century. *J. Clim.* *16*, 426–444.
- Meehl, G.A., Goddard, L., Boer, G., Burgman, R., Branstator, G., Cassou, C., Corti, S., Danabasoglu, G., Doblus-Reyes, F., Hawkins, E., et al. (2013). Decadal Climate Prediction: An Update from the Trenches. *Bull. Am. Meteorol. Soc.* 130411074153008.
- Meinen, C.S., Baringer, M.O., and Garcia, R.F. (2010). Florida Current transport variability: An analysis of annual and longer-period signals. *Deep Sea Res. Part Oceanogr. Res. Pap.* *57*, 835–846.

- Menary, M.B., Park, W., Lohmann, K., Vellinga, M., Palmer, M.D., Latif, M., and Jungclaus, J.H. (2012). A multimodel comparison of centennial Atlantic meridional overturning circulation variability. *Clim. Dyn.* *38*, 2377–2388.
- Mignot, J., and Frankignoul, C. (2005). The Variability of the Atlantic Meridional Overturning Circulation, the North Atlantic Oscillation, and the El Niño–Southern Oscillation in the Bergen Climate Model. *J. Clim.* *18*, 2361–2375.
- Mignot, J., and Frankignoul, C. (2010). Local and remote impacts of a tropical Atlantic salinity anomaly. *Clim. Dyn.* *35*, 1133–1147.
- Millero, F.J. and Huang, F. (2009). The density of seawater as a function of salinity (5 to 70 g.kg⁻¹) and temperature (273.15 to 363.15K). *Ocean Sci.*, *5*, 91-100.
- Mohino, E., Janicot, S., and Bader, J. (2011). Sahel rainfall and decadal to multi-decadal sea surface temperature variability. *Clim. Dyn.* *37*, 419–440.
- Msadek, R., and Frankignoul, C. (2009). Atlantic multidecadal oceanic variability and its influence on the atmosphere in a climate model. *Clim. Dyn.* *33*, 45–62.
- Msadek, R., Frankignoul, C., and Li, L.Z.X. (2011). Mechanisms of the atmospheric response to North Atlantic multidecadal variability: a model study. *Clim. Dyn.* *36*, 1255–1276.
- Mu, M., and Zhang, Z. (2006). Conditional Nonlinear Optimal Perturbations of a Two-Dimensional Quasigeostrophic Model. *J. Atmospheric Sci.* *63*, 1587–1604.
- Munday, D.R. and Marshall, D.P. (2005). On the separation of the barotropic western boundary current from a cape. *J. Phys. Oceanogr.*, *35*, 1726-1743.
- Munk, W. and Wunsch, C. (1998). Abyssal recipes II: Energetics of tidal and wind mixing. *Deep Sea Res., Part I*, *45*, 1977-2010.
- Nigam, S. (2003). Teleconnections. *Encycl. Atmospheric Sci.* 2243–2269.
- Nilsen, J.E.Ø. (2003). Simulated North Atlantic-Nordic Seas water mass exchanges in an isopycnic coordinate OGCM. *Geophys. Res. Lett.* *30*, 1536–1536.
- Noilhan, J., and Planton, S. (1989). A Simple Parameterization of Land Surface Processes for Meteorological Models. *Mon. Weather Rev.* *117*, 536–549.
- Oki, T., and Sud, Y.C. (1998). Design of Total Runoff Integrating Pathways (TRIP)—A Global River Channel Network. *Earth Interact.* *2*, 1–37.
- Okumura, Y., Xie, S.-P., Numaguti, A., and Tanimoto, Y. (2001). Tropical Atlantic air-sea interaction and its influence on the NAO. *Geophys. Res. Lett.* *28*, 1507–1510.
- Oort, A.H. (1982). El ciclo de la energía de la Tierra. *Sci. Am. Biosf. Alianza Ed* 33.

