



Université  
de Toulouse

# 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 par *Virginie GUEMAS*  
Le 15 décembre 2009

Titre : *Rôle de la surface marine sur la variabilité  
intrasaisonnaire estivale de l'atmosphère  
dans la région Nord Atlantique Europe*

---

### JURY

*Nick Hall (LEGOS) Président*  
*Eric Guilyardi (LOCEAN/IPSL) Rapporteur*  
*Hervé Le Treut (LMD/IPSL) Rapporteur*  
*Pascale Delecluse (CNRM/Météo-France) Examineur*  
*Bernard Barnier (LEGI) Examineur*  
*Laurent Terray (CERFACS) Examineur*

---

Ecole doctorale : *Sciences de l'Univers, de l'Environnement et de l'Espace*  
Unité de recherche : *CNRM/GAME (URA1357), LSCE/IPSL (UMR1572)*  
Directeur(s) de Thèse : *David Salas y Méliá (CNRM), Masa Kageyama (LSCE)*



# Remerciements

Avant tout, je tiens à présenter toute ma gratitude à David Salas, qui m'a permis de vivre l'expérience très enrichissante que fut cette thèse. Je lui suis très reconnaissante de m'avoir offert l'opportunité de travailler sur un projet aussi novateur et captivant, et de m'avoir accordé toute la confiance nécessaire à mon épanouissement scientifique. Je tiens également à remercier chaleureusement Masa Kageyama pour sa disponibilité à toute épreuve (même aux heures les plus tardives à la veille de rendre ce manuscrit), ses encouragements et toutes les discussions animées qui ont fait fructifier ce travail de thèse. Son énergie et son enthousiasme ont été un atout considérable dans les moments de doute. Je voudrais également, tout particulièrement, les remercier tous deux ainsi que Pascale Delecluse, Serge Planton, Hervé Giordani, et Joel Poitevin pour le soutien qu'ils m'ont accordé et les conseils prodigués en cette fin de thèse difficile. Je tiens aussi à exprimer ma gratitude à mes deux rapporteurs Eric Guilyardi et Hervé Le Treut pour avoir considéré mon travail avec attention et proposé de nombreuses pistes pour en améliorer la qualité.

Mes vifs remerciements s'adressent également à tous ceux qui ont pris part à mes réflexions scientifiques, et qui par les discussions que nous avons entretenues ont contribué à ce travail, en particulier à Aurore Voltaire, Clotilde Dubois, Hervé Giordani, Samuel Somot, Gilles Bellon, Aurélien Ribes, Hervé Douville, Christophe Cassou ... Une pensée également à ceux qui m'ont aidé à affronter les réactions hargneuses et déconcertantes de pc sensibles : Sophie Tyteca, toute l'équipe CTI, Jean-Philippe Piedelièvre et Julien Bruna.

Je souhaite exprimer ma reconnaissance à tous ceux qui ont également fait de cette expérience au CNRM une aventure humaine : Clotilde pour sa générosité, Jeanne pour ses conseils et réflexions toujours avisés, Bertrand pour sa finesse, Samuel pour son oreille attentive, Gilles pour son humour, Martin et Fabrice pour les aventures aériennes et la bière qui les accompagnent, Aurélien sans qui les repas perdraient toute leur profondeur, Anne-Sophie qui m'a évité bien des fois l'inanition, Yannick pour m'avoir fait découvrir les bruits étranges qu'il sait si bien produire, Emilia pour son rire éclatant qui sonorise tout un bâtiment, Marine pour son sourire et sa jovialité. Remerciements également à tous les membres des équipes ASTER, VDR, MEMO et EAC pour leur accueil chaleureux et la convivialité des moments passés autour d'une tasse de café. Cette sympathie et cette bonne humeur m'ont permis de faire de cette thèse trois années agréables et vivantes.

Enfin, mes derniers mots d'adressent à mon frère, mes parents et mes proches pour leur soutien moral, et leurs encouragements, pour avoir cru en moi à tout instant, et surtout parce que c'est leur amour qui me porte dans la réalisation de mes projets.

# Résumé

Ce travail de thèse vise à déterminer si le couplage de l’atmosphère avec la surface marine joue un rôle dans la variabilité intrasaisonnière estivale de la circulation atmosphérique de grande échelle et si la surface marine peut être une source de prévisibilité potentielle pour l’atmosphère à ces échelles de temps. Un second objectif consiste en l’analyse de l’impact de la représentation des processus physiques dans l’océan superficiel, et en particulier l’impact des variations diurnes océaniques, sur la représentation des températures de surface océanique et sur la circulation atmosphérique de grande échelle à des échelles de temps supérieures. Pour mener à bien ces travaux, le modèle océanique 1D CNRMOM1D a été développé : le choix des paramétrisations utilisées dans ce modèle vise à optimiser la représentation des processus physiques dominant l’évolution des températures de surface océanique aux échelles de temps diurnes à intrasaisonnières.

Les résultats, obtenus à partir de simulations numériques effectuées avec le modèle d’atmosphère ARPEGE-climat forcé ou couplé avec le modèle CNRMOM1D, suggèrent que les anomalies de températures de surface océanique induites par la circulation atmosphérique de grande échelle exercent sur celle-ci une rétroaction négative aux échelles de temps intrasaisonnières : le couplage avec la surface océanique dans la région Nord Atlantique Europe (NAE) diminue le nombre de jours de persistance des régimes de temps estivaux de Dépression Atlantique, de Blocage et de NAO— d’environ 1 jour ce qui représente 15% de leur persistance moyenne, cette diminution étant variable selon le régime de temps.

A partir de simulations forcées du modèle CNRMOM1D, on montre que la correction en SST liée à la prise en compte des variations diurnes océaniques peut atteindre environ 0.3°C à 0.5°C en moyenne journalière. Cette anomalie peut persister 15 à 40 jours dans les moyennes latitudes, plus de 60 dans les Tropiques. De plus, à partir de simulations couplées avec le modèle ARPEGE-climat, on montre que la variabilité diurne océanique peut affecter l’état moyen estival par une diminution du gradient méridien de SST, une diminution de l’extension de la glace de mer, une anomalie de circulation atmosphérique de grande échelle qui se projette sur une phase positive de la NAO ainsi que des modifications de la couverture nuageuse et des profils d’humidité atmosphérique. Ce travail montre les améliorations potentielles, en termes d’états moyens océanique et atmosphérique et en termes de variabilité intrasaisonnière, que peuvent apporter un couplage à fréquence

horaire et l'utilisation d'un modèle de circulation générale océanique à haute résolution verticale dans les simulations couplées océan-atmosphère.

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>7</b>
1.1	Le climat : état moyen et variabilité . . . . .	7
1.2	Variabilité et prévisibilité . . . . .	9
1.3	La variabilité atmosphérique et ses échelles temporelles . . . . .	10
1.3.1	Variabilité interannuelle . . . . .	10
1.3.2	Le cycle saisonnier . . . . .	11
1.3.3	Variabilité intrasaisonnière . . . . .	11
1.3.4	Le cycle diurne . . . . .	17
1.4	La variabilité océanique et ses échelles temporelles . . . . .	20
1.4.1	Variabilité intrasaisonnière à interannuelle . . . . .	20
1.4.2	Le cycle diurne . . . . .	23
1.5	Les interactions océan-atmosphère . . . . .	25
1.5.1	Echelles de temps intrasaisonnière à interannuelle . . . . .	26
1.5.2	Impact potentiel du cycle diurne océanique sur les interactions intrasaisonnières entre l'océan et l'atmosphère . . . . .	29
1.6	Objectifs . . . . .	35
<b>2</b>	<b>Les outils numériques</b>	<b>37</b>
2.1	Le modèle d'atmosphère ARPEGE-climat . . . . .	38
2.1.1	Description . . . . .	38
2.1.2	Quelques éléments de validation . . . . .	38
2.2	Description du modèle de couche de mélange océanique CNRMOM1D . . . . .	39
2.2.1	Le modèle CNRMOM1D : choix d'un modèle de diffusion turbulente 1D . . . . .	39
2.2.2	Les processus physiques représentés . . . . .	43
2.2.3	Paramétrisation du mélange turbulent . . . . .	45
2.2.4	Paramétrisation de l'absorption solaire . . . . .	50
2.2.5	Couplage avec le modèle de glace de mer GELATO3 . . . . .	53
2.2.6	Correction en chaleur et en sel . . . . .	54
2.2.7	Les flux de surface . . . . .	57
2.2.8	Résolution temporelle du flux solaire . . . . .	61
2.2.9	Résolution verticale du modèle . . . . .	62
2.3	Validation du modèle CNRMOM1D . . . . .	64

2.3.1	La simulation forcée ERA1h . . . . .	65
2.3.2	Simulation couplée C1h avec le modèle ARPEGE-climat . . . . .	79
	Synthèse . . . . .	83
<b>I</b>	<b>Sensibilité des régimes de temps estivaux au couplage avec la surface marine</b>	<b>87</b>
<b>3</b>	<b>La surface océanique influence-t-elle les caractéristiques des régimes de temps ?</b>	<b>89</b>
3.1	Impact du couplage océan-atmosphère dans la région NAE sur les régimes de temps . . . . .	90
3.1.1	Les expériences utilisées : C1h et E-CTL . . . . .	90
3.1.2	Comparaison des structures des régimes de temps . . . . .	91
3.1.3	Comparaison des fréquences et persistances des régimes . . . . .	99
3.1.4	Limites de l'étude . . . . .	102
3.2	Impact des régimes de temps sur la surface océanique et rétroactions sur la circulation atmosphérique : diagnostics en mode forcé . . . . .	105
3.2.1	Objectifs et méthode . . . . .	105
3.2.2	Article : Summer interactions between weather regimes and surface ocean in the North-Atlantic region . . . . .	107
3.2.3	Champ d'anomalies de SST associés au régime de Blocage . . . . .	128
3.2.4	Discussion : représentation de la variabilité intrasaisonnière des SST par le modèle CNRMOM1D . . . . .	128
3.2.5	Complément d'article : Nouvelles simulations atmosphériques forcées du modèle ARPEGE-climat . . . . .	131
3.2.6	Synthèse des résultats des expériences océaniques et atmosphériques forcées . . . . .	134
3.2.7	Discussion . . . . .	135
3.3	Limites de l'étude . . . . .	135
3.4	Relation avec les résultats d'études antérieures . . . . .	136
	Synthèse . . . . .	139
<b>4</b>	<b>Mécanisme de rétroaction de la surface marine sur les régimes de temps</b>	<b>141</b>
4.1	Par quel mécanisme les anomalies de SST associées à chaque régime de temps apparaissent-elles ? . . . . .	142
4.2	Par quel mécanisme ces anomalies de SST peuvent-elles rétroagir sur les régimes de temps ? . . . . .	147
4.2.1	Contexte bibliographique . . . . .	147
4.2.2	Impact des anomalies de SST sur la température en basse troposphère	151
4.2.3	Impact des anomalies de SST sur la circulation atmosphérique de surface . . . . .	153
4.2.4	Transmission du signal vers la moyenne troposphère . . . . .	161



4.2.5	Limites de l'étude . . . . .	164
4.3	Les interactions entre régimes de temps et surface océanique dans la simulation couplée C1h . . . . .	165
4.4	Comparaison avec les résultats d'autres études . . . . .	171
	Synthèse . . . . .	175

## II Impact des variations diurnes océaniques sur les plus longues échelles temporelles 179

<b>5</b>	<b>Analyse de simulations océaniques forcées : impact des variations diurnes océaniques sur la variabilité intrasaisonnière des températures de surface</b>	<b>181</b>
5.1	Objectifs et méthode . . . . .	181
5.2	Article : Impact of the ocean diurnal variations on the intraseasonal variability of Sea Surface Temperatures in the Atlantic Ocean . . . . .	182
5.2.1	Introduction . . . . .	183
5.2.2	Model and simulations . . . . .	189
5.2.3	Modulation of the intraseasonal SST variability by the diurnal variability . . . . .	197
5.2.4	Mechanism by which diurnal variations in wind stress and non solar heat flux can affect the daily mean SST . . . . .	208
5.2.5	Discussion . . . . .	216
5.2.6	Conclusion . . . . .	219
5.2.7	References . . . . .	220
	Synthèse . . . . .	221
<b>6</b>	<b>Analyse de simulations couplées océan-atmosphère : impact des variations diurnes océaniques sur les états moyens océanique et atmosphérique</b>	<b>225</b>
6.1	Méthodologie . . . . .	226
6.2	Contexte bibliographique . . . . .	227
6.2.1	Impact du cycle diurne de la surface sur le profil d'humidité et la couverture nuageuse . . . . .	227
6.2.2	Impact du cycle diurne océanique sur l'état moyen climatique . . . . .	228
6.3	Le gradient méridien d'amplitude du réchauffement diurne . . . . .	229
6.4	Correction en SST moyenne induite par la variabilité diurne océanique . . . . .	231
6.5	Anomalies de tendance en SST induites par la variabilité diurne océanique . . . . .	233
6.6	Bilan des flux expliquant les anomalies de tendance en MLT en mai et juin . . . . .	235
6.6.1	Anomalies de flux radiatif infrarouge descendant . . . . .	236
6.6.2	Anomalies de flux radiatif infrarouge montant . . . . .	236
6.6.3	Anomalies de flux de chaleur latente et sensible . . . . .	238
6.6.4	Anomalies de flux solaire . . . . .	238

6.6.5	Anomalies de flux de chaleur à la base de la couche de mélange . . .	239
6.6.6	Bilan : Quels facteurs sont responsables de l'apparition des anomalies de SST présentes pendant l'été boréal? . . . . .	239
6.7	Facteurs responsables des anomalies de flux radiatif infrarouge descendant	239
6.8	Anomalies de contenu en vapeur d'eau atmosphérique et d'extension de la couverture nuageuse . . . . .	244
6.9	Initiation de la boucle de rétroaction . . . . .	244
6.10	De la SST à la circulation atmosphérique de grande échelle . . . . .	248
6.11	Bilan des flux expliquant les anomalies de tendance en SST à partir du mois d'août . . . . .	249
6.12	Limites de l'étude . . . . .	252
6.13	Discussion des résultats . . . . .	253
	Synthèse . . . . .	255
<b>Conclusion</b>		<b>261</b>
	Outils numériques . . . . .	261
	Sensibilité des régimes de temps estivaux au couplage avec la surface marine . .	262
	Impact des variations diurnes océaniques sur les plus longues échelles temporelles	263
	Synthèse générale . . . . .	265
<b>Perspectives</b>		<b>267</b>
	A moyen terme . . . . .	267
	A plus long terme . . . . .	269
<b>Liste des acronymes</b>		<b>271</b>
<b>Table des figures</b>		<b>272</b>
<b>Liste des tableaux</b>		<b>284</b>
<b>A Un mécanisme de variabilité interannuelle de la circulation thermohaline en Atlantique Nord dans un modèle couplé global de circulation générale</b>		<b>309</b>
<b>B Réponse au changement climatique de la circulation thermohaline en Atlantique Nord dans un modèle couplé de circulation générale</b>		<b>A-21</b>
<b>C Interactions hivernales entre les aérosols et les régimes de temps dans la région Nord Atlantique Europe</b>		<b>B-15</b>
<b>D Sensibilité des régimes de temps hivernaux au couplage avec la surface marine</b>		<b>D-1</b>
D.1	Impact du couplage océan-atmosphère dans la région NAE sur la persistance des régimes de temps hivernaux . . . . .	D-1

---

D.2	Impact des régimes de temps sur la surface marine et rétroactions sur la circulation atmosphérique : diagnostics en mode forcé . . . . .	D-2
D.2.1	Objectifs et méthode . . . . .	D-2
D.2.2	Article : Winter interactions between weather regimes and marine surface in the North-Atlantic European region . . . . .	D-3
D.2.3	Complément d'article : Nouvelles simulations atmosphériques forcées du modèle ARPEGE-climat . . . . .	D-10
D.2.4	Synthèse des expériences forcées . . . . .	D-10
D.3	Pourquoi les régimes de temps hivernaux sont-ils moins sensibles au couplage avec la surface marine que les régimes de temps estivaux? . . . . .	D-10
D.3.1	Impact des anomalies de SST et de concentration de glace de mer sur la température en basse troposphère . . . . .	D-11
D.3.2	Impact des anomalies de SST sur la circulation atmosphérique de surface . . . . .	D-13
D.4	Discussion et conclusion . . . . .	D-18



# Chapitre 1

## Introduction

### 1.1 Le climat : état moyen et variabilité

Au coeur de l'actualité, le thème du changement climatique fait des remous dans les médias. Une prise de conscience politique se met progressivement en place, marquée tout d'abord par la reconnaissance du changement climatique d'origine anthropique par la Convention-Cadre des Nations Unies sur les Changements Climatiques lors du sommet de la Terre à Rio de Janeiro en 1992 et ratifié par 189 pays. Ce traité place la notion de développement durable au coeur des préoccupations et introduit le principe de précaution. L'objectif fixé à cette occasion était de stabiliser en 2000 les émissions de gaz à effet de serre au niveau de 1990. Puis le protocole de Kyoto, en 1998, renforce la contrainte en fixant des engagements ciblant les 6 gaz à effet de serre ( $CO_2$ ,  $CH_4$ ,  $HFC$ ,  $PFC$ ,  $N_2O$  et  $SF_6$ ) jugés les plus actifs. L'objectif est de réduire les émissions globales d'au moins 5.5% à horizon 2008-2012 par rapport au niveau de 1990. Ce protocole est entré en vigueur en février 2005. Il a été ratifié par 179 pays à l'exception notable des Etats-Unis, du Tchad, de Taïwan ou encore de l'Afghanistan.

Le Groupement d'experts Intergouvernemental sur l'Evolution du Climat (GIEC) a été créé conjointement par l'Organisation Météorologique Mondiale (OMM) et par le Programme des Nations Unies pour l'Environnement (PNUE) en 1988. Sa mission est "d'évaluer l'information d'ordre scientifique, technique et socio-économique pertinente pour comprendre les risques liés au changement climatique d'origine humaine", de cerner plus précisément les conséquences possibles de ce changement et d'envisager d'éventuelles stratégies d'adaptation et d'atténuation. Quatre rapports d'évaluation ont été publiés par le GIEC depuis sa création : en 1990, 1995, 2001 et 2007. Ces rapports rassemblent les résultats des divers travaux scientifiques menés sur le sujet.

D'après son dernier rapport, *"Le réchauffement du système climatique est sans équivoque. On note déjà, à l'échelle du globe, une hausse des températures moyennes de l'atmosphère et de l'océan, une fonte massive de la neige et de la glace et une élévation du*

*niveau moyen de la mer"* (extrait du rapport de synthèse). Outre ces conclusions robustes sur le changement climatique, subsistent encore des incertitudes sur d'autres aspects, notamment en terme de variabilité climatique. *"La variabilité des phénomènes extrêmes, comme la sécheresse, les cyclones tropicaux, les températures extrêmes ou la fréquence et l'intensité des précipitations, est plus difficile à analyser et à surveiller que les moyennes climatiques, car cela nécessite de longues séries chronologiques de données à haute résolution spatiale et temporelle"* (extrait du rapport de synthèse).

L'étude du changement climatique repose sur une définition précise de ce qu'est le climat. La notion de climat est à distinguer de celle de temps (ou météorologie) mais y est cependant fortement liée. Le terme de temps fait référence aux fluctuations locales journalières ou au plus hebdomadaires des paramètres atmosphériques tels que la température, les précipitations ou les vents. Le climat correspond à une description statistique du temps sur des échelles temporelles variées s'échelonnant de l'échelle mensuelle à l'échelle multi-millénaire ou plus longue. Les paramètres atmosphériques (température, précipitation, humidité, pression, vents ...) sont caractérisés par une moyenne sur une échelle temporelle choisie et une variabilité autour de cette moyenne. Par exemple, l'OMM recommande une période minimale de 30 ans pour évaluer une moyenne climatologique, saisonnière ou annuelle. On peut alors analyser la variabilité intrasaisonnière ou interannuelle autour de ces moyennes.

Les notions de temps et climat sont intrinsèquement liées : le climat est une moyenne du temps qu'il fait, et le temps qu'il fait est dépendant du climat. Par exemple, les fluctuations météorologiques typiques des régions polaires sont très différentes de celles des régions tropicales. Un changement d'état moyen du système climatique peut être associé à une modification de la variabilité autour de cet état moyen. Cependant l'évolution de cet état moyen correspond à de la variabilité pour des échelles de temps plus longues, la notion d'état moyen étant bien sûr une notion relative à l'échelle temporelle considérée.

Pour ce qui concerne l'étude du changement climatique, l'activité anthropique induit un changement d'état moyen du système climatique sur des échelles de temps décennales à millénaires par un réajustement vers un nouvel état d'équilibre de la température, du cycle hydrologique, de l'extension de la glace de mer, des circulations atmosphérique et océanique... Ce nouvel état du système climatique est susceptible d'être associé à une modification de la variabilité sur des échelles de temps intrasaisonnière à interannuelle, en terme d'amplitude ou de spectre de fréquence. L'impact de l'activité anthropique en termes de variabilité climatique reste une question encore ouverte au sujet du changement climatique. La variabilité intrasaisonnière de la circulation atmosphérique peut-elle être affectée ? Comment la fréquence d'occurrence de certains événements extrêmes (tempêtes, canicules, cyclones, vagues de froid, sécheresse... ) peut-elle être influencée ? Pour progresser sur ces questions, une bonne compréhension des mécanismes de génération de la variabilité du système climatique à des échelles de temps intrasaisonnière à interannuelle est indispensable. Dans cette thèse, on se propose donc d'étudier quelques mécanismes

impliqués dans la variabilité intrasaisonnière de la circulation atmosphérique de grande échelle et en particulier ceux faisant intervenir la composante océanique du système climatique. Notre principale région d'étude sera la région Nord Atlantique Europe (NAE). En effet, la variabilité climatique en France étant, au premier ordre, pilotée par la variabilité atmosphérique dans la région NAE, son étude est d'un intérêt majeur pour nos populations.

## 1.2 Variabilité et prévisibilité

La variabilité atmosphérique peut se décomposer, de manière conceptuelle, en variabilité interne et variabilité forcée. Le terme interne fait référence à la variabilité dont l'origine n'implique pas l'intervention d'un autre sous-système climatique (océan, surface continentale, glace de mer). La variabilité interne atmosphérique correspond à la variabilité intrinsèque qui se développe, par exemple, par croissance d'instabilités comme les tempêtes extratropicales. La variabilité interne est en partie liée à la nature chaotique de l'atmosphère.

Par opposition, le terme "forcé" fait référence à la variabilité atmosphérique dont l'existence est conditionnée par un autre sous-système climatique ou par un forçage externe au système climatique. Par exemple, une anomalie de température de surface océanique ou d'extension de banquise ou bien une modification de l'activité solaire peut générer une réponse atmosphérique. Ce lien de cause à effet confère une part de déterminisme et donc de prévisibilité potentielle à la variabilité atmosphérique. Cependant, il faut mettre un bémol sur cette notion de forçage car dans de nombreux cas, l'anomalie de glace de mer ou de température de surface a elle-même été générée par l'atmosphère. On parle alors de rétroaction plutôt que de forçage. En réalité, la décomposition en variabilité interne et variabilité forcée est purement idéalisée car celles-ci interagissent entre elles. Cette simplification conceptuelle permet cependant d'appréhender plus facilement les mécanismes de variabilité. Lors d'analyses de simulations numériques, cette distinction est d'autant plus aisée qu'il suffit de forcer ou de coupler la composante climatique que l'on étudie avec le reste du système.

La nature essentiellement chaotique de l'atmosphère limite sa prévisibilité dans le temps, à des échéances de l'ordre de la semaine dans les moyennes et hautes latitudes. Au-delà du mois, de par son inertie thermique, le forçage océanique peut piloter une partie de la variabilité atmosphérique (*Frankignoul and Kestenare, 2002; Frankignoul et al., 2002; de Coëtlogon and Frankignoul, 2003; Vellinga and Wood, 2002*). La variabilité de la couverture de glace de mer peut également constituer une source de prévisibilité potentielle (*Slonosky et al., 1997; Goosse et al., 2003; Alexander et al., 2004; Singarayer et al., 2006; Deser et al., 2007*), de même que les réserves d'eau continentale (*Douville, 2009; Conil et al., 2009*). Ces diverses sources de forçage de la variabilité atmosphérique constituent l'essence des prévisions saisonnières à décennales. Cependant, les récents résultats

de Cassou (2008) montrent un forçage de la circulation atmosphérique de grande échelle dans la région NAE par l’Océan Atlantique tropical à des échelles de temps inférieures au mois, ce qui suggère une prévisibilité potentielle de l’atmosphère à échéance de l’ordre de 10 jours.

Affiner la compréhension de la variabilité atmosphérique à l’échelle de temps intra-saisonnière, d’une part ouvre des perspectives de prévision météorologique à échéance supérieure à une semaine et peut permettre, d’autre part, d’appréhender l’impact du changement climatique en termes d’intensité et de fréquence des fluctuations météorologiques.

### 1.3 La variabilité atmosphérique et ses échelles temporelles

Les paramètres atmosphériques fluctuent sur une large gamme d’échelles temporelles qui couvre les échelles diurne à multi-millénaire ou plus longue. Cette section vise à décrire ces fluctuations aux échelles de temps allant jusqu’à l’échelle interannuelle, qui sont les échelles considérées dans cette thèse. Nous nous concentrons sur la variabilité atmosphérique dans la région NAE, qui est notre région d’intérêt.

#### 1.3.1 Variabilité interannuelle

Dans la région Nord Atlantique Europe (NAE), l’Oscillation Atlantique Nord (NAO) (Hurrell, 1995a; Hurrell et al., 2003) constitue le principal mode de variabilité atmosphérique interannuel et explique près de la moitié de la variabilité de la circulation atmosphérique de grande échelle. Ce mode est caractérisé par une oscillation de la différence de pression entre l’anticyclone des Açores et la dépression d’Islande. La structure géographique des anomalies de hauteur géopotentielle à 500hPa (Z500) associées à ce mode apparaît en Fig. 1.1. Une phase positive (négative) de l’oscillation se traduit par un anticyclone des Açores plus (moins) intense et une dépression d’Islande plus (moins) creusée. Ce mode est le plus robuste et le plus persistant de tous les modes de l’hémisphère Nord (Barnston and Livezey, 1987). Ce mode de variabilité est présent toute l’année mais son amplitude est

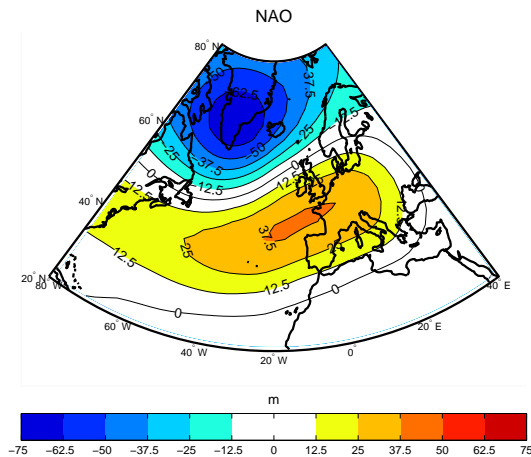


FIG. 1.1 – Première EOF des données hivernales (Décembre-Février) de Z500 de la réanalyse ERA40 (Gibson et al., 1997; Uppala et al., 2004) couvrant la période 1958-2001 sur le domaine NAE (20°N-80°N, 80°W-40°E). Intervalle entre les contours : 12.5m



maximale en hiver.

En termes de circulation atmosphérique sur la région NAE, une phase positive (négative) de la NAO correspond à une intensification (un affaiblissement) et un décalage vers le nord (sud) du flux d'ouest ainsi qu'une accentuation (un ralentissement) des Alizés. Le décalage méridien du flux d'ouest est associé à un déplacement de la trajectoire des tempêtes vers le nord (sud) en phase positive (négative) (Rogers, 1990; Hurrell, 1995b; Serreze et al., 1997). Les transports de chaleur et d'humidité associés induisent, en phase positive (négative), une augmentation (diminution) des précipitations et de la température sur la Scandinavie et le nord de l'Europe jusqu'en Sibérie Occidentale et une diminution (augmentation) sur la Péninsule Ibérique et la région Méditerranéenne (Hurrell, 1995a).

### 1.3.2 Le cycle saisonnier

Le cycle saisonnier est piloté par la révolution de la Terre autour du Soleil qui, du fait de l'inclinaison de l'axe de rotation de la Terre sur elle-même, est responsable d'une évolution de la quantité d'énergie solaire reçue à la surface de la Terre au cours de l'année. Les paramètres atmosphériques et océaniques se caractérisent par un cycle saisonnier important. Aux moyennes latitudes par exemple, l'amplitude du cycle annuel des températures de surface océanique atteint environ 10 °C, tandis que celui des températures de surface continentales peut atteindre 40°C dans le cas des climats continentaux les plus rudes.

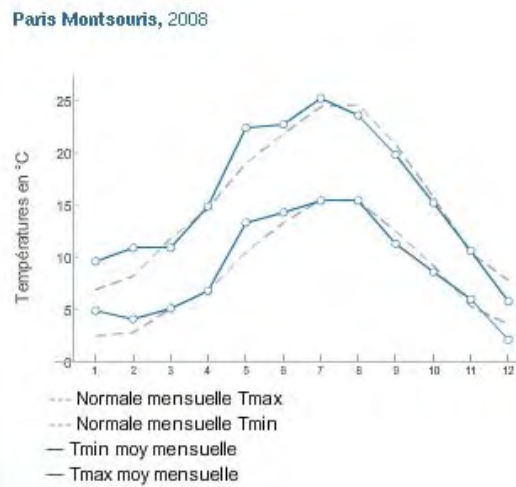


FIG. 1.2 – Cycle des températures à Paris au cours de l'année 2008. source : Météo-France.

### 1.3.3 Variabilité intrasaisonnière

La variabilité intrasaisonnière est caractérisée par les fluctuations des paramètres atmosphériques autour de leur moyenne saisonnière. Les tempêtes constituent une manifestation des fluctuations météorologiques sur une durée de l'ordre de la semaine à l'échelle synoptique (de l'ordre du millier de kilomètres). Dans les moyennes latitudes, la variabilité intrasaisonnière est essentiellement dominée par l'intensité et la fréquence de ces tempêtes, ou dépressions synoptiques. Elles peuvent être diagnostiquées par la variance du Z500 filtrée dans la gamme d'échelles temporelles 2,5-8 jours (Blackmon, 1976). Le passage de ces perturbations est très fortement lié à la circulation atmosphérique de grande échelle

qui influence par exemple, leur trajectoire (*Cai and Mak, 1990; Branstator, 1995; Whitaker and Dole, 1995*). Une situation de blocage atmosphérique, c'est-à-dire, la présence d'un anticyclone étendu et persistant (de l'ordre de la semaine) constitue un exemple de situation qui fait obstacle au passage des tempêtes (*Lau, 1988*). Les fluctuations intrasaisonnières des paramètres atmosphériques, et en particulier l'intensité de ces fluctuations, sont affectées par la saison considérée. La variabilité intrasaisonnière atmosphérique est par exemple plus marquée en hiver qu'en été.

### **Les régimes de temps pour représenter la variabilité intrasaisonnière de la circulation atmosphérique de grande échelle**

La variabilité intrasaisonnière de la circulation atmosphérique de grande échelle sur la région Nord Atlantique Europe (NAE) peut être représentée en hiver (*Vautard, 1990*) comme en été (*Cassou et al., 2005*) par des transitions entre un nombre restreint d'états préférentiels, appelés régimes de temps. Les régimes de temps sont caractérisés par leurs propriétés de persistance (de 7 à 8 jours en moyenne), de quasi-stationnarité et de récurrence (*Michelangeli et al., 1995*). On peut ainsi caractériser la variabilité intrasaisonnière de la circulation atmosphérique par la fréquence d'occurrence de ces régimes de temps (*Ghil and Childress, 1987*).

Dans le cadre de cette thèse, je me suis appuyée sur cette notion de régimes de temps pour analyser la variabilité intrasaisonnière de la circulation atmosphérique de grande échelle sur la région Nord Atlantique Europe (NAE). Ce concept de régimes permet d'interpréter les fluctuations météorologiques comme la transition entre deux régimes et les fluctuations climatiques comme des modifications des fréquences d'occurrence des différents régimes sur une période donnée (*Ghil and Childress, 1987; Palmer, 1993, 1998; Kageyama et al., 1999*), et ainsi de percevoir de manière plus concrète le lien entre météorologie et climat à nos latitudes.

Divers algorithmes de classification permettent d'obtenir ces régimes de temps. Le but de ces algorithmes est de regrouper un ensemble de situations météorologiques en un nombre fini de classes de façon à minimiser la variance intra-classes et maximiser la variance inter-classes. Ces algorithmes se répartissent en deux catégories, les algorithmes dits hiérarchiques et les algorithmes dits de partitionnement (cf *Andeberg (1973)* pour une revue détaillée).

Un algorithme hiérarchique est un algorithme qui regroupe progressivement les classes les plus semblables. Le nombre de classes diminue ainsi à chaque aggrégation à partir d'un nombre initial de classes égal au nombre d'éléments à classer. Le critère d'arrêt repose sur les propriétés statistiques des classes obtenues, en termes de variance intra-classes et inter-classes. La robustesse du nombre de classes obtenues peut être évaluée par ses propriétés de reproductibilité. Un exemple d'algorithme hiérarchique est la méthode de *Ward*

(1963), dont la spécificité repose sur la méthode de fusion des classes. Cette méthode est basée sur la minimisation de la somme des inerties internes des classes, où l'inertie interne quantifie les disparités entre les membres d'une classe.

Dans un algorithme de partitionnement (*Legras et al.*, 1987), le nombre de classes  $k$  est déterminé à l'avance et  $k$  centroïdes initiaux sont choisis aléatoirement. Le processus d'aggrégation est itératif et à chaque itération, tous les éléments sont classés par un critère de similarité entre ces éléments et les centroïdes issus de l'itération précédente puis les centroïdes sont recalculés à partir de cette nouvelle classification. Un exemple d'algorithme de partitionnement est la méthode des  $k$ -means de *Michelangeli et al.* (1995). Pour déterminer le nombre de classes qui a un sens statistique, *Michelangeli et al.* (1995) comparent la classification obtenue à celle réalisée à partir d'un bruit rouge de même autocovariance à l'ordre 0 et 1 que le signal étudié, grâce à un indice de classifiabilité qui mesure la reproductibilité des centroïdes. La méthode de classification de *Michelangeli et al.* (1995) est celle qui sera utilisée dans cette thèse. Elle sera décrite en détail dans la section 3.1.2.

D'après les résultats de *Vautard* (1990), *Plaut and Vautard* (1994) et *Michelangeli et al.* (1995), le nombre de régimes considérés comme physiques et statistiquement robustes pour la saison hivernale est de 4. A chacun des quatre régimes de temps sont associées des anomalies de hauteur géopotentielle à 500hPa (Z500) représentées pour le cas de l'hiver (Décembre-Février) sur la Fig. 1.3. Ces régimes ont été calculés à partir des données journalières de la réanalyse ERA40 (*Gibson et al.*, 1997; *Uppala et al.*, 2004) couvrant la période 1958-2001 (<http://www.ecmwf.int/products/data/technical/index.html>) sur le domaine NAE (20°N-80°N, 80°W-40°E).

Le premier régime de temps (29.4% d'occurrence), dénommé Régime Zonal, est associé à une intense anomalie cyclonique, d'amplitude -100  $m$  environ avec un maximum de -172  $m$ , couvrant la partie nord de l'Océan Nord-Atlantique accompagnée d'une anomalie anticyclonique d'amplitude plus faible (environ 50  $m$ ) qui s'étend de la côte Est-Américaine jusqu'au sud du continent Européen. Le deuxième régime (24.8% d'occurrence), nommé Régime de Blocage, est caractérisé par une cellule anticyclonique intense, d'amplitude 100  $m$  environ avec un maximum de 179  $m$ , centrée sur la Péninsule Scandinave accompagnée d'une anomalie dépressionnaire, d'environ -50  $m$ , s'étendant de la baie de Baffin vers le centre de l'Océan Atlantique Nord. Le troisième régime (23.0% d'occurrence), ou NAO-, est constitué d'un dipôle d'anomalies entre le Groenland (environ 150  $m$ ) et le Golfe de Gascogne (environ -75  $m$ ). Le quatrième régime (22.8% d'occurrence), ou régime de Dorsale Atlantique, est caractérisé par une intense anomalie anticyclonique centrée sur l'Océan Atlantique Nord, d'environ 150  $m$  avec un maximum de 204  $m$ , et accompagnée au nord-est par une anomalie dépressionnaire couvrant la Péninsule Scandinave (environ -50  $m$ ). Ces régimes de temps ont une structure verticale quasi-barotrope avec des champs d'anomalies de pression de surface (non montrés) miroirs des anomalies de Z500.

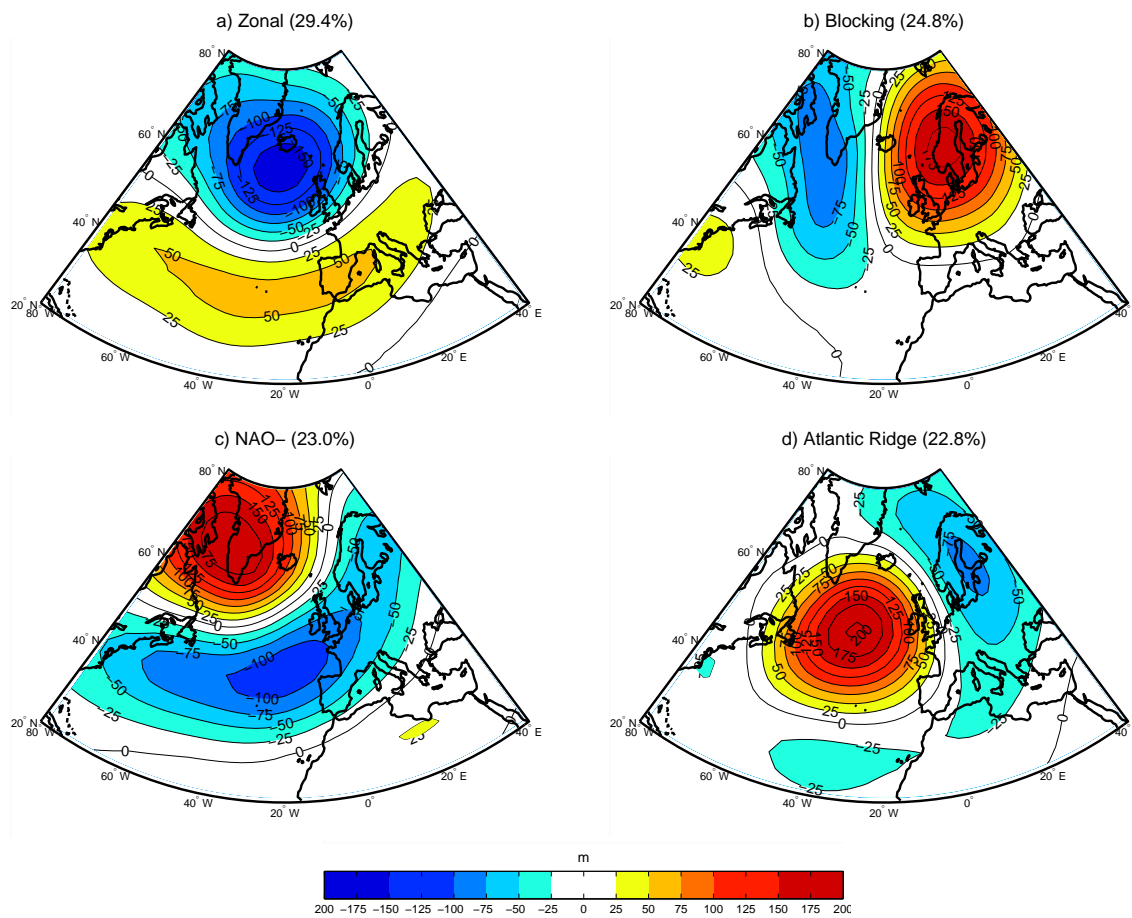


FIG. 1.3 – Composites des anomalies de Z500, en m, correspondant à chacun des quatre régimes calculés à partir des données de la réanalyse ERA40 sur le domaine NAE en hiver (Décembre-Février). Les zones colorées correspondent à des anomalies significatives à 95%, suivant un test de bootstrap. a) Régime Zonal, b) Blocage, c) NAO-, d) Dorsale Atlantique. Intervalle entre les contours : 25m.

Le régime Zonal et le régime NAO– (Figs. 1.3a et 1.3c) correspondent aux deux phases de l’Oscillation Nord Atlantique (*Hurrell, 1995a; Hurrell et al., 2003*) (voir Fig. 1.1 et section 1.3.1) d’où l’appellation NAO–, le régime Zonal étant parfois aussi appelé NAO+. Cependant, leurs structures spatiales ne sont pas exactement symétriques et le mode hivernal interannuel NAO (Fig. 1.1) correspond à une moyenne des structures spatiales de ces deux régimes de temps. La méthode statistique des EOF qui a permis d’extraire le mode de variabilité saisonnier NAO repose sur l’hypothèse forte de symétrie et de linéarité de la variabilité atmosphérique. Les méthodes de classification permettent de s’affranchir de cette contrainte de symétrie spatiale. La décomposition de la variabilité atmosphérique en quatre régimes offre une description plus riche et plus précise. D’ailleurs, la variance expliquée par le mode saisonnier NAO atteint seulement 42.5% (dans les données de la réanalyse ERA40) alors que les quatre régimes de temps décrivent environ 90% de la variance journalière.