- Otterå, O.H., Bentsen, M., Drange, H., and Suo, L. (2010). External forcing as a metronome for Atlantic multidecadal variability. *Nat. Geosci.* *3*, 688–694.
- Özgökmen, T.M., Chassignet, E.P. and Paiva, A.M. (1997). Impact of wind forcing, bottom topography, and inertia on midlatitude jet separation in a quasigeostrophic model. *J. Phys. Oceanogr.*, *27*, 2460-2476.
- Parker, D.E., Jones, P.D., Folland, C.K., and Bevan, A. (1994). Interdecadal changes of surface temperature since the late nineteenth century. *J. Geophys. Res. Atmospheres* *99*, 14373–14399.
- Park, W., Keenlyside, N., Latif, M., Ströh, A., Redler, R., Roeckner, E., and Madec, G. (2009). Tropical Pacific climate and its response to global warming in the Kiel Climate Model. *J. Clim.* *22*, 71–92.
- Penland, C., and Matrosova, L. (2006). Studies of El Niño and Interdecadal Variability in Tropical Sea Surface Temperatures Using a Nonnormal Filter. *J. Clim.* *19*, 5796–5815.
- Persechino, a., Mignot, J., Swingedouw, D., Labetoulle, S., and Guilyardi, E. (2012). Decadal predictability of the Atlantic meridional overturning circulation and climate in the IPSL-CM5A-LR model. *Clim. Dyn.* *40*, 2359–2380.
- Pierce, D.W., Barnett, T.P., Schneider, N., Saravanan, R., Dommenges, D., and Latif, M. (2001). The role of ocean dynamics in producing decadal climate variability in the North Pacific. *Clim. Dyn.* *18*, 51–70.
- Pohlmann, H., Botzet, M., Latif, M., Roesch, A., Wild, M., and Tschuck, P. (2004). Estimating the Decadal Predictability of a Coupled AOGCM. *J. Clim.* *17*, 4463–4472.
- Pohlmann, H., Sienz, F., and Latif, M. (2006). Influence of the multidecadal Atlantic meridional overturning circulation variability on European climate. *J. Clim.* *19*, 6062–6067.
- Power, S., and Colman, R. (2006). Multi-year predictability in a coupled general circulation model. *Clim. Dyn.* *26*, 247–272.
- Power, S., Casey, T., Folland, C., Colman, A., and Mehta, V. (1999). Inter-decadal modulation of the impact of ENSO on Australia. *Clim. Dyn.* *15*, 319–324.
- Te Raa, L. a., and Dijkstra, H. a. (2002). Instability of the Thermohaline Ocean Circulation on Interdecadal Timescales. *J. Phys. Oceanogr.* *32*, 138–160.
- Te Raa, L. a., and Dijkstra, H. a. (2003). Sensitivity of North Atlantic Multidecadal Variability to Freshwater Flux Forcing. *J. Clim.* *16*, 2586–2601.
- Reinhold, B.B., and Pierrehumbert, R.T. (1982). Dynamics of Weather Regimes: Quasi-Stationary Waves and Blocking. *Mon. Weather Rev.* *110*, 1105–1145.