Ces régimes de temps sont associés à des anomalies de transport d’humidité et de chaleur de grande échelle pilotant des impacts météorologiques régionaux. Le régime Zonal (ou Dépression Atlantique en été) se traduit par un renforcement des vents d’Ouest sur l’ensemble du bassin Atlantique Nord et par un déplacement de la trajectoire des perturbations vers le Nord de l’Europe (Fig. 1.4a). Ces perturbations venant de l’Océan Atlantique transportent de l’air maritime doux et humide jusqu’à la Sibérie Occidentale. Le régime Zonal (Dépression Atlantique en été) est associé à une augmentation des précipitations (non montré) et de la température (Fig. 1.4a) sur le nord de l’Europe et une diminution des précipitations sur le sud de l’Europe. Inversement, en régime NAO–, le ralentissement des vents d’ouest et le déplacement du rail dépressionnaire vers le sud sont associés à une diminution des précipitations et de la température sur le nord de l’Europe (Fig. 1.4c) et une augmentation des précipitations sur le sud de l’Europe. Le régime de Blocage se traduit par un affaiblissement des vents d’ouest et un blocage des tempêtes qui ne pénètrent pas dans les terres. Les températures de surface sont alors plus froides (Fig. 1.4b) et les précipitations diminuent sur l’Europe. La Dorsale Atlantique est associée à une descente d’air polaire sur son flanc est qui conduit à une diminution des températures sur l’Europe (Fig. 1.4d).

La méthode de décomposition de la variabilité intrasaisonnière en régimes de temps a été développée à l’origine pour étudier la variabilité hivernale a ensuite été appliquée à la saison estivale par *Cassou et al. (2005)* qui obtiennent également quatre régimes en été. Cette convention de quatre régimes sera suivie dans la suite de ce manuscrit. Les quatre régimes d’été sont très similaires aux quatre régimes d’hiver, mais avec une amplitude des anomalies de Z500 environ deux fois moins importante. Les structures et les caractéristiques (fréquence, persistance) des régimes de temps estivaux seront décrits en détail dans la section 3.1.2. Des études récentes ont permis de relier l’occurrence de certains régimes de temps estivaux, en particulier le régime de Dépression Atlantique et le régime de Blocage, à des vagues de chaleurs en Europe (*Cassou et al., 2005*). De même,

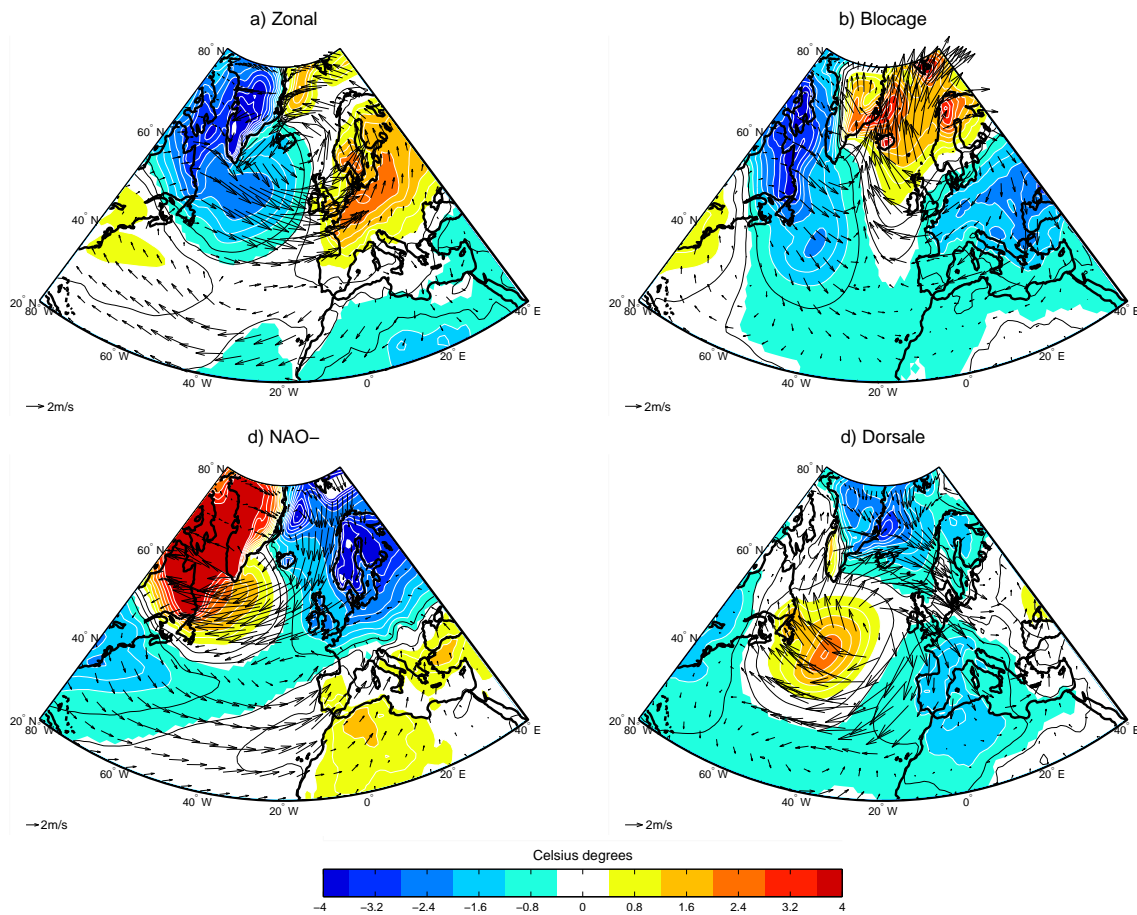


FIG. 1.4 – Composites des anomalies de température atmosphérique à 2m, en °C, et de vent à 10m, en m/s, correspondant à chacun des quatre régimes hivernaux (Décembre-Février). Les zones colorées correspondent à des anomalies significatives à 95%, suivant un test de bootstrap. a) Régime Zonal, b) Blocage, c) NAO-, d) Dorsale Atlantique. Intervalle entre les contours : 25m.

des événements extrêmes en termes de température ou précipitation peuvent être reliés à l'occurrence de chacun des quatre régimes hivernaux (*Yiou and Nogaj, 2004*). Ce type de relation entre régimes de temps et impacts météorologiques régionaux pourrait être exploité pour la prévision météorologique. Par exemple, une meilleure compréhension des facteurs favorisant l'occurrence de chacun des régimes permettrait d'améliorer leur prévisibilité ainsi que celle des impacts associés, à des échelles de temps supérieures à une semaine. Une des questions principales abordées au cours de cette thèse concerne donc les régimes de temps, l'objectif étant de rechercher quels facteurs peuvent influencer leur occurrence. Nous avons choisi de nous concentrer dans cette thèse sur la saison estivale, le rôle de la surface marine sur les caractéristiques (distribution spatiale, fréquence d'occurrence et persistance) des régimes de temps d'été faisant l'objet des chapitres 3 et 4. Nous décrirons donc plus en détails les régimes de temps d'été dans la section 3.1.

### 1.3.4 Le cycle diurne

Le cycle diurne atmosphérique est piloté par les variations d'énergie solaire absorbée par la surface au cours de la journée (entre  $0 W/m^2$  et  $1000 W/m^2$  environ aux moyennes latitudes en été), elles-mêmes induites par la rotation terrestre. Le cycle diurne d'ensoleillement conduit généralement à un réchauffement de la surface continentale et océanique pendant la matinée avec un pic de température en début d'après-midi. Le réchauffement diurne atteint typiquement des valeurs d'environ  $10^\circ C$  en été dans nos régions. Ce cycle de température de la surface est alors transmis aux basses couches troposphériques par les flux turbulents de chaleur sensible et latente principalement. Au cycle diurne des températures de surface est donc associé un cycle diurne de la Couche Limite Atmosphérique (CLA). La CLA est définie comme la partie inférieure de la troposphère qui réagit rapidement (avec des constantes de temps de l'ordre de la journée) aux sollicitations de la surface terrestre (*Holton, 2004; Malardel, 2009*).

Le comportement diurne de la CLA est décrit dans l'ouvrage de *Stull (1988)*. Nous reprenons ici quelques éléments de cet ouvrage qui seront utiles à la compréhension du couplage entre le cycle diurne de la surface et celui de la CLA (traduction et présentation largement inspirés des cours de Valéry Masson et Philippe Bougeault).

La **Couche Limite Atmosphérique (CLA)** est définie comme la partie de l'atmosphère directement influencée par la présence de la surface continentale ou océanique et qui répond à ce forçage avec des temps caractéristiques de l'ordre de l'heure voire moins. Les caractéristiques de la surface qui pilotent l'évolution dynamique et thermodynamique de la CLA sont les suivantes :

1. La surface peut être considérée comme immobile. Ceci est évident pour la surface continentale. Cette hypothèse peut également être faite sur la surface océanique du fait de la faiblesse des courants océaniques. Cette caractéristique va donc induire un frottement et un ralentissement des vents près de la surface.

2. La surface absorbe le rayonnement solaire la journée et restitue cette énergie à l'atmosphère via les flux de chaleur sensible, latent et infrarouge, réchauffant ainsi la CLA par le bas. Elle se refroidit pendant la nuit via l'émission infrarouge. Le cycle diurne des températures de surface est ainsi transmis à la CLA. L'atmosphère libre au-dessus ne subit pas ces variations diurnes de température.
3. La surface est source d'humidité pour la CLA ce qui favorise la formation de nuages dans celle-ci ou à son sommet (cumulus, strato-cumulus, stratus, brouillard).
4. La surface est source de composés gazeux, d'aérosols et de poussières.

Sous l'influence de la surface, la CLA subit un fort cycle diurne de ses caractéristiques : température (Fig. 1.5), humidité, concentration en polluants et espèces minoritaires, hauteur. Par exemple, sa hauteur varie typiquement de 100 m à 300 m la nuit jusqu'à 1 à 2 km la journée voire 4 à 5 km dans les cas extrêmes (au dessus-du Sahara par exemple).

Un des régimes les mieux connus de la CLA correspond à la phase diurne par temps non perturbé. Le bilan d'énergie de la surface est alors positif et cette énergie est restituée à l'atmosphère qui est réchauffée par le bas. La source principale de turbulence dans la CLA diurne est généralement la production thermique de turbulence, i.e. la production liée aux flux de chaleur à la base de la CLA. Cette couche mélangée a donc un caractère convectif et se développe verticalement en érodant la stratification stable qui la surplombe (Fig. 1.6).

A la tombée de la nuit, le flux de chaleur s'inverse en surface, et le refroidissement des basses couches est à l'origine de l'apparition d'une couche d'inversion nocturne. Cette couche d'inversion consiste en une couche limite très pincée et très stable dans laquelle la température augmente avec l'altitude. La turbulence s'estompe au cours de la nuit au-dessus de cette couche d'inversion nocturne.

A ce cycle diurne de la CLA peut être associé un cycle diurne de la couverture nuageuse. Au-dessus des continents, les nuages convectifs présentent un cycle diurne marqué. Les cumulus apparaissent souvent en fin de matinée ensoleillée pour persister puis dispa-

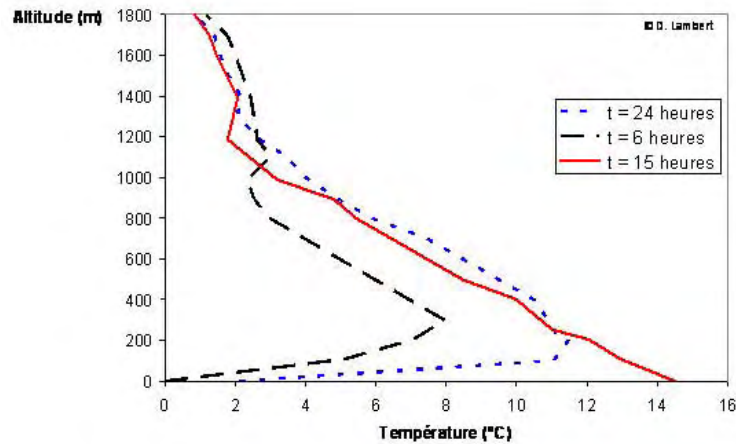


FIG. 1.5 – Evolution typique du profil de température au cours d'une journée. Cette figure est tirée de l'ouvrage de Lambert (1990)



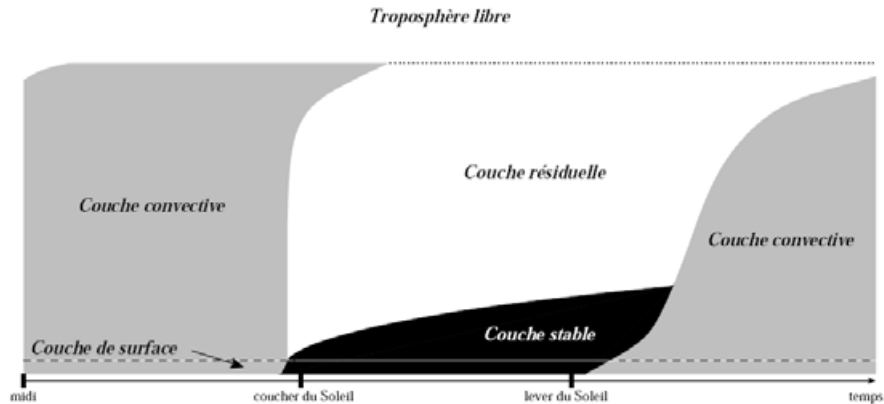


FIG. 1.6 – *Evolution schématique de la couche limite par temps calme et non perturbé. Cette figure est tirée de l'ouvrage de Stull (1988)*

raître en fin d'après-midi. Dans certaines conditions, la convection profonde apparaît au cours de la journée, provoquant des précipitations maximales en milieu d'après-midi (Holton, 2004). Au-dessus des océans, où le cycle diurne de la surface est moins marqué, on observe souvent des étendues de stratocumulus pendant plusieurs jours d'affilée. Dans la zone tropicale, on peut observer un cycle diurne marqué de l'activité convective mais avec un maximum de convection profonde dans la matinée alors que le maximum se produit en fin d'après-midi sur les continents (Gray and Jacobson, 1977; Janowiak et al., 1994; Yang and Slingo, 2001; Dai and Trenberth, 2004). Slingo et al. (2003) suggèrent un rôle des variations diurnes de la Température de Surface Océanique (SST) comme déclencheur de l'activité convective peu profonde précipitante.

Le cycle diurne des nuages est contrôlé par le cycle diurne de la couche limite sous-jacente, dans laquelle la turbulence se développe en phase avec le rayonnement solaire. Le phénomène de convection étant un processus à seuil (seuil de condensation), le développement de tels nuages ne se produit que si l'amplitude du cycle diurne de la CLA est suffisante.

Le cycle diurne de l'activité convective de la couche limite dépend donc fortement des conditions de surface. De plus, l'activité convective rétroagit sur les conditions de surface. Le développement vertical de la CLA associé à la formation des cumulus augmente le transport vertical d'humidité. En conséquence, l'évaporation en surface augmente et cette humidité est transportée à son tour vers le sommet de la couche limite, favorisant la formation des nuages et accentuant ainsi le transport vertical d'humidité. C'est une rétroaction positive. Par ailleurs, la présence des cumulus diminue l'intensité du flux solaire atteignant la surface ce qui a pour effet de réduire le flux de chaleur restitué par la surface à la CLA et donc le développement vertical de celle-ci. C'est une rétroaction

négative (*Rio*, 2007). Le cycle diurne atmosphérique est donc fortement couplé à celui des surfaces continentales et marines. Le cycle diurne océanique sera décrit plus en détails en section 1.5.2.

## 1.4 La variabilité océanique et ses échelles temporelles

L'une des sources de prévisibilité potentielle de l'atmosphère est l'océan. Dans cette thèse, nous nous intéresserons en particulier aux mécanismes de variabilité de l'atmosphère impliquant la composante océanique du système climatique. Nous allons donc dans un premier temps décrire la variabilité océanique aux diverses échelles de temps auxquelles elle se manifeste. La section 1.5 décrira ensuite les mécanismes d'interactions océan-atmosphère à ces différentes échelles de temps. Nous nous limitons à nouveau à une description aux échelles diurne à interannuelle qui sont les échelles temporelles considérées dans cette thèse.

### 1.4.1 Variabilité intrasaisonnière à interannuelle

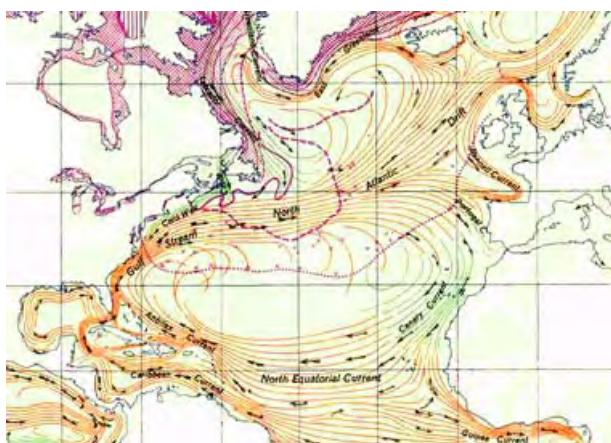


FIG. 1.7 – Gyres subtropical et subpolaire atlantiques. Illustration tirée de <http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/b/b4/>

Aux échelles de temps intrasaisonnière à interannuelle, la variabilité océanique se manifeste surtout par la variabilité de son océan de surface, défini ici comme le kilomètre supérieur de l'océan. Cette variabilité se caractérise par la variabilité des courants, de la température et de la salinité de surface. La figure 1.7 illustre la circulation océanique de surface dans l'océan Atlantique Nord. Cette circulation se caractérise principalement par la présence des gyres subtropical entre 20°N et 40°N et subpolaire entre 40°N et 60°N dont les circulations sont respectivement anticycloniques et cycloniques. Cette circulation se développe en réponse au forçage par les vents de surface, cette réponse étant modulée par la rotation et la sphéricité de la Terre qui introduit une asymétrie des gyres océaniques. Cette circulation peut être expliquée par le modèle idéalisé de *Munk* (1950). Le cou-

rant de bord ouest qu'est le Gulf Stream, est plus étroit et le courant y est plus rapide que dans les autres portions des gyres. Ce courant longe la côte américaine depuis la mer des Caraïbes et prend le large au niveau de Terre-Neuve. La circulation océanique de surface étant principalement pilotée par les vents de surface, sa variabilité aux échelles de

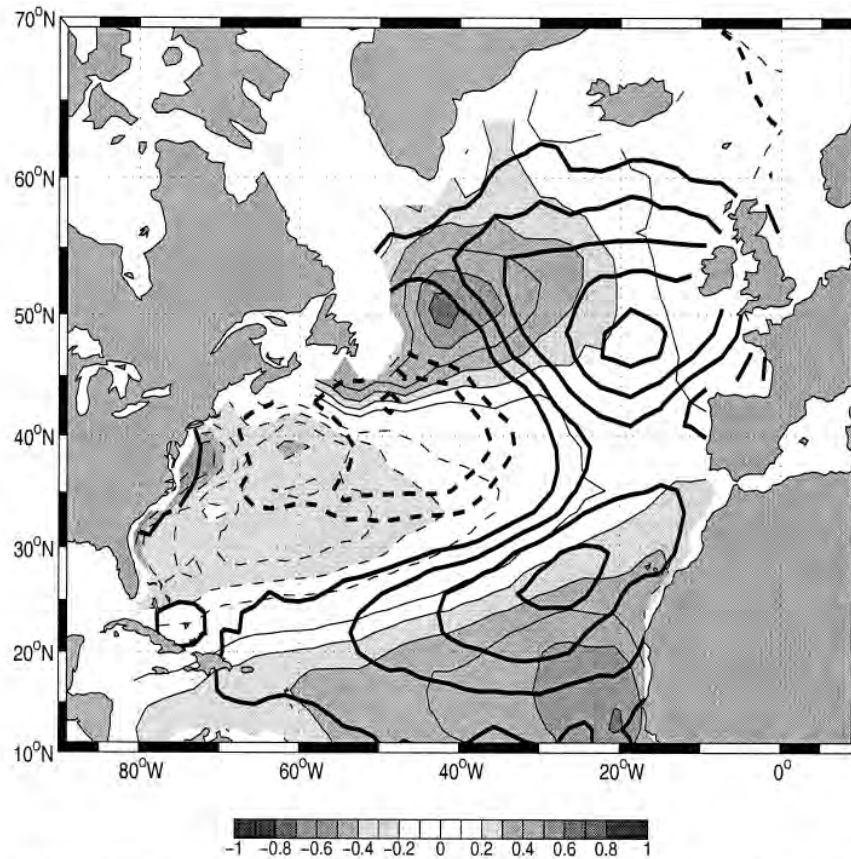


FIG. 9. SST regression maps showing the tripole (in K, gray shading, dashed contours for negative) and the NAH patterns (thick contours, every 0.1 K, dashed for negative).

FIG. 1.8 – Les niveaux de gris correspondent aux anomalies de SST associées au mode tripolaire de variabilité des SST dans l’océan Atlantique Nord. Figure tirée de Czaja and Frankignoul (2002). Les contours noirs correspondent à un mode de variabilité atmosphérique étudié par Czaja and Frankignoul (2002).

temps intrasaisonnière à interannuelle l’est aussi.

*Deser and Blackmon* (1993) ont mis en évidence le mode principal de variabilité interannuelle des températures de surface océanique (Fig. 1.8). Ce mode est dipolaire, caractérisé par un centre d’anomalies de SST à l’est de Terre-Neuve accompagné d’un centre d’anomalies de signe opposé le long de la côte américaine. Ce mode a été renommé mode tripolaire par les études ultérieures (*Czaja and Frankignoul*, 2002; *Cassou et al.*, 2004b; *Pan*, 2005; *Mochizuki et al.*, 2009) du fait de la bande tropicale d’anomalies de même signe que l’anomalie à l’est de Terre-Neuve qui accompagne le mode dipolaire de *Deser and Blackmon* (1993). Son spectre de fréquence montre que ce mode s’exprime préférentiellement à des échelles de temps quasi-biennales (Fig. 1.9).

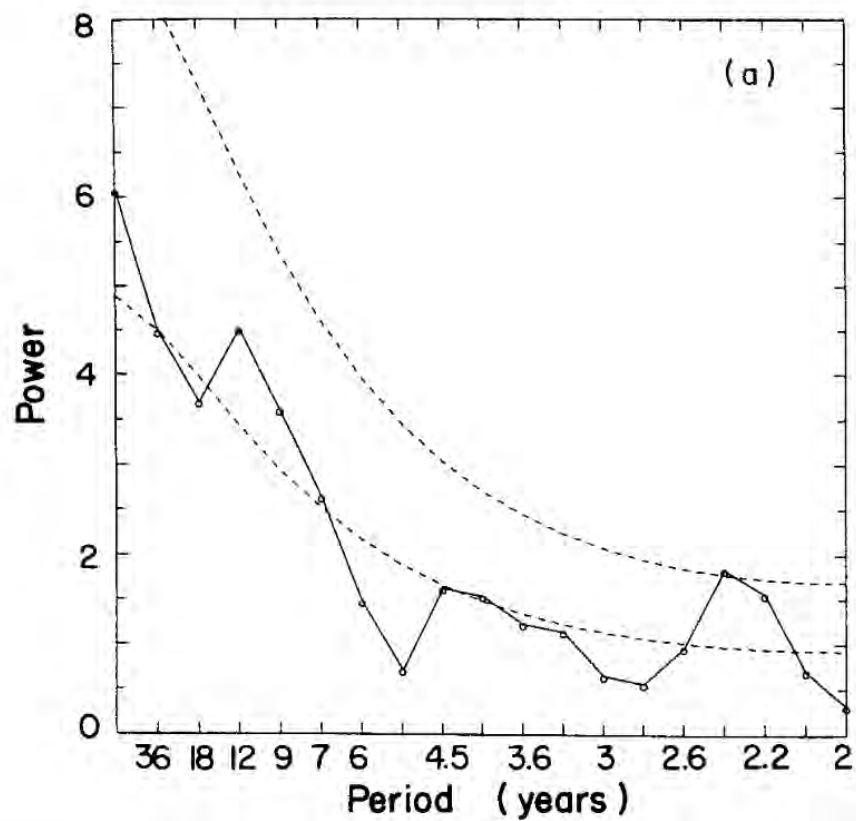


FIG. 1.9 – *Spectre de puissance du mode tripolaire. Figure tirée de Deser and Blackmon (1993). Les lignes tiretées délimitent l'intervalle de confiance à 95% du spectre du bruit rouge correspondant.*

### 1.4.2 Le cycle diurne

La gamme haute fréquence du spectre de variabilité des SST couvre les variations diurnes qui sont le résultat de la rotation terrestre et des variations induites d'énergie solaire atteignant la surface océanique au cours de la journée. (*Sverdrup et al.*, 1942; *Roll*, 1965). Alors que les anomalies de SST à des échelles de temps intrasaisonnière à interannuelle atteignent typiquement  $1^{\circ}\text{C}$ , le cycle diurne peut provoquer des variations de température de surface océanique de l'ordre de  $3^{\circ}\text{C}$  dans les tropiques (*Fairall et al.*, 1996; *Soloviev and Lukas*, 1997) voire même  $6^{\circ}\text{C}$  dans quelques cas extrêmes (*Flament et al.*, 1994; *Yokoyama et al.*, 1995) ou  $7^{\circ}\text{C}$  (*Gentemann et al.*, 2008).

La couche de mélange océanique est définie comme la couche de surface affectée par le mélange turbulent imposé par l'atmosphère à l'interface océan-atmosphère (Fig. 1.10). Alors que l'amplitude du réchauffement diurne sur une surface continentale est une conséquence directe des variations de flux solaire, son amplitude sur une surface océanique est aussi dépendante du mélange turbulent vertical. Les variations diurnes de la profondeur de couche de mélange jouent un rôle essentiel dans le cycle diurne de l'océan de surface. Cette profondeur dépend des effets compétitifs du mélange turbulent vertical qui tend à déstabiliser la colonne océanique et des processus physiques qui favorisent une stratification stable en densité. Les processus tendant à déstabiliser la colonne sont le forçage mécanique par la tension de vent et le forçage thermodynamique par les échanges de chaleur océan-atmosphère. Le forçage mécanique crée un cisaillement vertical de courant favorisant le mélange turbulent. Le forçage thermodynamique crée, généralement, un mélange convectif par une augmentation de densité en surface. La stabilisation de la colonne océanique se fait par le gradient vertical d'absorption d'énergie solaire.

Au lever du soleil, la pénétration de l'énergie solaire dans l'océan conduit à une stabilisation de l'océan de surface et la couche de mélange s'amincit rapidement (Fig. 1.11). L'énergie solaire absorbée est répartie sur une couche océanique de plus en plus mince, ce qui constitue une rétroaction positive et conduit à un réchauffement rapide de la couche de mélange. Parallèlement, la pénétration d'énergie solaire renforce la stabilité du profil

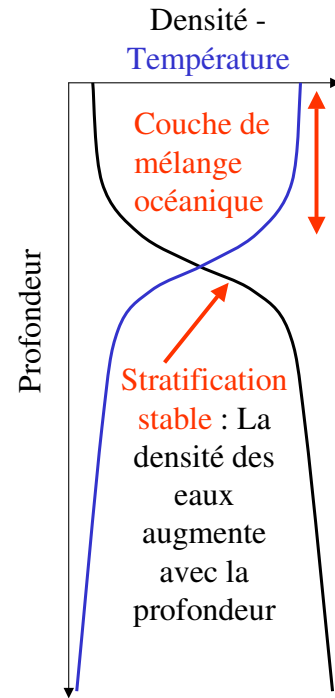


FIG. 1.10 – Profils de densité et de température dans l'océan. La couche de mélange correspond à une couche de densité, température et salinité homogènes. Le profil sous la couche de mélange est stable.

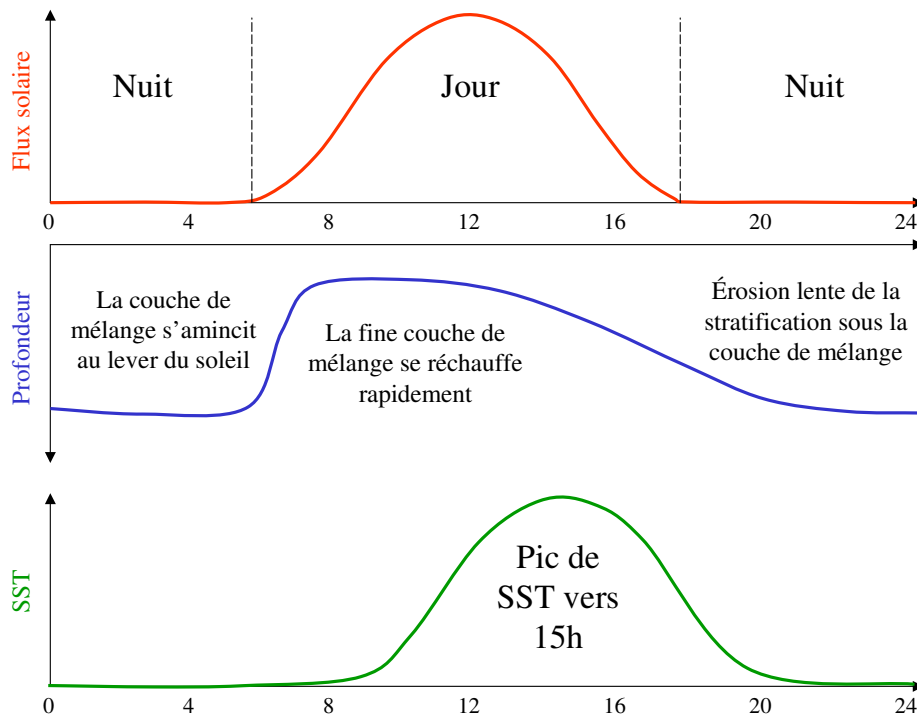


FIG. 1.11 – Evolution au cours de la journée du flux de chaleur solaire atteignant la surface, en rouge, de la profondeur de la couche mélangée par la turbulence, en bleu, de la température de surface océanique (SST) en vert. Cette figure est inspirée de la figure 1 de Bernie et al. (2007)

de densité sous la couche de mélange. Dans la couche de mélange, l'effet de l'absorption solaire domine généralement l'effet du mélange turbulent dynamique et thermodynamique et l'intensité de la turbulence diminue. Puis, en début d'après-midi, l'amplitude du flux de chaleur solaire commence à s'atténuer. L'intensité du mélange turbulent thermodynamique (la surface océanique est généralement plus chaude que l'atmosphère) et éventuellement dynamique (suivant la vitesse du vent) augmente et la couche de mélange s'approfondit peu à peu. Le mélange avec les eaux plus froides sous la couche de mélange conduit à un refroidissement de la surface océanique. Pendant la nuit, les seuls processus actifs sont les forçages par le vent et les flux de chaleur sensible, latente et infrarouge conduisant à une intensification de la turbulence. La couche de mélange atteint sa profondeur maximale juste avant le lever du soleil. La stratification qui s'était mise en place pendant la journée sous la mince couche de mélange a été totalement détruite par le mélange turbulent nocturne et le cycle reprend. L'amplitude du réchauffement diurne de la surface océanique est d'autant plus importante que le flux solaire atteignant la surface est intense et d'autant plus faible que le vent est fort ou l'atmosphère froide et sèche, ces deux derniers facteurs favorisant le mélange turbulent. La quantité d'énergie solaire reçue dans la bande tropicale étant bien plus importante en moyenne annuelle que celle reçue aux moyennes latitudes, le cycle diurne océanique a une amplitude plus grande dans les tropiques où il a fait l'objet de bien plus d'études que dans les moyennes latitudes. Nous décrirons ces travaux dans la section 1.5.2.

## 1.5 Les interactions océan-atmosphère

Nous avons abordé dans la section 1.2 la notion de variabilité interne. Les processus de dynamique interne atmosphérique constituent la principale cause de variabilité de la circulation atmosphérique de grande échelle (*Davies et al.*, 1997). Dans les moyennes latitudes, la surface marine a d'abord été perçue comme réagissant passivement aux anomalies de circulation atmosphérique (*Bjerknes*, 1964) aux échelles de temps intrasaisonnière à multidecennale. Puis, *Namiias* (1964) et *Ratcliffe and Murray* (1970) suggèrent une influence sur l'Europe d'anomalies de SST dans l'océan Nord Atlantique à des échelles de temps de l'ordre du mois. En effet, les températures de surface océanique jouent un rôle clé dans la dynamique du climat par leur impact sur les échanges de chaleur entre l'océan et l'atmosphère. En tant que source potentielle de chaleur, l'océan peut influencer les modes de variabilité atmosphérique. De par son inertie thermique, l'océan constitue la mémoire du système climatique et contribue au caractère rouge du spectre de variabilité atmosphérique, par le mécanisme de réémergence des anomalies de SST (*Alexander et al.*, 1999) par exemple. Le gradient méridien d'ensoleillement est responsable d'un gradient méridien moyen de température de surface océanique. Via les flux de surface, ce gradient de température est à l'origine de la baroclinie de grande échelle de l'atmosphère dans laquelle les perturbations synoptiques puisent l'énergie nécessaire à leur développement (*Malardel*, 2009). De nombreuses études ont visé à comprendre les interactions océan-atmosphère des

échelles intrasaisonnière à interannuelle. Cette section présente succinctement les principaux résultats de ces études.

### 1.5.1 Echelles de temps intrasaisonnière à interannuelle

Suite à l'étude de *Charney and Eliassen* (1949) sur l'influence de la topographie sur les ondes planétaires quasi-stationnaires, *Smagorinsky* (1953) se penche sur le rôle du chauffage diabatique associé aux contrastes thermiques terre-mer sur ces ondes planétaires. Il initie ainsi les études sur l'influence des SST sur la circulation atmosphérique de grande échelle. Les premières études suggérant un impact d'anomalies de SST dans l'océan Atlantique Nord sur l'atmosphère avec un temps de réponse de l'ordre du mois furent celles de *Namias* (1964) et *Ratcliffe and Murray* (1970). *Hoskins and Karoly* (1981) proposent ensuite un mécanisme pour expliquer qu'une anomalie positive de température en surface génère une anomalie cyclonique à l'est de l'anomalie de température. En effet, une source de chaleur aux moyennes latitudes serait compensée par une advection d'air froid depuis les régions polaires et une anomalie négative de vent méridien. D'après *Hoskins and Karoly* (1981), cette réponse atmosphérique reste confinée près du sol et son amplitude décroît avec l'altitude.

Plusieurs études confirment ensuite ce rôle de l'océan sur l'atmosphère via un ajustement quasi-barotrope de l'atmosphère en aval d'une anomalie de SST prescrite (*Palmer and Sun*, 1985; *Ferranti et al.*, 1994; *Peng et al.*, 1995). Mais les réponses obtenues peuvent être très différentes selon le modèle d'atmosphère utilisé, la saison ou l'échelle temporelle considérée (*Frankignoul*, 1985; *Kushnir et al.*, 2002). *Palmer and Sun* (1985) montrent qu'une anomalie chaude (froide) génère une dorsale (anomalie dépressionnaire) sur l'Océan Atlantique dont l'amplitude croît avec l'altitude en aval de l'anomalie de SST. Cette anomalie de circulation atmosphérique est associée à une anomalie dépressionnaire centrée sur la Péninsule Scandinave et une deuxième dorsale sur la Sibérie. Ces résultats seront retrouvés par *Ferranti et al.* (1994) à la fois dans l'océan Atlantique Nord et dans l'océan Pacifique Nord avec un modèle à plus haute résolution horizontale puis par *Latif and Barnett* (1994) qui montre cependant que la réponse atmosphérique est localisée au-dessus de l'anomalie de SST plutôt qu'en aval. Suite à l'étude de *Palmer and Sun* (1985), *Pitcher et al.* (1988) montrent une forte non-linéarité de la réponse : que l'anomalie de SST soit négative ou positive, la même réponse atmosphérique stabilisée est obtenue, à savoir une anomalie dépressionnaire barotrope en aval de l'anomalie de SST. Cette réponse est cohérente avec celle de *Palmer and Sun* (1985) dans le cas d'une anomalie négative de SST mais pas dans le cas d'une anomalie positive. *Kushnir and Lau* (1992) obtiennent plutôt comme réponse stabilisée des résultats opposés à ceux de *Palmer and Sun* (1985) : une anomalie anticyclonique (cyclonique) en réponse à une anomalie négative (positive) de SST.

Les études de *Peng et al.* (1995, 1997), *Ting and Peng* (1995), *Peng and Whitaker*



(1999) et *Peng and Robinson* (2001) tentent de comprendre les disparités entre ces réponses. *Peng et al.* (1995) suggèrent que les réponses stabilisées différentes à une anomalie positive de SST obtenues par *Palmer and Sun* (1985) et *Ferranti et al.* (1994), d'une part, et *Pitcher et al.* (1988) et *Kushnir and Lau* (1992) d'autre part, sont liées à l'initialisation différentes de leurs expériences qui impose un état moyen climatologique respectivement de novembre ou de janvier. En effet, l'état climatologique de l'atmosphère varie au cours de l'année et c'est ce qui est à l'origine de la dépendance de la réponse atmosphérique à une anomalie de SST en fonction du mois considéré. *Peng et al.* (1995) montrent qu'une anomalie positive de température se développe verticalement en novembre mais reste confinée près du sol en janvier. L'étude de *Peng et al.* (1997) confirme ensuite la dépendance de la réponse atmosphérique au mois considéré en montrant que la réponse stabilisée à une anomalie positive de SST est une anomalie cyclonique d'amplitude décroissante avec l'altitude en janvier mais une anomalie anticyclonique dont l'amplitude croît avec l'altitude en février. La réponse atmosphérique sous forme de dorsale est favorisée par un flux méridien climatologique faible. D'après l'étude de *Peng and Robinson* (2001), la dépendance saisonnière de la réponse aux anomalies de SST est liée à l'évolution des modes propres de variabilité atmosphérique au cours de l'année, les anomalies de SST excitant nécessairement un mode propre de l'atmosphère.

La réponse atmosphérique dépend également de l'échelle temporelle considérée : *Kushnir and Lau* (1992) notent un changement significatif de réponse après les 90 premiers jours. Ils montrent que la réponse transitoire de l'atmosphère à une anomalie négative de SST au cours des premiers 90 jours est une anomalie dépressionnaire barotrope au-dessus de l'anomalie de SST alors que la réponse stabilisée après les 90 premiers jours est plutôt une anomalie anticyclonique. Dans le cas d'une anomalie positive de SST, aucune réponse significative de l'atmosphère n'est détectée au cours de la période transitoire, mais la réponse stabilisée est une anomalie dépressionnaire en aval de l'anomalie de SST.

La variété des réponses atmosphériques selon les modèles atmosphériques utilisés (*Robinson, 2000; Kushnir et al., 2002*), la période de l'année ou l'échelle temporelle considérés souligne la complexité des mécanismes mis en oeuvre. Cependant, un point d'accord rallie ces études qui est la faiblesse du rapport signal/bruit (*Frankignoul, 1985; Kushnir et al., 2002*) à l'origine des difficultés rencontrées dans la détection de l'impact océanique sur la circulation atmosphérique. Les outils actuels offrent l'opportunité de revisiter la thématique. En effet, d'une part, les calculateurs mis à disposition sont plus performants et permettent de produire des données en quantité suffisante pour maximiser le rapport signal/bruit. D'autre part, les outils statistiques à notre disposition permettent la détection de signaux faibles.

Des études récentes ont mis en évidence une réponse du mode saisonnier NAO à des anomalies de SST (*Terray and Cassou, 2002; Czaja and Frankignoul, 1999, 2002; Drévil lon et al., 2001, 2003; Cassou et al., 2004a,b*). Une anomalie positive de SST dans l'océan Nord-Atlantique tropical favoriserait la mise en place d'une phase négative de la NAO en

hiver et au printemps suivants (*Terray and Cassou, 2002; Drévilion et al., 2003; Cassou et al., 2004b*). *Terray and Cassou (2002)* proposent un mécanisme impliquant l'intensification de la cellule de Hadley et la propagation de l'énergie des ondes stationnaires des Caraïbes vers l'Atlantique Nord-Est. Un champ d'anomalies de SST appelé "Horseshoe" ou "Fer à Cheval" (*Czaja and Frankignoul, 2002*) et caractérisé par une anomalie froide à l'est de Terre-Neuve entourée d'une anomalie chaude favoriserait également une phase négative de la NAO l'hiver suivant (*Czaja and Frankignoul, 1999, 2002; Drévilion et al., 2001; Cassou et al., 2004a*). *Cassou et al. (2004a)* proposent une théorie, résumée dans le schéma en Fig. 1.12, selon laquelle l'anomalie de gradient méridien de SST associée au "Horseshoe" cause des modifications de l'activité tourbillonnaire à partir du mois d'Octobre. Cette altération de l'activité tourbillonnaire est supposée être le déclencheur des anomalies barotropes de grande échelle à travers l'interaction entre tourbillon et flux moyen. Ce champ d'anomalies étant lui-même forcé par une phase positive de la NAO (*Sutton and Allen, 1997*), ce lien de cause à effet met en évidence une boucle de rétroaction positive à une échelle de temps interannuelle.