- Reverdin, G. (2003). North Atlantic Ocean surface currents. *J. Geophys. Res.* *108*, 3002–3002.
- Rowell, D.P. (1998). Assessing Potential Seasonal Predictability with an Ensemble of Multidecadal GCM Simulations. *J. Clim.* *11*, 109–120.
- Salas Mélia, D. (2002). A global coupled sea ice–ocean model. *Ocean Model.* *4*, 137–172.
- Sanchez-Gomez E., Cassou C., Ruprich-Robert Y., Fernandez E. and Terray L. (2014). Physical characterisation of the drift in a coupled model initialized for decadal forecasts, *Clim.Dyn*, submitted.
- Sandström, J.W. (1916). Meteorologische Studien in Schwedischen Hochgebirge. Göteborgs K. Vetensk. Vitterhetssamhällets Handkl., 27, 48pp.
- Saravanan, R., and McWilliams, J.C. (1998). Advective Ocean–Atmosphere Interaction: An Analytical Stochastic Model with Implications for Decadal Variability. *J. Clim.* *11*, 165–188.
- Sardeshmukh, P.D., Compo, G.P., and Penland, C. (2000). Changes of Probability Associated with El Niño. *J. Clim.* *13*, 4268–4286.
- Schlesinger, M.E., and Ramankutty, N. (1994). An oscillation in the global climate system of period 65–70 years. *Nature* *367*, 723–726.
- Schneider, T., and Griffies, S.M. (1999). A Conceptual Framework for Predictability Studies. *J. Clim.* *12*, 3133–3155.
- Schneider, N., Miller, A.J., and Pierce, D.W. (2002). Anatomy of North Pacific decadal variability. *J. Clim.* *15*, 586–605.
- Sévellec, F., Huck, T., Ben Jelloul, M., and Vialard, J. (2009). Nonnormal Multidecadal Response of the Thermohaline Circulation Induced by Optimal Surface Salinity Perturbations. *J. Phys. Oceanogr.* *39*, 852–872.
- Smith, T.M., Reynolds, R.W., Peterson, T.C., and Lawrimore, J. (2008). Improvements to NOAA’s Historical Merged Land–Ocean Surface Temperature Analysis (1880–2006). *J. Clim.* *21*, 2283–2296.
- Solanki, S.K., Schussler, M., and Fligge, M. (2002). Secular variation of the Sun’s magnetic flux. *Astron. Astrophys.-Berl.* *383*, 706–712.
- Solomon, S., Qin, D., Manning, M., Chen, Z., Marquis, M., Averyt, K.B., Tignor, M., and Miller, H.L. (2007). The physical science basis. *Contrib. Work. Group Fourth Assess. Rep. Intergov. Panel Clim. Change* 235–337.
- Stocker, T.F. (1998). The Seesaw Effect. *Science* *282*, 61–62.

- Stocker, T.F., Dahe, Q., and Plattner, G.-K. (2013). *Climate Change 2013: The Physical Science Basis. Work. Group Contrib. Fifth Assess. Rep. Intergov. Panel Clim. Change Summ. Policymakers IPCC 2013.*
- Stommel, H. (1958). The abyssal circulation. *Deep Sea Res.*, 5, 80.
- Storch, H. v, and Zwiers, F.W. (2001). *Statistical analysis in climate research* (Cambridge, UK; New York: Cambridge University Press).
- Sugiura, N., Awaji, T., Masuda, S., Toyoda, T., Igarashi, H., Ishikawa, Y., Ishii, M., and Kimoto, M. (2009). Potential for decadal predictability in the North Pacific region. *Geophys. Res. Lett.* 36, L20701.
- Sutton, R.T., and Dong, B. (2012). Atlantic Ocean influence on a shift in European climate in the 1990s. *Nat. Geosci.* 5, 788–792.
- Sutton, R.T., and Hodson, D.L.R. (2005). North Atlantic forcing of North American and European summer climate. *Science* 309, 115–118.
- Sutton, R.T., Norton, W.A., and Jewson, S.P. (2000). The North Atlantic Oscillation—What Role for the Ocean? *Atmospheric Sci. Lett.* 1, 89–100.
- Sverdrup, H.U. (1933). On vertical circulation in the ocean due to the action of the wind with application to conditions with the Antarctic Circumpolar Current. *Discov. Rep.*, VII, 139-170.
- Swingedouw, D., Mignot, J., Labetoulle, S., Guilyardi, E., and Madec, G. (2013). Initialisation and predictability of the AMOC over the last 50 years in a climate model. *Clim. Dyn.* 40, 2381–2399.
- Tansley, C.E. and Marshall, D.P. (2001). On the influence of bottom topography and the deep western boundary current on Gulf Stream separation. *J. Mar. Res.*, 58, 297-325.
- Taqqu, M.S. (2003). Fractional Brownian motion and long-range dependence. *Theory Appl. Long-Range Depend.* 5–38.
- Taylor, K.E., Stouffer, R.J., and Meehl, G.A. (2012). An Overview of CMIP5 and the Experiment Design. *Bull. Am. Meteorol. Soc.* 93, 485–498.
- Teng, H., and Branstator, G. (2011). Initial-value predictability of prominent modes of North Pacific subsurface temperature in a CGCM. *Clim. Dyn.* 36, 1813–1834.
- Terray, L. (2012). Evidence for multiple drivers of North Atlantic multi-decadal climate variability. *Geophys. Res. Lett.* 39, L19712.
- Terray, L., and Cassou, C. (2002). Tropical Atlantic Sea Surface Temperature Forcing of Quasi-Decadal Climate Variability over the North Atlantic–European Region. *J. Clim.* 15, 3170–3187.