Cependant, *Peng et al. (2005)* montrent que la prévisibilité associée au mode "Horseshoe" de variabilité des SST extratropicales est très faible. Les anomalies de SST équatoriales joueraient un rôle plus important dans la prévisibilité de la NAO. Ce résultat est par la suite vérifié et quantifié par l'étude de *Kushnir et al. (2006)*. Les études plus récentes ciblent surtout la variabilité des SST tropicales comme source de prévisibilité de la circulation atmosphérique dans la région Nord Atlantique Europe (*Haarsma and Hazeleger, 2007; García-Serrano et al., 2008; Deser and Philips, 2009*). Ces résultats rejoignent ceux des études antérieures montrant les difficultés rencontrées dans la détection de l'impact d'anomalies de SST extratropicales sur la variabilité atmosphérique aux moyennes latitudes.

Tous ces exemples soulignent le rôle de la surface marine sur la variabilité de la circulation atmosphérique de grande échelle à des échelles de temps mensuelle à interannuelle. Alors que les interactions entre l'atmosphère et la surface marine ont été intensivement étudiées à ces échelles de temps, le rôle de la surface marine dans la variabilité atmosphérique à des échelles de temps de l'ordre de quelques jours a été sujet de peu d'études. La surface marine peut-elle répondre rapidement aux fluctuations météorologiques? La réponse de l'océan peut-elle rétroagir sur la circulation atmosphérique? Ces questions feront l'objet principal des analyses présentées dans cette thèse.

Les interactions entre modes de variabilité climatique tels que la NAO et surface marine peuvent être interprétées comme des signatures moyennes d'interactions à plus haute fréquence entre régimes de temps et surface marine (*Robertson et al., 2000; Cassou et al., 2004b*). Par exemple, une phase positive du mode hivernal NAO induite par un certain champ d'anomalies de SST peut être reliée à une plus grande fréquence d'occurrence du régime Zonal ce même hiver (*Robertson et al., 2000*). Est-ce que certains mécanismes d'interactions entre régimes de temps et surface marine peuvent expliquer les interactions

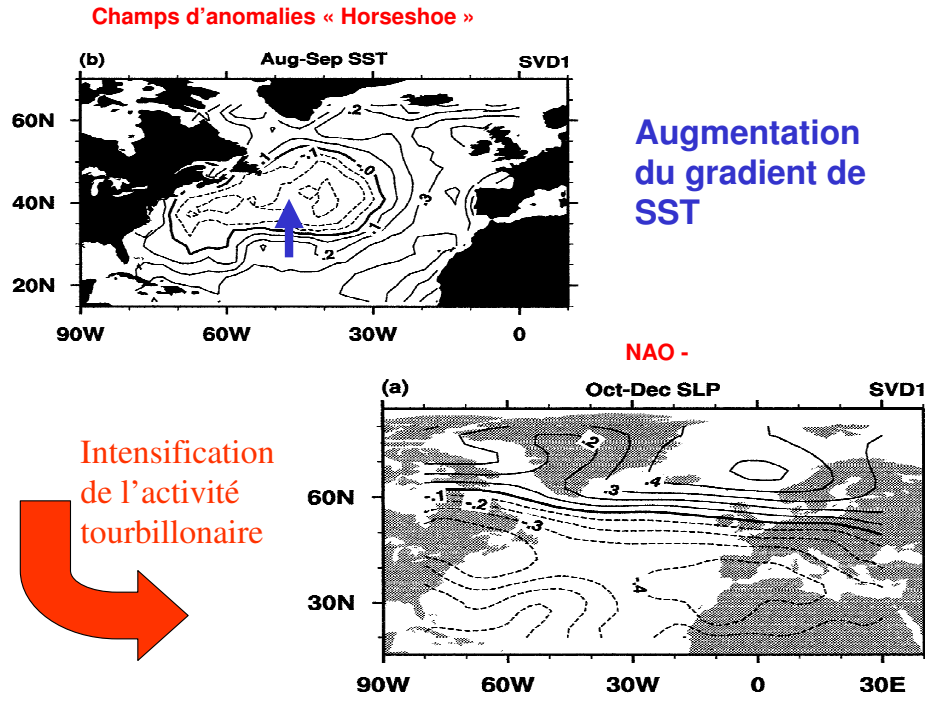


FIG. 1.12 – Mécanisme proposé par Cassou et al. (2004a) et conduisant à une phase négative de la NAO suite à un champ "Horseshoe" d'anomalies de SST.

saisonniers à interannuelles observées entre la surface marine et la circulation atmosphérique de grande échelle ?

Les régimes de temps ayant une persistance de quelques jours, ils sont susceptibles de forcer des anomalies de SST capables d'induire une rétroaction sur la circulation atmosphérique de grande échelle. Analyser dans quelle mesure la surface marine peut favoriser la prédominance de certains régimes de temps pourrait permettre de parvenir à une meilleure prévisibilité de la circulation atmosphérique de grande échelle. L'analyse des facteurs influençant l'occurrence des régimes de temps se concentre donc principalement au sein de cette thèse sur le rôle de la surface marine.

### 1.5.2 Impact potentiel du cycle diurne océanique sur les interactions intrasaisonniers entre l'océan et l'atmosphère

Dans les tropiques, le réchauffement diurne océanique peut induire une augmentation du flux de chaleur net vers l'atmosphère de plus de  $50 \text{ W/m}^2$  au cours de la journée en conditions calmes et de ciel clair (Fairall et al., 1996; Ward, 2006). Une rétroaction sur

l'atmosphère est donc possible et le cycle diurne océanique peut jouer un rôle dans les mécanismes de couplage océan-atmosphère. Par exemple, les variations diurnes de SST peuvent affecter le cycle de vie des nuages convectifs tropicaux (*Chen and Houze, 1997; Woolnough et al., 2000; Yang and Slingo, 2001; Dai and Trenberth, 2004*) et les profils atmosphériques de chaleur, humidité et les propriétés nuageuses (*Clayson and Chen, 2002*) ou encore peut favoriser le déclenchement de la mousson (*Bellanger, 2007*). Le cycle diurne de divergence des vents équatoriaux (*Deser and Smith, 1998*) est également affecté par les variations diurnes de SST. De plus, certaines études montrent que, dans les tropiques, la variabilité des températures de surface à l'échelle diurne pourrait avoir un impact sur la variabilité à l'échelle de temps saisonnière (*Shinoda and Hendon, 1998; Bernie et al., 2005; Shinoda, 2005; Bernie et al., 2007; Bellanger, 2007*) voire interannuelle (*Danabasoglu et al., 2006*). Le cycle diurne océanique peut affecter certains modes de variabilité couplés océan/atmosphère, tels que l'Oscillation de Madden-Julian (MJO), en termes d'amplitude des anomalies de SST (*Bernie et al., 2005*) ou en termes de phase (*Woolnough et al., 2007*), ou bien l'El Nino Southern Oscillation ou Oscillation Australe (ENSO) en termes de spectre de fréquence (*Danabasoglu et al., 2006*).

Les études de *Shinoda (2005)* et *Bernie et al. (2005)* expliquent l'impact du cycle diurne océanique sur la variabilité intrasaisonnière des SST et la MJO par la théorie schématisée sur la Fig. 1.13. Les séries temporelle de SST issues d'une simulation forcée toutes les heures (ligne continue) et d'une simulation forcée une fois par jour (ligne pointillée) sont tracées en bleu. Les moyennes journalières de SST pour chacune de ces expériences sont tracées en rouge. Selon *Bernie et al. (2005)* et *Shinoda (2005)*, la température nocturne est approximativement la même que le cycle diurne soit représenté par la simulation ou non. L'essentiel des différences entre les deux simulations se produit donc au cours de la journée. Le mélange turbulent atteignant son intensité maximale durant la nuit quand l'effet stabilisateur de la pénétration du flux solaire disparaît, le mélange efface totalement la mémoire de la couche de mélange quant à son amincissement au cours de la journée précédente. De ce fait les profils de température sont sensiblement les mêmes au cours de la nuit pour les deux expériences. Au cours de la journée, si le réchauffement diurne est représenté (ligne continue), la couche de mélange pincée en début d'après-midi est associée à un pic de température de telle sorte que la moyenne journalière de SST simulée est plus importante que si le cycle diurne n'est pas représenté. Cette différence de SST moyenne journalière est illustrée par la flèche verte sur le schéma en Fig. 1.13. Plus le réchauffement diurne est important, plus cette différence de SST entre les deux simulations est importante. Cette théorie repose cependant sur l'hypothèse, vérifiée dans le cadre de l'étude de *Shinoda (2005)*, selon laquelle la mémoire de la couche de mélange est totalement effacée d'un jour sur l'autre, autrement dit, que le réchauffement diurne est suffisamment intense et la couche de mélange suffisamment pincée au cours de la journée pour que la stratification créée au cours de la journée soit complètement érodée par le mélange turbulent nocturne.

L'étude de *Bernie et al. (2005)* est réalisée dans une zone où la variabilité intrasai-

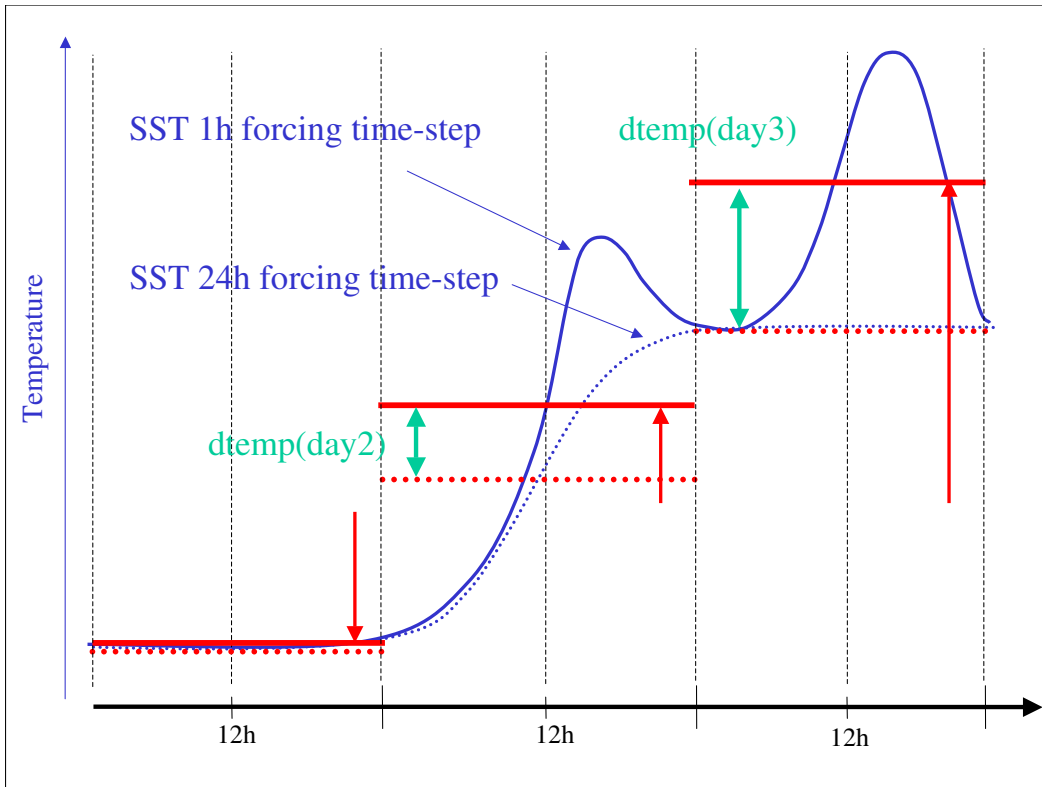


FIG. 1.13 – Schéma décrivant la théorie de Bernie et al. (2005) et Shinoda (2005). Ligne continue : expérience forcée toutes les heures. Ligne tiretée : expérience forcée une fois par jour. Lignes horizontales : moyennes journalières de SST. Voir le texte pour davantage d'explications sur les codes couleurs et les flèches.

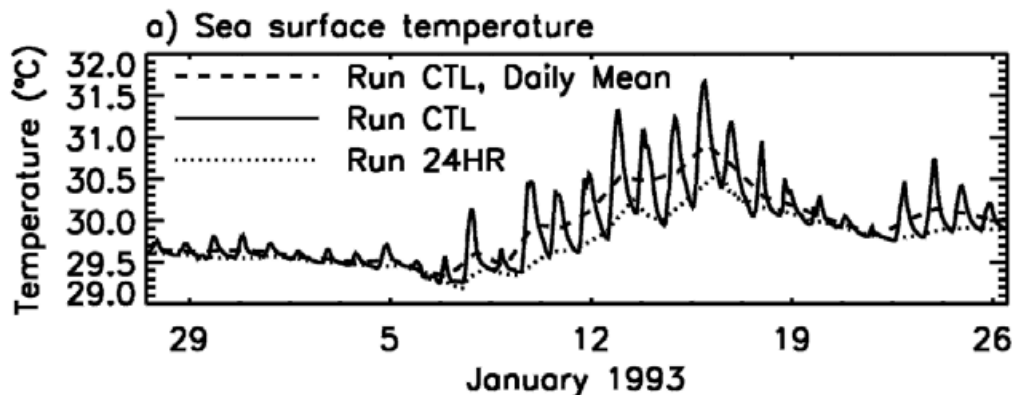


FIG. 1.14 – Figure tirée de *Bernie et al. (2005)*. Evolution de la SST pour deux simulations forcées d'un modèle de couche de mélange avec une résolution verticale de 1 m : l'une forcée toutes les heures (ligne continue), l'autre forcée toutes les 24 heures (en pointillés). La moyenne journalière des SST pour la simulation forcée toutes les heures est ajoutée en tiretés.

sonnière est dominée par la MJO. Les jours pour lesquels la couverture nuageuse est éparse sont des jours pour lesquels le flux solaire atteignant la surface est intense. La SST moyenne journalière est alors caractérisée par une anomalie positive par rapport à la moyenne saisonnière (flèche rouge). Les jours d'intense flux solaire sont également des jours pour lesquels le réchauffement diurne est important et ainsi la SST moyenne journalière est plus élevée si le cycle diurne océanique est simulé (flèche verte). Inversement, les jours pour lesquels la couverture nuageuse est dense sont des jours pour lesquels le flux solaire atteignant la surface est faible. L'anomalie de température par rapport à la moyenne saisonnière est alors négative (flèche rouge) et le réchauffement diurne est faible, la SST moyenne journalière étant alors la même que le cycle diurne océanique soit représenté ou non. En conséquence, les jours pour lesquels l'anomalie de température moyenne journalière est positive par rapport à la moyenne saisonnière (flèche rouge) sont aussi les jours pour lesquels la prise en compte du cycle diurne océanique tend à augmenter les valeurs simulées de SST moyenne journalière (flèche verte). Les jours pour lesquels l'anomalie de température moyenne journalière est négative par rapport à la moyenne saisonnière (flèche rouge) sont aussi les jours pour lesquels la prise en compte du cycle diurne océanique n'a pas d'influence sur la SST moyenne journalière simulée. *Bernie et al. (2005)* en déduisent que la prise en compte du cycle diurne océanique augmente la variabilité intrasaisonnière des SST d'environ 20% (Fig. 1.14).

D'après les résultats de *Bernie et al. (2005)* et *Shinoda (2005)* obtenus à partir de modèles 1D, l'impact sur l'état moyen climatique de la prise en compte du cycle diurne océanique serait une augmentation de la SST moyenne dans la zone tropicale. Selon leur

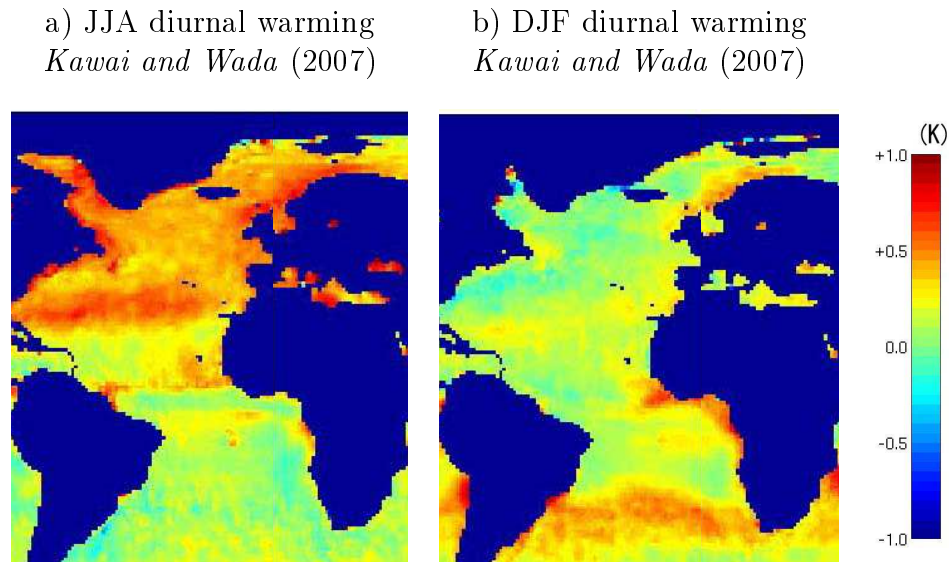


FIG. 1.15 – Amplitude moyenne du réchauffement diurne pour a) l'été (Juin - Août) et b) l'hiver boréal (Décembre - Février). Tiré de *Kawai and Wada (2007)*

théorie, le pic de SST qui se produit en début d'après-midi est associé à une température moyenne journalière plus élevée que si ce pic n'est pas représenté. Le réchauffement diurne moyen estival atteignant environ  $1^{\circ}\text{C}$  aux latitudes tropicales tout au long de l'année (Fig. 1.15), il serait donc associé, selon la théorie de *Bernie et al. (2005)* et *Shinoda (2005)*, à une SST moyenne plus élevée de plusieurs dixièmes de degrés si le cycle diurne océanique est représenté.

*Bernie et al. (2008)* et *Danabasoglu et al. (2006)* ont ensuite émis des diagnostics à partir de simulations couplées de modèles de circulation générale respectivement avec un pas de temps de 3h et 1h comparées à des simulations de contrôle couplées une fois par jour. Le résultat principal de ces études est une bande équatoriale plus chaude lorsque le cycle diurne est représenté que lorsqu'il ne l'est pas. Selon *Bernie et al. (2008)*, ce réchauffement atteint  $0.2^{\circ}\text{C}$  dans le Pacifique central et le Pacifique Ouest et  $0.3^{\circ}\text{C}$  dans le Pacifique Est. Cette amplitude de réchauffement est cohérente avec les théories précédentes de *Bernie et al. (2005)* et *Shinoda (2005)*. L'amplitude atteinte par ce réchauffement dans l'étude de *Danabasoglu et al. (2006)* est plus importante que celle donnée dans l'étude de *Bernie et al. (2008)* : cette amplitude atteint  $1^{\circ}\text{C}$ . Selon *Danabasoglu et al. (2006)*, la théorie de *Bernie et al. (2005)* et *Shinoda (2005)* explique seulement une partie de ce signal. C'est la réponse atmosphérique à ce réchauffement qui en explique le reste. L'amplification du signal par l'atmosphère repose sur des modifications de la couverture nuageuse qui conduisent à une augmentation du flux solaire. La comparaison d'une expérience pour laquelle seulement la SST moyenne journalière est envoyée à l'atmosphère avec une expérience couplée toutes les heures montre que ces modifications de la couverture nuageuse constituent non pas

une réponse au pic de SST journalier mais une réponse au signal d'augmentation de la SST expliqué par la théorie de *Bernie et al.* (2005) et *Shinoda* (2005). La prise en compte du cycle diurne océanique agit donc via une "rectification" de la SST moyenne qui est amplifiée par l'atmosphère, les modifications de la couverture nuageuse en réponse à cette correction moyenne jouant un rôle clé dans cette rétroaction positive.

L'amplitude du réchauffement diurne est en moyenne de  $1^{\circ}\text{C}$  quelle que soit la saison dans la bande tropicale mais atteint également environ  $1^{\circ}\text{C}$  en été aux moyennes latitudes (Fig. 1.15). Nous avons montré plus haut que le cycle diurne océanique dans les tropiques peut affecter la variabilité intrasaisonnière des SST et l'état moyen. Ces résultats suggèrent un impact potentiel du cycle diurne océanique en été aux moyennes latitudes sur la variabilité intrasaisonnière des SST et de la circulation atmosphérique de grande échelle. *Flament et al.* (1994) ont montré que le réchauffement diurne peut excéder  $6^{\circ}\text{C}$  près de la Californie. *Deschamps and Frouin* (1984) ont répertorié des réchauffements diurnes de plus de  $3^{\circ}\text{C}$  en mer Méditerranée. *Cornillon and Stramma* (1985) ainsi que *Stramma et al.* (1986) ont observé des réchauffements diurnes de  $4^{\circ}\text{C}$  dans la zone des Açores. *Gentemann et al.* (2008) inventorient parmi les réchauffements diurnes fournis par le satellite MODIS des valeurs extrêmes de  $5.9^{\circ}\text{C}$  au large de Terre-Neuve,  $7.1^{\circ}\text{C}$  au large de la cote est-américaine et  $7.0^{\circ}\text{C}$  près de la côte espagnole. *Cornillon and Stramma* (1985) ont montré sur un cas d'étude dans l'océan Atlantique Nord que la SST moyenne journalière peut être augmentée d'environ  $0.2^{\circ}\text{C}$  si les variations diurnes de SST sont prises en compte. Cette augmentation de température correspond à une diminution d'environ  $5\text{ W/m}^2$  du flux de chaleur net absorbé par l'océan en cas de prise en compte du cycle diurne océanique. *Kawai et al.* (2006a) estiment que si la couche de réchauffement diurne n'est pas reproduite de manière fiable, le flux de chaleur net produit par l'océan peut être sous-estimé de 20 à  $40\text{ W/m}^2$  au cours de la journée ce qui est non négligeable par rapport au flux de chaleur non solaire total qui varie approximativement entre  $0\text{ W/m}^2$  et  $300\text{ W/m}^2$  en été.