- Timmermann, a., Latif, M., Voss, R., and Grötzner, a. (1998). Northern Hemispheric Interdecadal Variability: A Coupled Air–Sea Mode. *J. Clim.* *11*, 1906–1931.
- Ting, M., Kushnir, Y., Seager, R., and Li, C. (2009). Forced and Internal Twentieth-Century SST Trends in the North Atlantic*. *J. Clim.* *22*, 1469–1481.
- Thompson, L. and Schmitz, W.J. (1989). A limited area model of the Gulf Stream: Design, initial experiments, and model-data intercomparison. *J. Phys. Oceanogr.*, *19*, 791-814.
- Toggweiler, J.R. and Samuels, B. (1993). New radiocarbon constrains on the upwelling of abyssal water to the ocean's surface. In the *Global Carbon Cycle*. NATO ASI Ser., Ser. I, edited by M. Heimann, pp. 303-331, Springer, New York.
- Tolmazin, D. (1985). *Elements of dynamic oceanography* (Boston: Allen & Unwin).
- Tool, J.M. (1997). The Brazil Basin tracer release experiment. *Int. WOCE Newsl.*, *28*, 25-28.
- Torrence, C., and Compo, G.P. (1998). A Practical Guide to Wavelet Analysis. *Bull. Am. Meteorol. Soc.* *79*, 61–78.
- Trenberth, K.E. (1997). The Definition of El Niño. *Bull. Am. Meteorol. Soc.* *78*, 2771–2777.
- Trenberth, K.E., and Caron, J.M. (2001). Estimates of Meridional Atmosphere and Ocean Heat Transports. *J. Clim.* *14*, 3433–3443.
- Trenberth, K.E., and Shea, D.J. (2006). Atlantic hurricanes and natural variability in 2005. *Geophys. Res. Lett.* *33*, L12704–L12704.
- Trenberth, K.E., Fasullo, J.T., and Kiehl, J. (2009). Earth's Global Energy Budget. *Bull. Am. Meteorol. Soc.* *90*, 311–323.
- Valcke, S. (2013). The OASIS3 coupler: a European climate modelling community software. *Geosci Model Dev* *6*, 373–388.
- Vellinga, M., and Wu, P. (2004). Low-Latitude Freshwater Influence on Centennial Variability of the Atlantic Thermohaline Circulation. *J. Clim.* *17*, 4498–4511.
- Venzke, S., Allen, M.R., Sutton, R.T., and Rowell, D.P. (1999). The Atmospheric Response over the North Atlantic to Decadal Changes in Sea Surface Temperature. *J. Clim.* *12*, 2562–2584.
- Vimont, D.J., and Kossin, J.P. (2007). The Atlantic Meridional Mode and hurricane activity. *Geophys. Res. Lett.* *34*, L07709–L07709.
- Visbeck, M., Chassignet, E.P., Curry, R.G., Delworth, T.L., Dickson, R.R., and Krahnmann, G. (2003). 6 . The Ocean's Response to North Atlantic Oscillation Variability. *Atlantic* *15*, 2581–2597.