Ces différentes études mettent en évidence le rôle potentiel de la représentation des variations diurnes océaniques dans l'étude des interactions océan/atmosphère à l'échelle de temps intrasaisonnière dans les tropiques et suggèrent un possible impact dans les moyennes latitudes au cours de la saison estivale. Les modèles de circulation générale océanique utilisés généralement dans les études climatiques sont forcés ou couplés à un modèle d'atmosphère seulement une fois par jour et ont une résolution verticale d'environ 10m dans l'océan superficiel alors qu'une fréquence de couplage de 1h (*Weller and Anderson*, 1996; *Sui et al.*, 1997; *Shinoda and Hendon*, 1998; *Bernie et al.*, 2005) et une résolution verticale de 1m près de la surface (*Bernie et al.*, 2005) sont nécessaires pour reproduire le cycle diurne océanique. De tels modèles sont numériquement très coûteux si l'on augmente la résolution verticale jusqu'à de telles valeurs.

Cette thèse, s'appuyant sur l'analyse de simulations numériques, se propose d'étudier l'impact des variations diurnes océaniques sur les interactions océan-atmosphère à des



échelles de temps supérieures dans la région NAE. Pour cela, le modèle d’océan 1D CNRMOM1D a été développé sur la base des travaux de *Gaspar et al.* (1990). Pour pouvoir utiliser une haute résolution verticale à moindre coût, une sélection des processus physiques représentés par le modèle est indispensable. Ces processus physiques se limitent aux processus affectant de façon significative l’évolution des SST aux échelles de temps diurne à intrasaisonniers sur lesquelles nous nous concentrons.

## 1.6 Objectifs

Cette thèse abordera deux grandes thématiques :

- L’un des objectifs est de contribuer à la compréhension des mécanismes de variabilité intrasaisonniers de la circulation atmosphérique de grande échelle sur la région NAE. Cette variabilité est analysée en termes d’occurrence, de persistance et de transitions entre régimes de temps. Nous évaluerons l’influence de la surface océanique sur les caractéristiques des régimes de temps et tenterons d’expliquer les mécanismes d’interaction océan-atmosphère intrasaisonniers.
- Le second objectif est d’évaluer le rôle de la représentation du cycle diurne océanique sur la variabilité intrasaisonniers des SST ainsi que sur les interactions océan-atmosphère à des échelles de temps intrasaisonniers et plus longues. Le cycle diurne océanique ayant une forte amplitude uniquement au cours de la saison estivale dans les moyennes latitudes, nous nous concentrerons sur la saison estivale.

Pour traiter ces deux questions, l’organisation générale du manuscrit sera la suivante :

★ Le chapitre 2 présentera les modèles utilisés pour produire les simulations numériques analysées au cours de cette thèse : le modèle d’atmosphère ARPEGE-Climat version 4 (*Déqué et al.*, 1999; *Gibelin and Déqué*, 2003), et le modèle d’océan 1D CNRMOM1D (*Guemas et al.*, 2009a). Une grande place ayant été accordée au développement et à la validation du modèle CNRMOM1D au cours de cette thèse, ce chapitre fera en particulier l’objet de discussions sur le choix du modèle et de ses paramétrisations, d’une description détaillée des paramétrisations choisies et d’une validation large de ce modèle en termes d’état moyen et de variabilité diurne à interannuelle.

★ Dans le chapitre 3, nous aborderons la thématique des interactions entre les régimes de temps estivaux et la surface marine. Nous présenterons un ensemble de diagnostics effectués pour détecter les liens statistiques entre les régimes de temps et la surface marine. Ces diagnostics seront dans un premier temps basés sur la comparaison d’une simulation forcée du modèle d’atmosphère ARPEGE-climat avec une simulation couplée avec le modèle de couche de mélange océanique CNRMOM1D. Puis ces diagnostics seront confrontés à une deuxième série de diagnostics effectués sur des simulations océaniques et atmosphériques forcées.

★ Le chapitre 4 visera à compléter les diagnostics effectués dans le chapitre 3 par une recherche des mécanismes responsables des interactions entre les régimes de temps et la surface marine. En effet, un lien statistique ne correspond pas nécessairement à un lien physique mais peut parfois être le fait d'un simple hasard. Nous chercherons donc à comprendre comment des anomalies de température de surface sont générées par chaque régime de temps à l'aide d'une simulation forcée du modèle de couche de mélange océanique CNRMOM1D. Puis nous tenterons de comprendre comment se met en place la rétroaction des ces anomalies de SST sur les régimes de temps à l'aide d'un ensemble de simulations atmosphériques forcées de sensibilité. Enfin, nous reviendrons sur l'analyse d'une simulation couplée océan-atmosphère pour confronter les mécanismes proposés avec les signaux que l'on peut observer en mode couplé.

★ Le chapitre 5 abordera la thématique de l'impact climatique du cycle diurne océanique par une comparaison de deux simulations océaniques forcées, l'une avec un pas de temps de 24h, l'autre avec un pas de temps de 1h. La première simulation ne représente donc pas les variations diurnes océaniques tandis que la seconde en tient compte. Ce chapitre fera l'objet, dans un premier temps, d'un diagnostic de l'impact de la représentation du cycle diurne océanique sur la variabilité intrasaisonnaire des SST dans les tropiques et dans les moyennes latitudes. Puis nous nous concentrerons sur les moyennes latitudes pour tenter de comprendre les mécanismes en jeu dans ces interactions d'échelles.

★ Le chapitre 6 complétera ensuite cette étude par une comparaison de deux simulations couplées océan-atmosphère, l'une avec un pas de temps de 24h, l'autre avec un pas de temps de 1h. Nous proposerons un mécanisme expliquant l'impact de la représentation du cycle diurne océanique sur l'état moyen climatique.

★ Enfin, la conclusion résume la démarche scientifique menée au cours de cette thèse, les principaux résultats obtenus ainsi que leur limites et introduit les perspectives sur lesquelles s'ouvre ce travail de thèse.

# Chapitre 2

## Les outils numériques

La modélisation numérique constitue un outil de compréhension et d'analyse du système climatique et permet dans une certaine mesure d'évaluer sa prévisibilité. Basée sur les connaissances scientifiques actuelles, elle permet de confronter nos représentations aux observations disponibles, d'améliorer notre compréhension des mécanismes de variabilité climatique et ainsi d'améliorer à leur tour leur représentation dans les modèles. Ces étapes contribuent ainsi à une amélioration constante de notre compréhension du système climatique.

Dans cette démarche, la simulation numérique offre un terrain de jeu immense pour mener à bien les investigations des mécanismes impliqués dans la variabilité climatique. Elle permet de mettre en exergue les liens de cause à effet alors que les observations permettent seulement de détecter une concomitance mais pas un mécanisme. En effet, il est possible avec un modèle d'effectuer des expériences de sensibilité en fixant certains paramètres afin d'isoler leurs impacts. En neutralisant les éventuelles rétroactions, il est possible de mettre en évidence les étapes successives d'un mécanisme de variabilité. La simulation numérique permet également de produire des données en quantité suffisante pour effectuer des études statistiques dont les résultats soient robustes. Ce travail de thèse s'appuiera donc sur un ensemble de simulations océaniques, atmosphériques et de simulations couplées océan-atmosphère. Cependant, l'utilisation des modèles ne permet qu'une vision "fenêtrée" de la réalité et dont les résultats sont à considérer avec précaution. En effet, les limites inhérentes aux conclusions tirées de simulations numériques découlent des limites de nos représentations du système climatique dans les modèles utilisés.

Les analyses présentées dans cette thèse s'appuient sur des simulations numériques utilisant le modèle d'atmosphère ARPEGE-Climat version 4 (*Déqué et al.*, 1999; *Gibelin and Déqué*, 2003), décrit dans la section 2.1, le modèle de glace de mer GELATO3 (*Salas-Mélia*, 2002) décrit dans la section 2.2.5, et le modèle de couche de mélange océanique CNRMOM1D (*Guemas et al.*, 2009a) qui fera l'objet des sections 2.2 et 2.3. Une grande place ayant été accordée au développement du modèle CNRMOM1D au cours de cette thèse, nous décrirons en détail chacune des paramétrisations incluses dans ce modèle ainsi

que les raisons pour lesquelles ces paramétrisations ont été sélectionnées dans la section 2.2. Puis, nous validerons l'état moyen ainsi que la variabilité diurne à intrasaisonnière simulée par ce modèle dans la section 2.3.

## 2.1 Le modèle d'atmosphère ARPEGE-climat

### 2.1.1 Description

Le modèle d'atmosphère que j'ai utilisé pour toutes les expériences forcées atmosphériques et couplées océan-atmosphère est le modèle de circulation générale atmosphérique ARPEGE-Climat version 4 (Déqué *et al.*, 1999; Gibelin and Déqué, 2003). ARPEGE-climat est un modèle spectral. Le schéma semi-implicite et le schéma de diffusion horizontale sont résolus dans l'espace spectral sur une grille horizontale de troncation linéaire T63, le reste des calculs étant effectué en points de grille sur une grille définie par une quadrature de Gauss qui comprend 128 points en longitude et 64 en latitude (i.e. environ  $2.8^\circ$  de résolution horizontale). La grille possède 31 niveaux verticaux. Un schéma d'advection semi-lagrangien est utilisé, ce qui permet un pas de temps de 30 mn. Le schéma de sol-végétation ISBA (Interactions Sol Biosphère Atmosphère), décrit par Mahfouf *et al.* (1995) et Douville *et al.* (2000), est directement issu du schéma élaboré par Noilhan and Planton (1989). Il contient une formulation détaillée de la couverture de neige (Douville *et al.*, 1995a,b). Les propriétés du sol et de la végétation sont prescrites à partir des données globales à haute résolution ECOCLIMAP (Masson *et al.*, 2003). Le schéma de rayonnement est celui de Morcrette (1990). Le schéma de nuages et turbulence est le schéma développé par Ricard and Royer (1993). Le schéma de précipitation de grande échelle est issu du schéma statistique de précipitations de Smith (1990). Le schéma de convection profonde est le schéma de Bougeault (1985). Pour plus de détails, une documentation algorithmique est disponible sur <http://www.cnrm.meteo.fr/gmgec/arpege/arpege.html>.

### 2.1.2 Quelques éléments de validation

Une documentation climatique est également disponible sur <http://www.cnrm.meteo.fr/gmgec/arpege/arpege.html>. Nous reprenons dans cette section les principaux biais estivaux qui vont concerner notre étude. Dans la région NAE qui est notre région d'intérêt, la circulation est trop orientée vers le nord en été par rapport aux réanalyses ERA40. La dorsale Atlantique est trop marquée, avec un biais qui peut atteindre 20 hPa. Ce biais peut affecter les caractéristiques du régime de dorsale Atlantique comme nous le verrons dans les sections 3.1.2 et 3.1.3. On observe également un excès de précipitation étendu sur l'ensemble du bassin atlantique : environ  $1 \text{ mm.jour}^{-1}$ .

## 2.2 Description du modèle de couche de mélange océanique CNRMOM1D

L'impact climatique de la prise en compte du cycle diurne océanique en termes d'état moyen et de variabilité intrasaisonnière étant l'une des préoccupations principales de cette thèse, le modèle de couche de mélange océanique CNRMOM1D a été développé pour remplir au mieux cet objectif. Les paramétrisations physiques sur lesquelles est basé CNRMOM1D et la configuration du modèle sont choisies de manière à optimiser la représentation du cycle diurne dans l'océan et celle de l'évolution de la température de surface à des échelles de temps intrasaisonnières.

### 2.2.1 Le modèle CNRMOM1D : choix d'un modèle de diffusion turbulente 1D

Les modèles océaniques se répartissent en différentes catégories selon leur niveau de complexité et la quantité de processus représentés. Une description succincte de ces divers types de modèles est donnée ici.

#### • Les modèles dits "bulks" ou "slab"

Les modèles "bulks" ou "slab" sont, comme les modèles de diffusion décrits dans la section suivante, des modèles 1D. Un modèle 1D (unidimensionnel) est un modèle qui ne résout que les processus physiques agissant sur la verticale. Dans le cas de l'océan, l'évolution de l'état thermodynamique est déterminée en fonction des flux de surface et du mélange turbulent vertical. Ces flux de surface comprennent les flux de chaleur latente, sensible et infrarouge, les flux d'eau par évaporation et précipitation solide et liquide et le flux turbulent de quantité de mouvement par la tension de vent. Le flux de chaleur solaire, également pris en compte, n'est pas à proprement parler un flux de surface car l'énergie est absorbée graduellement avec la profondeur sur une couche plus ou moins épaisse selon la concentration en particules (matière organique en suspension principalement) dans l'océan.

Les modèles dits "bulks" ou "slab" résolvent des formes dérivées des équations de conservation de la chaleur, du sel et de la quantité de mouvement. Au sein de cette catégorie, on distingue trois niveaux de complexité qui vont des modèles intégraux jusqu'aux modèles à plusieurs couches.

☞ Un modèle intégral calcule l'évolution des caractéristiques thermodynamiques moyennes dans la couche de mélange. L'hypothèse sur laquelle est basée ce type de modèle est que la turbulence est suffisamment intense dans la Couche de Mélange Océanique (CMO) pour y uniformiser les propriétés physiques. Ce type de modèle a émergé à l'initiative de *Kraus and Turner* (1967). Sous cette hypothèse d'uniformité

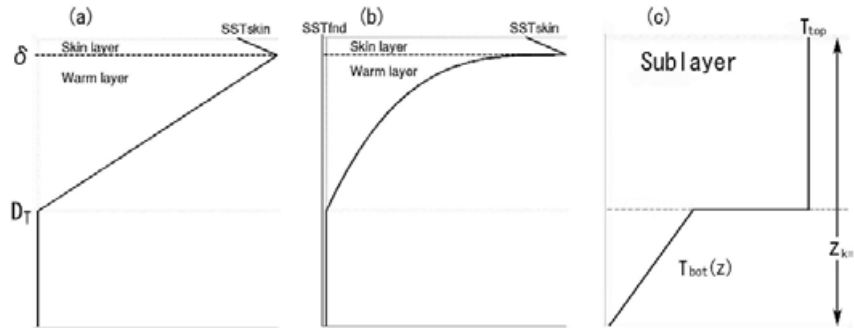


Fig. 7. Schematics of vertical temperature profile near the surface assumed in (a) Fairall *et al.*'s (1996) model, (b) Zeng and Beljaars' (2005) model, and (c) Schiller and Godfrey's (2005) sublayer scheme.  $D_T$  is the depth of the warm layer (sublayer).  $Z_{k=1}$  in (c) is the thickness of the top layer of an ocean mixed model.  $\delta$  is the depth of the skin layer.  $T_{\text{top}}$  and  $T_{\text{bot}}(z)$  in (c) are the temperatures in the sublayer, and the layer under the sublayer, respectively.  $T_{\text{bot}}(z)$  may depend on depth, but is not solved in the scheme. In (a) and (c)  $D_T$  is time-dependent, while it is given in advance empirically in (b).

FIG. 2.1 – Figures tirée de Kawai and Wada (2007). Profil de température imposés dans des exemples de modèles bulks.

des caractéristiques thermodynamiques de la couche de mélange, l'intégration des lois de conservation de la chaleur et du sel de la surface océanique jusqu'à la profondeur de couche de mélange, donne les équations d'évolution de la température et la salinité moyennes. Leur évolution dépend des flux de surface, et des flux diffusifs et d'entraînement à la base de la couche de mélange. La fermeture du système nécessite une équation d'évolution pronostique de la couche de mélange. C'est cette équation qui fait la spécificité des différents modèles intégraux parmi lesquels l'on peut citer ceux de Niller and Kraus (1977), Garwood (1979), ou Gaspar (1988). Les profils de température et de salinité sous la couche de mélange sont considérés comme constants au cours du temps. La base de la couche de mélange est caractérisée par une discontinuité des propriétés thermodynamiques qui est peu réaliste selon Large *et al.* (1986).

☞ Des modèles "bulks" plus raffinés ont ensuite été développés pour lesquels un profil de température est imposé. La Fig. 2.1, tirée de Kawai and Wada (2007), illustre les profils de température imposés pour les modèles développés par Fairall *et al.* (1996) et Zeng and Beljaars (2005). L'étude de Ward *et al.* (2004) a cependant montré que le profil linéaire de Fairall *et al.* (1996) n'est pas en très bon accord avec les observations.

☞ Le modèle à plusieurs couches de Price *et al.* (1986) calcule explicitement un profil de température et de salinité à chaque pas de temps. Ce modèle est basé sur le schéma d'instabilité numérique de Price *et al.* (1978). Les flux de chaleur et d'eau douce de surface sont appliqués au niveau supérieur excepté le flux solaire dont

## 2.2 Description du modèle de couche de mélange océanique CNRMOM1D41

---

l'absorption se fait graduellement avec la profondeur, selon un profil déduit de la paramétrisation de *Paulson and Simpson* (1977). Le flux turbulent dynamique est appliqué à l'ensemble de la couche de mélange. Le profil vertical des caractéristiques thermodynamiques est alors mélangé verticalement jusqu'à ce qu'une sélection de critères sur le nombre de Richardson de gradient (vertical de courant horizontal et de température potentielle virtuelle moyens), le nombre de Richardson de flux (turbulent vertical de quantité de mouvement horizontale et de chaleur virtuelle) ainsi que sur la stabilité statique du profil soit remplis. Les études de *Kantha and Clayson* (1994) et *Large et al.* (1994) ont ensuite montré que le réchauffement diurne simulé par ce modèle est trop important. *Large et al.* (1994) suggère que ce biais serait lié à un mélange turbulent trop faible.

Les modèles "bulks" sont des modèles très efficaces en terme de temps de calcul mais les hypothèses faites sur les profils verticaux de température et de salinité sont des hypothèses fortes.

### • Les modèles de diffusion turbulente

Comme les modèles "bulks" ou "slabs", les modèles de diffusion turbulente sont des modèles océaniques 1D. Ce type de modèle 1D ne résout donc que les processus physiques agissant sur la verticale. mais contrairement aux modèles "bulks", ils résolvent les équations classiques de conservation de la chaleur, du sel et de la quantité de mouvement, sans résoudre explicitement les processus advectifs, ni les processus de diffusion horizontale. Les différents modèles de diffusion turbulente se distinguent par leur paramétrisation du mélange turbulent. Parmi ces modèles, on répertorie deux classes :

- ☞ La première catégorie regroupe les modèles basés sur une paramétrisation empirique ou semi-empirique du mélange turbulent. Parmi ces modèles, on trouve les modèles de *Kondo et al.* (1979) et *Pacanowski and Philander* (1981) ainsi que le modèle KPP (K-Profile Parametrisation) de *Large et al.* (1994).
- ☞ La seconde catégorie regroupe les modèles qui estiment les variables contrôlant le mélange turbulent par des schémas de fermeture TKE (Turbulent Kinetic Energy). Parmi ces modèles, on trouve celui de *Mellor and Yamada* (1982), celui de *Kantha and Clayson* (1994) et celui de *Gaspar et al.* (1990).

Ces deux classes de modèles seront décrites plus en détail dans la section 2.2.3. Les modèles de diffusion turbulente représentent une avancée par rapport aux modèles "bulks" ou "slab" qui permettent une étude à l'ordre 0 de l'évolution des SST et des rétroactions de l'océan vers l'atmosphère. Un modèle de diffusion turbulente permet une étude plus fine du profil de température océanique et de la SST à des échelles de temps de quelques jours ainsi que de leur impact sur la circulation atmosphérique de grande échelle.

- **Les modèles de circulation générale océanique**

Un Modèle de Circulation Générale Océanique (OGCM) est basé sur les équations classiques de conservation de la chaleur, du sel et de la quantité de mouvement et en résout explicitement tous les termes. Ce type de modèle prend donc en compte davantage de processus (les processus advectifs en particulier) qu'un modèle de diffusion turbulente mais leur coût en temps de calcul est plus important. Ces modèles synthétisent l'ensemble des connaissances actuelles sur la dynamique océanique et permettent de faire des études de variabilité océanique à toutes les échelles de temps.