- Voltaire, a., Sanchez-Gomez, E., Salas y Mélia, D., Decharme, B., Cassou, C., Sénési, S., Valcke, S., Beau, I., Alias, a., Chevallier, M., et al. (2012). The CNRM-CM5.1 global climate model: description and basic evaluation. *Clim. Dyn.* *40*, 2091–2121.
- Vyushin, D.I. (2010). Statistical approximation of natural climate variability. PhD thesis.
- Vyushin, D.I., Kushner, P.J., and Zwiers, F.W. (2012). Modelling and understanding persistence of climate variability. *J. Geophys. Res.* *117*, D21106.
- Wang, C., Deser, C., and Yu, J. El Niño and Southern Oscillation (ENSO): A Review.
- Wang, Y., Lean, J.L., and Sheeley, N.R. (2005). Modeling the Sun's magnetic field and irradiance since 1713. 522–538.
- White, W.B., and Cayan, D.R. (1998). Quasi-periodicity and global symmetries in interdecadal upper ocean temperature variability. *J. Geophys. Res. Oceans* *103*, 21335–21354.
- Wielicki, B.A., Barkstrom, B.R., Harrison, E.F., Lee, R.B., Louis Smith, G., and Cooper, J.E. (1996). Clouds and the Earth's Radiant Energy System (CERES): An Earth Observing System Experiment. *Bull. Am. Meteorol. Soc.* *77*, 853–868.
- Willis, J.K. (2010). Can in situ floats and satellite altimeters detect long-term changes in Atlantic Ocean overturning? *Geophys. Res. Lett.* *37*, L06602.
- Winter, A., Miller, T., Kushnir, Y., Sinha, A., Timmermann, A., Jury, M.R., Gallup, C., Cheng, H., and Edwards, R.L. (2011). Evidence for 800 years of North Atlantic multi-decadal variability from a Puerto Rican speleothem. *Earth Planet. Sci. Lett.* *308*, 23–28.
- Woollings, T., Hannachi, A., and Hoskins, B. (2010). Variability of the North Atlantic eddy-driven jet stream. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* *136*, 856–868.
- Wouters, B., Drijfhout, S., and Hazeleger, W. (2012). Interdecadal North-Atlantic meridional overturning circulation variability in EC-EARTH. *Clim. Dyn.* *39*, 2695–2712.
- Wu, L., and Liu, Z. (2005). North Atlantic Decadal Variability: Air–Sea Coupling, Oceanic Memory, and Potential Northern Hemisphere Resonance*. *J. Clim.* *18*, 331–349.
- Wunsch, C. (2002). What Is the Thermohaline Circulation? *Science* *298*, 1179–1181.
- Wunsch, C., and Heimbach, P. (2009). The Global Zonally Integrated Ocean Circulation, 1992–2006: Seasonal and Decadal Variability. *J. Phys. Oceanogr.* *39*.
- Zhang, R. (2007). Anticorrelated multidecadal variations between surface and subsurface tropical North Atlantic. *Geophys. Res. Lett.* *34*, L12713–L12713.
- Zhang, R. (2008). Coherent surface-subsurface fingerprint of the Atlantic meridional overturning circulation. *Geophys. Res. Lett.* *35*, L20705–L20705.

Zhang, R., and Delworth, T.L. (2005). Simulated Tropical Response to a Substantial Weakening of the Atlantic Thermohaline Circulation. *J. Clim.* *18*, 1853–1860.

Zhang, R., Delworth, T.L., Sutton, R., Hodson, D.L.R., Dixon, K.W., Held, I.M., Kushnir, Y., Marshall, J., Ming, Y., Msadek, R., et al. (2013). Have Aerosols Caused the Observed Atlantic Multidecadal Variability? *J. Atmospheric Sci.* *70*, 1135–1144.

Zhang, Y., Wallace, J.M., and Battisti, D.S. (1997). ENSO-like Interdecadal Variability: 1900–93. *J. Clim.* *10*, 1004–1020.

Zhang, Y., Rossow, W.B., Lacis, A.A., Oinas, V., and Mishchenko, M.I. (2004). Calculation of radiative fluxes from the surface to top of atmosphere based on ISCCP and other global data sets: Refinements of the radiative transfer model and the input data. *J. Geophys. Res. Atmospheres* *109*, D19105.

Zhu, X., and Jungclaus, J. (2008). Interdecadal variability of the meridional overturning circulation as an ocean internal mode. *Clim. Dyn.* *31*, 731–741.