- **Discussion : choix d'un modèle de diffusion turbulente 1D**

Les modèles "bulks" sont des modèles très efficaces en terme de temps de calcul mais les hypothèses faites sur le profil de température sont des hypothèses fortes. Ils ne permettent pas de faire des études fines de l'évolution du profil de température aux échelles diurnes. Pour cette raison, le choix d'un modèle de type "bulk" a été écarté.

Un OGCM prend en compte davantage de processus (les processus advectifs en particulier) qu'un modèle de diffusion turbulente mais son coût en temps de calcul en est augmenté. Il est donc difficile de produire des simulations à haute résolution verticale. Classiquement, les niveaux ont une épaisseur de 10m près de la surface. Une telle résolution, bien que suffisante pour étudier l'évolution de l'océan à des échelles de temps climatiques, est insuffisante pour étudier les processus rapides d'évolution de la couche de mélange, comme le cycle diurne océanique (*Bernie et al.*, 2005).

Un modèle de diffusion turbulente est un modèle de complexité intermédiaire entre un OGCM et un modèle "bulk" ou "slab". Utiliser un tel modèle permet de produire des simulations avec une résolution verticale de 1m près de la surface qui est plus adaptée que celle d'un OGCM pour reproduire l'évolution des profils de température, salinité et énergie cinétique turbulente à l'échelle diurne (cf chapitre 1). Ce type de modèle permettra une étude plus fine de l'évolution des températures de surface à des échelles de temps de quelques jours qu'un modèle "slab" ou "bulk". Etant donné la finesse de sa résolution verticale près de la surface, ce type de modèle est complémentaire d'un OGCM car il rend compte de processus non résolus dans les OGCM aux échelles de temps diurnes à intra-saisonnières qui sont les échelles de temps auxquelles nous nous intéressons dans ce travail.

Cependant, rappelons que dans un modèle océanique 1D, les processus d'advection et ceux de diffusion horizontale ne sont donc pas représentés explicitement. Leur prise en compte sera détaillée dans la section 2.2.6. Les colonnes d'océan n'interagissent donc pas entre elles. Leurs comportements ne sont cependant pas totalement décorrélés car les flux de surface qui constituent le moteur principal l'évolution thermodynamique dans un modèle 1D ont une cohérence spatiale via les processus atmosphériques. Les processus advectifs jouant un rôle crucial dans la variabilité océanique aux échelles de temps saison-



## 2.2 Description du modèle de couche de mélange océanique CNRMOM1D43

nières à multidécennales, un modèle de diffusion turbulente n'est pas adapté à des études de variabilité à ces échelles de temps. En revanche, le rôle des processus advectifs et diffusifs horizontaux est mineur dans la variabilité océanique aux échelles de temps diurnes à intrasaisonnières, excepté dans les zones de courants forts tels que le Gulf Stream. Nous nous limiterons donc à des études aux échelles de temps diurnes à intrasaisonnières.

Les sections suivantes décrivent en détail la physique du modèle CNRMOM1D ainsi que sa validation par une simulation forcée avec les données de la réanalyse ERA40 sur la période 1958-2001. Pour plus de renseignements techniques sur l'utilisation du modèle, une documentation (*Guemas et al.*, 2009a) est accessible sur le site internet du CNRM à l'adresse : [http://www.cnrn.meteo.fr/gmgec/modelisation\\_numerique.html](http://www.cnrn.meteo.fr/gmgec/modelisation_numerique.html).

### 2.2.2 Les processus physiques représentés

Dans le cas unidimensionnel, les équations de conservation de la chaleur, du sel et de la quantité de mouvement sont données par :

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} = \frac{F_{sol}}{\rho_0 c_p} \frac{\partial I}{\partial z} - \frac{\partial \overline{T'w'}}{\partial z} \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial \bar{S}}{\partial t} = - \frac{\partial \overline{S'w'}}{\partial z} \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial \vec{\bar{U}}}{\partial t} = -f \vec{k} \wedge \vec{\bar{U}} - \frac{\partial \vec{\overline{U}'w'}}{\partial z} \quad (2.3)$$

où

- $T$ ,  $S$ ,  $\vec{U}$  et  $w$  sont respectivement la température, la salinité, la vitesse horizontale et la vitesse verticale.
- $\rho_0 = 1024 \text{ kg.m}^{-3}$  et  $c_p = 4000 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$  sont respectivement la densité de référence et la chaleur spécifique de l'eau de mer.
- $F_{sol}$  est le flux solaire, positif, atteignant la surface océanique et  $I(z)$ , la fraction du flux solaire qui pénètre jusqu'à la profondeur  $z$ , calculée à partir de la paramétrisation d'*Ohlmann* (2003), qui sera décrite en section 2.2.4.
- $f = 2\Omega \sin(\Phi)$  est le paramètre de Coriolis, avec  $\Omega$ , la vitesse angulaire de rotation de la Terre et  $\Phi$ , la latitude.
- $\vec{k}$ , le vecteur unitaire vertical pointant vers le haut.

et où

- Etant donné une variable  $a$ ,  $\bar{a}$  correspond à la moyenne statistique de  $a$  et  $a'$  correspond à une fluctuation turbulente, considérée comme aléatoire, autour de l'état moyen  $\bar{a}$ .
- Un flux turbulent positif  $\overline{T'w'}$ ,  $\overline{S'w'}$  ou  $\vec{\overline{U}'w'} = (\overline{U'_x w'}, \overline{U'_y w'})$  correspond respectivement à un flux de chaleur, de sel ou de quantité de mouvement du niveau  $z$  vers

le niveau  $z + 1$  dans l'océan, l'axe  $z$  étant orienté vers le haut, et de l'océan vers l'atmosphère à la surface.

Ces équations sont résolues dans CNRMOM1d selon un schéma implicite d'avance temporelle, ce qui assure la stabilité et une convergence rapide du modèle, mais qui présente l'inconvénient d'une diffusion numérique plus importante qu'un schéma explicite.

Les flux turbulents à la surface sont donnés par :

$$-\rho_0 c_p \overline{T'w'(0)} = F_{nsol} = F_H + F_{LE} + F_{ir} \quad (2.4)$$

$$\overline{S'w'(0)} = \frac{E - P - F_{glace}}{\overline{S}} \quad (2.5)$$

$$\rho_0 \overline{\vec{U}'w'(0)} = \vec{\tau} \quad (2.6)$$

où

- $F_{nsol}$  est le flux de chaleur non solaire, c'est à dire la somme du flux de chaleur sensible  $F_H$  et du flux de chaleur latente  $F_{LE}$  à l'interface océan-atmosphère et océan/glace ainsi que du flux net infrarouge  $F_{ir}$  sur la surface libre. Par convention, un flux de chaleur ( $F_H, F_{LE}, F_{ir}$  ou  $F_{nsol}$ ) positif correspond à un apport de chaleur pour l'océan.
- $E$  et  $P$  sont les flux d'évaporation et de précipitation.
- $F_{glace}$  est le flux d'eau lié à la fonte de la neige et de la glace.
- $\vec{\tau}$  est la tension de vent.

Les flux turbulents verticaux sont paramétrés selon le concept classique de diffusivité verticale :

$$-\overline{T'w'} = K_h \frac{\partial \overline{T}}{\partial z} \quad (2.7)$$

$$-\overline{S'w'} = K_s \frac{\partial \overline{S}}{\partial z} \quad (2.8)$$

$$-\overline{\vec{U}'w'} = K_m \frac{\partial \overline{\vec{U}}}{\partial z} \quad (2.9)$$

Les coefficients de mélange turbulent  $K_h$ ,  $K_s$  et  $K_m$  sont obtenus par la paramétrisation de mélange turbulent décrite dans la section suivante. La paramétrisation d'absorption solaire sera décrite dans la section 2.2.4. Puis la section 2.2.5 présentera le modèle de glace intégré au modèle CNRMOM1D. La section 2.2.6 présentera la méthode de prise en compte des processus advectifs et des processus de diffusion horizontale. Enfin, la section 2.2.7 décrira le calcul des flux de surface.

### 2.2.3 Paramétrisation du mélange turbulent

L'ouvrage de *Stull* (1988) donne une revue détaillée de paramétrisations du mélange turbulent disponibles. Nous décrivons ici les plus couramment utilisées. Nous avons évoqué dans la section 2.2.1 l'existence de deux types de modèle de diffusion pour représenter la couche de mélange océanique. Ces deux types de modèles sont décrits plus en détail dans cette section.

#### • Paramétrisation empirique ou semi-empirique

La première catégorie regroupe les modèles basés sur une paramétrisation empirique ou semi-empirique du mélange turbulent. Un exemple de ce type de paramétrisation est la modèle de *Prandtl* (1925). Selon ce modèle, les mouvements turbulents sont assimilés à des mouvements verticaux de longueur moyenne  $l$ . Une particule se déplaçant du niveau  $z$  au niveau  $z + l$  constitue une anomalie turbulente dans son nouvel environnement au niveau  $z + l$ . Si l'on s'intéresse au paramètre thermodynamique  $\theta$ , la particule est caractérisée par  $\bar{\theta}(z)$  alors que son environnement est caractérisé par  $\bar{\theta}(z + l)$ . L'anomalie turbulente prend donc l'expression :

$$\theta' = \bar{\theta}(z) - \bar{\theta}(z + l) = -l \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \quad (2.10)$$

L'on en déduit l'expression du flux turbulent :

$$\overline{w'\theta'} = -\overline{w'l} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \quad (2.11)$$

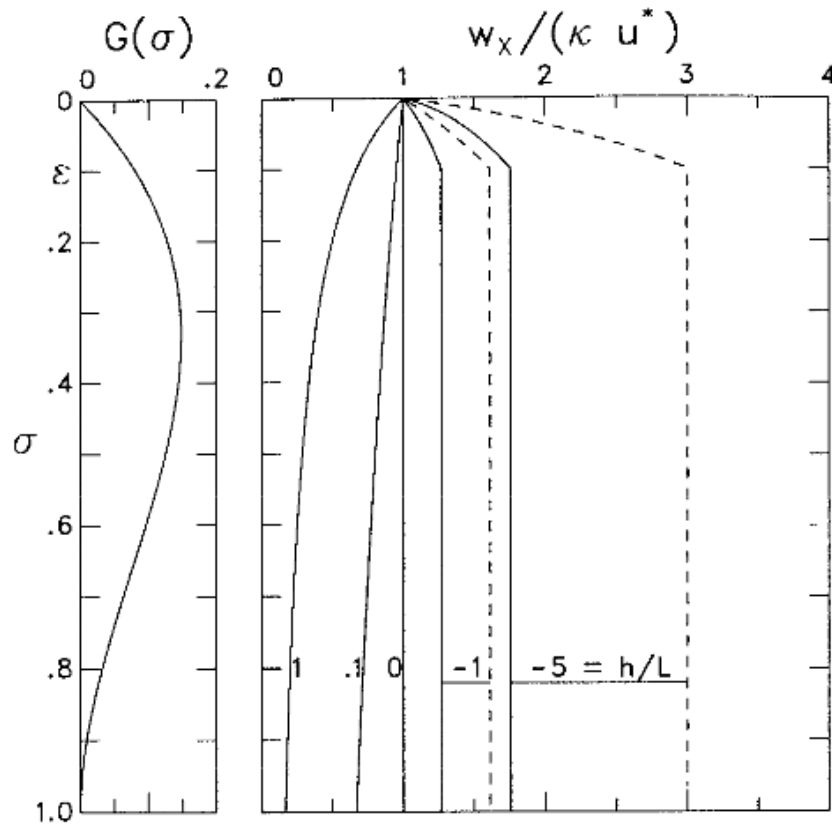
Le coefficient de mélange  $K$  correspond donc au produit d'une échelle spatiale caractéristique des tourbillons par une échelle caractéristique de vitesse des tourbillons. D'une façon générale,  $K$  peut être défini par :  $K = u^*l$ . En supposant que les tourbillons sont isotropes, on peut écrire :

$$w' \simeq u' \simeq -l \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$$

d'où l'on tire :

$$K_h = K_s = K_m = l^2 \sqrt{\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial z}\right)^2}$$

Diverses formulations diagnostiques de la longueur de mélange  $l$  ont été proposées, d'abord par *Prandtl* (1925) puis par *Blackadar* (1962), *Smagorinsky* (1963), *Lilly* (1967) et *Deardoff* (1970) donnant naissance à de nombreux modèles de diffusion turbulente. Ce type de formulation est cependant très limité car l'expression des coefficients de mélange turbulent dépend du courant moyen. Les cas de couches convectives sont donc très mal représentés.



**Figure 2.** (left) Vertical profile of the shape function  $G(\sigma)$ , where  $\sigma = d/h$ , in the special case of  $G(1) = \partial_\sigma G(1) = 0$ . (right) Vertical profiles of the normalized turbulent velocity scale,  $w_x(\sigma)/(\kappa u^*)$ , for the cases of  $h/L = 1, 0.1, 0, -1$ , and  $-5$ . In unstable conditions,  $w_s(\sigma)$  (dashed traces) is greater than  $w_m(\sigma)$  (solid traces) at all depths, but for stable forcing  $h/L \geq 0$ , the two velocity scales are equal at all depths.

FIG. 2.2 – Figure tirée de Large et al. (1994). Fonction  $G(\sigma)$  et  $\omega_x(\sigma)$  utilisée dans la paramétrisation KPP de Large et al. (1994).

## 2.2 Description du modèle de couche de mélange océanique CNRMOM1D47

Un autre exemple de paramétrisation semi-empirique est le modèle de *Large et al.* (1994) qui repose sur une formulation non-locale du profil de flux turbulents adaptée à l'océan à partir du schéma atmosphérique de *Troen and Mahrt* (1986). Les flux turbulents comprennent un terme décrivant le mélange lié à des effets non-locaux. Ce terme additionnel permet également d'intensifier le mélange dans les couches de mélanges convectives :

$$\overline{x'w'} = -K_x \left( \frac{\partial \bar{x}}{\partial z} - \gamma_x \right)$$

Les coefficients de mélange turbulent  $K_x$  sont exprimés par :

$$K_x = h\omega_x(\sigma)G(\sigma)$$

où

- $h$  est la profondeur est la profondeur de couche de mélange.
- $\sigma = \frac{z}{h}$  où  $z$  est la profondeur, comptée positivement. La dépendance du coefficient de mélange turbulent à la profondeur de la couche de mélange reflète la capacité d'autant plus grande de la couche de mélange qu'elle est profonde à contenir de gros tourbillons efficaces en termes de mélange turbulent.
- $\omega_x$  est une échelle caractéristique de vitesse qui est formulée selon la théorie de similitude de Monin-Obukhov (*Monin and Obukhov*, 1954) appliquée à la couche de mélange.  $\omega_x$  est proportionnelle à la vitesse de friction, notée  $u^*$  sur la Fig. 2.2. En conditions neutres ( $h/L = 0$  sur la Fig. 2.2),  $\omega_x = \kappa u^*$ . En conditions stables (instables), c.a.d  $h/L > 0$  ( $h/L < 0$ ) sur la Fig. 2.2,  $\omega_x < \kappa u^*$  ( $\omega_x > \kappa u^*$ ) où  $\kappa = 0.4$  est la constante de Von Karman.
- $G$  est une fonction adimensionalisée, représentée sur la Fig. 2.2 que l'on choisit être un polynôme cubique dont les quatres constantes sont déterminées de telle sorte que les conditions aux limites de continuité des coefficients de mélange turbulent ainsi que de leur gradient soit remplies à la surface océanique ainsi qu'à la base de la couche de mélange.

La profondeur de couche de mélange est diagnostiquée comme la profondeur à laquelle le nombre bulk de Richardson devient inférieur à une valeur critique.

### • Paramétrisation TKE

L'étude pionnière de *Mellor and Yamada* (1974) a proposé l'idée d'un schéma de fermeture à l'ordre 2 ou 2.5 basée sur une formulation des coefficients de mélange  $K_x$  en fonction de l'énergie cinétique turbulente. C'est de là que vient le nom de schéma TKE pour Turbulent Kinetic Energy. D'après la théorie de *Prandtl* (1925), le coefficient de mélange  $K$  correspond au produit d'une échelle spatiale caractéristique des tourbillons par une échelle caractéristique de vitesse des tourbillons :  $K = u^*l$ . Alors que la paramétrisation de *Prandtl* (1925) utilise le courant moyen  $\bar{u}$  pour déterminer l'échelle caractéristique de vitesse des tourbillons  $u^*$ , *Mellor and Yamada* (1974) relie cette échelle  $u^*$  à l'énergie cinétique turbulente :  $u^* = \sqrt{e}$  avec  $e = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$ , où  $u$  et  $v$  correspondent

aux composantes horizontales de la vitesse. La détermination du coefficient  $K$  nécessite l'estimation de la longueur de mélange mais aussi de l'énergie cinétique turbulente. Cette dernière est obtenue à partir de son équation d'évolution, en négligeant les termes d'advection et de diffusion horizontale, conformément aux résultats de *Rosati and Miyakoda* (1988) qui ont montré que ces termes sont négligeables par rapport au terme de diffusion verticale dans la couche de mélange océanique. Cette équation d'évolution est donnée par :

$$\frac{\partial \bar{e}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z} \left( \overline{w'e} + \frac{\overline{w'p'}}{\rho_0} \right) - \overline{w'\vec{U}' \cdot \frac{\partial \vec{U}}{\partial z}} + \overline{w'b'} - \epsilon \quad (2.12)$$

où  $p$  est la pression,  $\epsilon$  est la dissipation turbulente et  $b = g \frac{(\rho_0 - \rho)}{\rho_0}$  est le terme de flottabilité avec  $g = 9.81 \text{ m.s}^{-2}$ . La densité  $\rho$  est obtenue à partir de l'équation d'état internationale (*UNESCO*, 1980). Le premier terme :

$$-\frac{\partial}{\partial z} \left( \overline{w'e} + \frac{\overline{w'p'}}{\rho_0} \right) \quad (2.13)$$

correspond au transport vertical d'énergie cinétique turbulente par le mélange turbulent et par les fluctuations de pression. Le flux vertical peut être paramétré par :

$$-\left( \overline{w'e} + \frac{\overline{w'p'}}{\rho_0} \right) = K_e \frac{\partial \bar{e}}{\partial z} \quad (2.14)$$

Le second terme correspond à la production dynamique par cisaillement de courant. Le troisième terme correspond à la production thermodynamique qui est positive si le profil est instable, négative, s'il est stable. Le quatrième terme correspond à la dissipation de la turbulence que l'on exprime selon la loi de *Kolmogorov* (1942) :

$$\epsilon = c_\epsilon \frac{\bar{e}^{3/2}}{l_\epsilon} \quad (2.15)$$

où  $c_\epsilon$  est une constante fixée à 0.7 suivant *Gaspar et al.* (1990), en accord avec les résultats expérimentaux de *Bougeault and Lacarrère* (1989) et  $l_\epsilon$  est une échelle spatiale caractéristique de dissipation. C'est la formulation de la longueur de mélange de *Prandtl* (1925) ainsi que celle de cette échelle spatiale  $l_\epsilon$  qui différencient les différentes paramétrisations TKE parmi lesquelles on peut citer celle de *Mellor and Yamada* (1974), *Mellor and Yamada* (1982), *Mellor and Durbin* (1975), *Klein and Coantic* (1981), *Martin* (1985), *André and Lacarrère* (1985), *Blumberg and Mellor* (1983), *Rosati and Miyakoda* (1988), *Gaspar et al.* (1990) et *Blanke and Delecluse* (1993).

## 2.2 Description du modèle de couche de mélange océanique CNRMOM1D49

### • Discussion : choix de la paramétrisation de *Gaspar et al.* (1990)

Les sections précédentes présentant les schémas TKE de *Mellor and Yamada* (1974) et KPP de *Large et al.* (1994) ont montré que la formulation des coefficients de mélange  $K_x$  de *Large et al.* (1994) est une formulation diagnostique tandis que celle donnée par *Gaspar et al.* (1990) est une formulation pronostique via l'équation d'évolution de l'énergie cinétique turbulente. Une formulation pronostique étant plus adaptée à la description de la turbulence du fait du caractère intermittent de cette dernière, c'est la formulation TKE qui a été sélectionnée, et en particulier celle de *Gaspar et al.* (1990). Un des avantages de la formulation de *Gaspar et al.* (1990) par rapport aux autres formulations TKE est que son expression est simple et qu'elle est basée sur des considérations physiques de conversion d'énergie.

La revue de *Large et al.* (1994) montre que les performances des modèles TKE de *Gaspar et al.* (1990) et KPP de *Large et al.* (1994) sont similaires, excepté en ce qui concerne le mélange à travers la thermocline. *Large et al.* (1994) soulignent que la paramétrisation de *Gaspar et al.* (1990) sous-estime légèrement ce mélange, ce qui n'est pas le cas de la paramétrisation de *Large et al.* (1994). Ce biais de la paramétrisation de *Gaspar et al.* (1990) peut être attribué aux processus de mélange non représentés dans le modèle tels que le mélange par les ondes internes le long de la thermocline et le mélange diapycnal et pourrait donc être réduit par l'ajout de paramétrisation de ces processus. Cependant, les paramétrisations actuelles de ce type de mélange sont soumises à de fortes incertitudes. Il a donc été choisi de ne pas inclure ce type de paramétrisation dans le modèle CNRMOM1D.

### • Description de la paramétrisation de *Gaspar et al.* (1990)

La paramétrisation de *Gaspar et al.* (1990) se distingue des autres paramétrisations TKE par la spécification de la longueur de mélange de Prandtl,  $l$ . Le schéma de *Gaspar et al.* (1990) est une adaptation du schéma de *Bougeault and Lacarrère* (1989) développé pour la couche limite atmosphérique. Les coefficients de mélange turbulent  $K_h$ ,  $K_s$  et  $K_m$  sont donnés par :

$$K_m = K_s = K_h = c_k l_k \sqrt{\bar{\epsilon}} \quad (2.16)$$

où  $c_k$  est une constante fixée à 0.1 pour être en accord avec les observations océaniques disponibles (*Gaspar et al.*, 1990). La longueur caractéristique de mélange  $l_k$ , de même que la longueur caractéristique de dissipation  $l_\epsilon$  sont déterminées à partir du calcul de deux longueurs d'échelle spatiale représentant les distances que peuvent parcourir une particule vers le haut ( $l_u$ ) ou vers le bas ( $l_d$ ) jusqu'à conversion totale de son énergie cinétique turbulente en énergie potentielle. Les longueurs  $l_u$  et  $l_d$  sont définies par :

$$\frac{g}{\rho_0} \int_z^{z+l_u} (\bar{\rho}(z) - \bar{\rho}(\alpha)) d\alpha = \bar{\epsilon}(z) \quad (2.17)$$

$$\frac{g}{\rho_0} \int_z^{z-l_d} (\bar{\rho}(z) - \bar{\rho}(\alpha)) d\alpha = \bar{e}(z) \quad (2.18)$$

Les distances  $l_u$  et  $l_d$  sont bornées à la surface et au fond de l'océan. De ces deux longueurs sont déduites les longueurs  $l_k$  et  $l_\epsilon$  :

$$l_\epsilon = \sqrt{l_u l_d} \quad (2.19)$$

$$l_k = \min(l_u, l_d) \quad (2.20)$$

Déterminer deux longueurs caractéristiques différentes pour le mélange et la dissipation permet une amélioration des résultats par rapport aux modèles n'en utilisant qu'une seule (*Mellor and Yamada, 1982*). Cette paramétrisation a été validée à la station Papa (50°N, 140°W) dans le Golfe d'Alaska à une échelle de temps saisonnière à annuelle et à la station LOTUS (34°N, 70°W) dans la mer des Sargasses à une échelle de temps diurne à intrasaisonnière (*Gaspar et al., 1990*). Cette paramétrisation a par la suite été incorporée à plusieurs modèles utilisés pour des études océanographiques variées, par exemple celles de *Caniaux et al. (2005)* et *Giordani et al. (2005a,b, 2006)*. La paramétrisation TKE de *Gaspar et al. (1990)* qui forme le coeur du modèle CNRMOM1D a déjà été déjà largement utilisée au CNRM, en particulier au cours de la thèse de *Lebeaupin-Brossier (2007)* et dans le développement du modèle de surface terrestre SURFEX (*LeMoigne, 2009*) intégré dans les modèles d'atmosphère ARPEGE-climat version 5, ALADIN (*Bubnová et al., 1995; Radnóti, 1995*) et MESO-NH (<http://mesonh.aero.obs-mip.fr/mesonh/>). Cette paramétrisation a été simplifiée lors de l'inclusion dans le modèle de circulation générale océanique NEMO afin de diminuer son coût en temps de calcul (*Ethé et al., 2006; Madec, 2008*).

## 2.2.4 Paramétrisation de l'absorption solaire

L'équation de conservation de la chaleur (2.1) donnée dans la section 2.2.2 fait intervenir la fonction de transmission solaire  $I(z)$  qui donne la fraction du flux solaire  $F_{sol}$  qui atteint la profondeur  $z$ . Le calcul de l'évolution du profil vertical de température océanique nécessite donc la spécification d'une expression pour cette fonction  $I(z)$ . Une représentation réaliste du profil vertical d'absorption du flux solaire est déterminante pour la représentation des processus de stratification des couches supérieures de l'océan. La paramétrisation de la fonction de transmission solaire joue donc un rôle essentiel dans la représentation du cycle diurne océanique et de la variabilité intrasaisonnière des SST. *Shinoda (2005)* a montré que l'amplitude du réchauffement diurne, définie comme la différence entre le maximum journalier de SST et le minimum nocturne précédent, pouvait varier d'un facteur deux selon le type d'eau sélectionné dans la classification de *Jerlov (1976)* dans le cas d'une absorption solaire paramétrée selon *Paulson and Simpson (1977)*. Cette classification regroupe les eaux océaniques en un nombre restreint de catégories selon leur concentration en particules en suspension (I, IA, IB II ou III). Les résultats de *Shinoda (2005)* mettent en évidence l'importance du profil d'absorption solaire sur la représentation du cycle diurne océanique. L'impact climatique du cycle diurne océanique



## 2.2 Description du modèle de couche de mélange océanique CNRMOM1D51

---

étant abordé dans les chapitres 5 et 6 à partir de simulations numériques utilisant le modèle CNRMOM1D, j'ai intégré dans ce modèle une paramétrisation de la fonction de transmission solaire que j'ai choisie dans le but de représenter au mieux les processus de stratification diurne de l'océan de surface.

### • Discussion : choix de la paramétrisation d'*Ohlmann* (2003)

De nombreuses paramétrisations ont été développées pour représenter le profil vertical d'absorption du flux solaire dans l'océan. Ces paramétrisations expriment la fonction de transmission comme une somme de terme exponentiels ou arctangentiels en fonction de la profondeur. Parmi ces paramétrisation, on peut citer celles de : *Denman* (1973), *Paulson and Simpson* (1977), *Simpson and Dickey* (1981), *Zaneveld and Spinrad* (1980), *Woods et al.* (1984), *Morel* (1988), *Morel and Antoine* (1994), *Ohlmann and Siegel* (2000) et *Ohlmann* (2003) qui sont décrites succinctement dans cette section.

La première paramétrisation développée est celle de *Denman* (1973) qui a proposé une formulation simple sous la forme d'une seule exponentielle décroissante. Les paramétrisations développées par la suite (*Paulson and Simpson*, 1977; *Simpson and Dickey*, 1981; *Zaneveld and Spinrad*, 1980; *Woods et al.*, 1984) se distinguent par le nombre de termes exponentiels ou arctangentiels utilisés et qui dépend du nombre de classes de longueurs d'onde choisies pour représenter le spectre solaire. Ces paramétrisations reposent toutes sur une formulation des coefficients et exposants des termes exponentiels ou arctangentiels en fonction du type d'eau selon la classification de *Jerlov* (1976). Cette classification regroupe de façon discrète les types d'eau en fonction de leur concentration en particules en suspension, parmi lesquelles la chlorophylle, mais la discrétisation de cette concentration n'est pas réaliste.

Les paramétrisations les plus récentes (*Morel*, 1988; *Morel and Antoine*, 1994; *Ohlmann and Siegel*, 2000; *Ohlmann*, 2003) reposent sur des formulations plus complexes en fonction de plusieurs facteurs influençant l'absorption du flux solaire tels que la concentration en chlorophylle ou l'angle d'incidence solaire. Cependant, les paramétrisations de *Morel* (1988), *Morel and Antoine* (1994), et *Ohlmann and Siegel* (2000) ont un coût de calcul plus élevé que les formulations plus anciennes. *Murtugudde et al.* (2002) comparent des simulations océaniques dans les océans Pacifique, Atlantique et Indien en utilisant, d'une part, une fonction de transmission solaire qui dépend du type d'eau selon la classification de *Jerlov* (1976) et d'autre part, la formulation de *Morel* (1988) basée sur la concentration en chlorophylle moyenne tirée de la base de données CZCS (Coastal Zone Color Scanner). Ils concluent qu'une formulation du profil d'absorption solaire en fonction de données climatologiques de concentration en chlorophylle permet d'améliorer sensiblement la représentation des profils de température. Cependant, ils soulèvent le problème du temps de calcul et proposent l'idée du développement d'une formulation plus simple et moins coûteuse.

C'est suivant cet effort de réduction du coût de calcul et de simplicité de la formulation qu'*Ohlmann* (2003) a développé une nouvelle paramétrisation de la fonction de transmission solaire en fonction de la concentration en chlorophylle. C'est pour ces raisons que j'ai choisi la paramétrisation d'*Ohlmann* (2003) pour représenter l'absorption solaire dans le modèle CNRMOM1D. Cette paramétrisation présente cependant l'inconvénient d'être moins précise que la paramétrisation de *Morel and Antoine* (1994) qui est basée sur plus de paramètres. Les résultats d'*Ohlmann* (2003) montrent cependant que l'incertitude dans le profil de transmission solaire peut être réduite de 50% à 90% par rapport à la paramétrisation de *Paulson and Simpson* (1977). Pour un flux de  $200 \text{ W/m}^2$  atteignant la surface océanique, les différences maximales entre la transmission solaire obtenue avec cette paramétrisation et la transmission in-situ, (données du projet EPIC <http://www.esrl.noaa.gov/psd/psd3/air-sea/epic/> et du projet TOGA-COARE <http://www.ncdc.noaa.gov/oa/coare/>) sont inférieures à  $8 \text{ W/m}^2$ , alors que l'erreur peut atteindre  $25 \text{ W/m}^2$  avec la fonction de transmission de *Paulson and Simpson* (1977). La paramétrisation de *Paulson and Simpson* (1977) est la paramétrisation utilisée par exemple dans le modèle de circulation générale océanique NEMO3 (*Madec, 2008; Ethé et al., 2006*). En effet, la spécification d'une climatologie de concentration en chlorophylle peut poser problème pour des études de changements climatiques par exemple car elle nécessiterait un couplage du modèle d'océan avec un modèle de biogéochimie marine. Pour ces raisons, la paramétrisation de *Paulson and Simpson* (1977) est également disponible en options dans le modèle CNRMOM1D mais elle n'a pas été utilisée pour produire les simulations analysées dans cette thèse.

### • Description de la paramétrisation d'*Ohlmann* (2003)

L'élaboration de cette paramétrisation repose sur un ensemble de simulations réalisées avec une version du modèle de transfert radiatif océanique HYDROLIGHT résolvant l'ensemble du spectre solaire (250 nm à 2500 nm) (*Mobley, 1989; Mobley et al., 1993; Mobley, 1994; Ohlmann and Siegel, 2000*) couplé avec le modèle de transfert radiatif atmosphérique SBDART (*Ricchiazzi et al., 1998*). Ces simulations permettent d'estimer la sensibilité de la fonction de transmission solaire à la concentration en chlorophylle, la couverture nuageuse et l'angle d'incidence du flux solaire. La sensibilité aux deux derniers paramètres est évaluée dans le but de quantifier l'erreur induite sur la fonction de transmission car ces paramètres ne sont pas pris en compte dans la paramétrisation. Pour des concentrations en chlorophylle de l'ordre de  $0.03 \text{ mg/m}^3$ , l'erreur induite par la non-prise en compte de la couverture nuageuse et de l'angle d'incidence du flux solaire peut atteindre 35%. Elle diminue quand la concentration en chlorophylle augmente et devient négligeable pour une concentration de  $3.00 \text{ mg/m}^3$ .

La fonction de transmission  $Tr(z, chl)$  déduite de ces expériences est la suivante :

$$Tr(z, chl) = A1(chl).exp[B1(chl)z] + A2(chl).exp[B2(chl)z] \quad \text{si } z < -2 \quad (2.21)$$

$$Tr(z, chl) = 1 - \frac{-z}{2} \times [1 - Tr(-2, chl)] \quad \text{si } z > -2 \quad (2.22)$$

## 2.2 Description du modèle de couche de mélange océanique CNRMOM1D53

où

$$A1 = 0.52655 + 0.02676[\ln(3.25116 \times chl)] \quad (2.23)$$

$$A2 = 0.22230 - 0.01708[\ln(0.91277 \times chl)] \quad (2.24)$$

$$B1 = 0.01542 + 0.17770[\sqrt{(0.46193 \times chl)}] \quad (2.25)$$

$$B2 = 0.68800 + 0.06071[\ln(0.13187 \times chl)] \quad (2.26)$$

et où

- $Tr(z, chl)$  correspond à la fraction du flux solaire total pénétrant dans l'océan qui atteint la profondeur  $z$ ,
- $chl$  désigne la concentration en chlorophylle.

La concentration en chlorophylle spécifiée par la suite est une climatologie mensuelle, selon les recommandations de *Ohlmann* (2003), dérivée des observations satellitaires de la couleur de l'océan lors du projet SEAWIFS (<http://oceancolor.gsfc.nasa.gov/SeaWiFS/>).

On peut déduire la fonction  $I(z)$  intervenant dans l'équation de conservation de la chaleur (2.1) par  $I(z) = Tr(z, chl) * \alpha$  où  $\alpha$  est l'albedo de la surface océanique.

### 2.2.5 Couplage avec le modèle de glace de mer GELATO3

La glace de mer joue un rôle essentiel dans les échanges de chaleur océan-atmosphère aux hautes latitudes. D'une part, elle agit comme une couche isolant thermiquement l'océan de l'atmosphère. Les échanges turbulents de chaleur peuvent être réduits d'un facteur cent par la présence de la glace. D'autre part, elle réfléchit environ douze fois plus d'énergie solaire incidente que la surface océanique. Elle modifie également les flux d'eau douce à la surface de l'océan par les processus de fonte. Le couplage du modèle CNRMOM1D avec un modèle de glace est donc indispensable à une simulation réaliste des interactions océan-atmosphère aux hautes latitudes.

J'ai incorporé le modèle de glace de mer GELATO3 (Global Experimental Leads and sea ice model for ATmosphere and Ocean) (*Salas-Mélia*, 2002) au modèle d'océan CNRMOM1D. Ce modèle de glace a également été utilisé au sein du modèle couplé global de circulation générale CNRM-CM3 (*Salas-Melia et al.*, 2005), pour la production des simulations du quatrième rapport du Groupement d'experts Intergouvernemental sur l'Evolution du Climat (GIEC). Quatre catégories d'épaisseur de glace sont représentées au sein d'une même maille : 0-0.3 m, 0.3-0.8 m, 0.8-3 m et plus de 3 m. Des transitions entre les catégories peuvent se produire lors de l'évolution thermodynamique de la glace. Chaque catégorie de glace est représentée par un bloc unique surmonté d'une couche de neige. Chaque bloc est divisé en 9 niveaux verticaux, à travers lesquels est résolue l'équation de diffusion de la chaleur. Les processus de vieillissement de la neige sont pris en compte. GELATO3 est utilisé sans dynamique au sein du modèle d'océan CNRMOM1D.

Le flux de chaleur à l'interface océan-glace de mer est calculé comme suit. La température dans la couche de mélange océanique est contrainte au point de congélation. Le flux de chaleur nécessaire pour imposer cette contrainte correspond au flux de chaleur de l'océan vers la glace. La somme de ce flux de chaleur de l'océan vers la glace et du flux de chaleur transmis par la glace donne le flux net à l'interface océan-glace.

### 2.2.6 Correction en chaleur et en sel

Le modèle d'océan ainsi construit étant un modèle 1D, les processus de diffusion horizontale et d'advection ne sont, par défaut, pas représentés. Cependant, les termes d'advection ont un rôle essentiel sur des échelles de temps saisonnières à millénaires. Par exemple, les processus advectifs assurent la redistribution de la chaleur de la zone tropicale vers les hautes latitudes. Sans correction en chaleur et en sel, un modèle 1D ne peut maintenir un état stable dans une simulation climatique. Nous présentons donc ici la méthode choisie pour représenter ces termes non résolus explicitement.

#### • Choix de la méthode

Les premiers tests effectués en utilisant une climatologie mensuelle des termes de tendance en chaleur et en sel liés aux processus advectifs et diffusifs horizontaux se sont avérés infructueux. Une interpolation linéaire de ces termes de tendance mensuelle vers une résolution journalière ne suffit pas non plus à produire une simulation stable. Il aurait été possible de corriger itérativement les termes de tendance en chaleur et en sel obtenus à résolution journalière par l'interpolation des termes à résolution mensuelle jusqu'à obtenir une correction qui autorise la stabilité de la simulation mais il a été jugé plus efficace de produire directement des termes de correction à résolution journalière.

Pour calculer ces corrections de flux de chaleur et d'eau, j'ai appliqué une procédure similaire en mode forcé ou en mode couplé. Une première simulation est produite en rappelant l'état thermodynamique tridimensionnel de l'océan vers une climatologie de température et salinité avec un temps caractéristique de relaxation de 1 jour. Des climatologies mensuelles de température et salinité ont été utilisées car c'est la seule résolution tri-dimensionnelle actuellement disponible. Ces climatologies ont été interpolées linéairement vers une résolution journalière. Les termes de rappel en sel et en température sont sauvegardés à chaque pas de temps au cours de cette première simulation. Puis une climatologie journalière tridimensionnelle de ces termes de rappel est calculée en éliminant la première année considérée comme une année de spin-up et c'est cette climatologie qui est utilisée comme correction de flux tridimensionnelle. Par cette méthode, les corrections de flux de chaleur et d'eau corrigent donc non seulement les processus diffusifs horizontaux et advectifs mais également les éventuels biais du modèle. Une fois ces corrections de flux obtenues, une deuxième simulation est produite mais au lieu de rappeler l'état thermodynamique du modèle, les corrections de flux lui sont appliquées, tous paramètres égaux par ailleurs. Cette méthode de calcul de corrections de flux est appliquée à l'ensemble du

## 2.2 Description du modèle de couche de mélange océanique CNRMOM1D55

domaine d'étude, zone englacée comprise.

### • Corrections de flux de chaleur et d'eau obtenues

Pour la validation du modèle, qui sera présentée en détail en section 2.3, CNRMOM1D a été forcé par les données de la réanalyse ERA40 sur la période 1958-2001. Selon la méthode décrite précédemment pour calculer les corrections de flux de chaleur et d'eau, une première simulation a été produite en rappelant l'état thermodynamique du modèle aux climatologies de température et salinité fournies par le Polar Hydrographic Center, University of Washington (PHC) (*Steele et al.*, 2001) avec une constante de temps de 1 jour. Ces climatologies fusionnent les données globales de la Version 1998 du World Ocean Atlas (WOA98) produites par le National Oceanographic Data Center (NODC) (*Antonov et al.*, 1998; *Boyer et al.*, 1998) et les données régionales de l'Arctic Ocean Atlas (*Environmental Working Group*, 1997a,b). Les climatologies du PHC représentent une amélioration par rapport aux données globales NODC WOA98 de la description de l'Océan Arctique qui est inclus partiellement dans notre région d'intérêt. Les corrections de flux de chaleur et d'eau douce sont calculées à partir des termes de rappel de cette simulation sur la période 1959-2001. L'intégration de ces flux sur la verticale compense le transport océanique (Fig.2.3), comme l'advection par le Gulf Stream et les upwellings le long de la côte africaine. La chaleur est redistribuée de la zone tropicale vers les moyennes et hautes latitudes. Ce transport de chaleur est plus important en été qu'en hiver. Ces distributions spatiales de flux de chaleur sont proches de celles décrites et utilisées par *Cassou et al.* (2007) pour un modèle de couche de mélange. On constate des flux d'eau douce importants aux hautes latitudes pour compenser les processus d'advection de glace et de masses d'eau, comme le transport d'eau douce et froide depuis le détroit de Davis en été. La zone de maximum de flux de chaleur correspond à une zone déficitaire en glace comparée aux données HadISST (<http://badc.nerc.ac.uk/data/hadisst/>, non montré). Ce flux de chaleur important reflète une incohérence entre les données ERA40 et les données du PHC en ce qui concerne la position du bord de glace. L'application de ces corrections de flux permet d'obtenir une simulation stable sur la période 1959-2001 comme nous le verrons dans la section 2.3.

### • Implications du choix de la méthode de correction

↪ Une climatologie tri-dimensionnelle des termes de tendance en chaleur et en sel liés aux processus advectifs, à résolution journalière, est donc appliquée au modèle. Aucune variabilité liée aux processus advectifs ne sera donc produite par le modèle. La variabilité océanique simulée est la variabilité induite par les flux de surface et les processus non-linéaires liés aux processus de couche de mélange.

↪ Par cette méthode, les corrections de flux de chaleur et d'eau corrigent non seulement les processus advectifs mais également les éventuels biais du modèle. La Fig. 2.3 montre qu'au premier ordre, ce sont bien les processus advectifs qui sont corrigés (redistribution

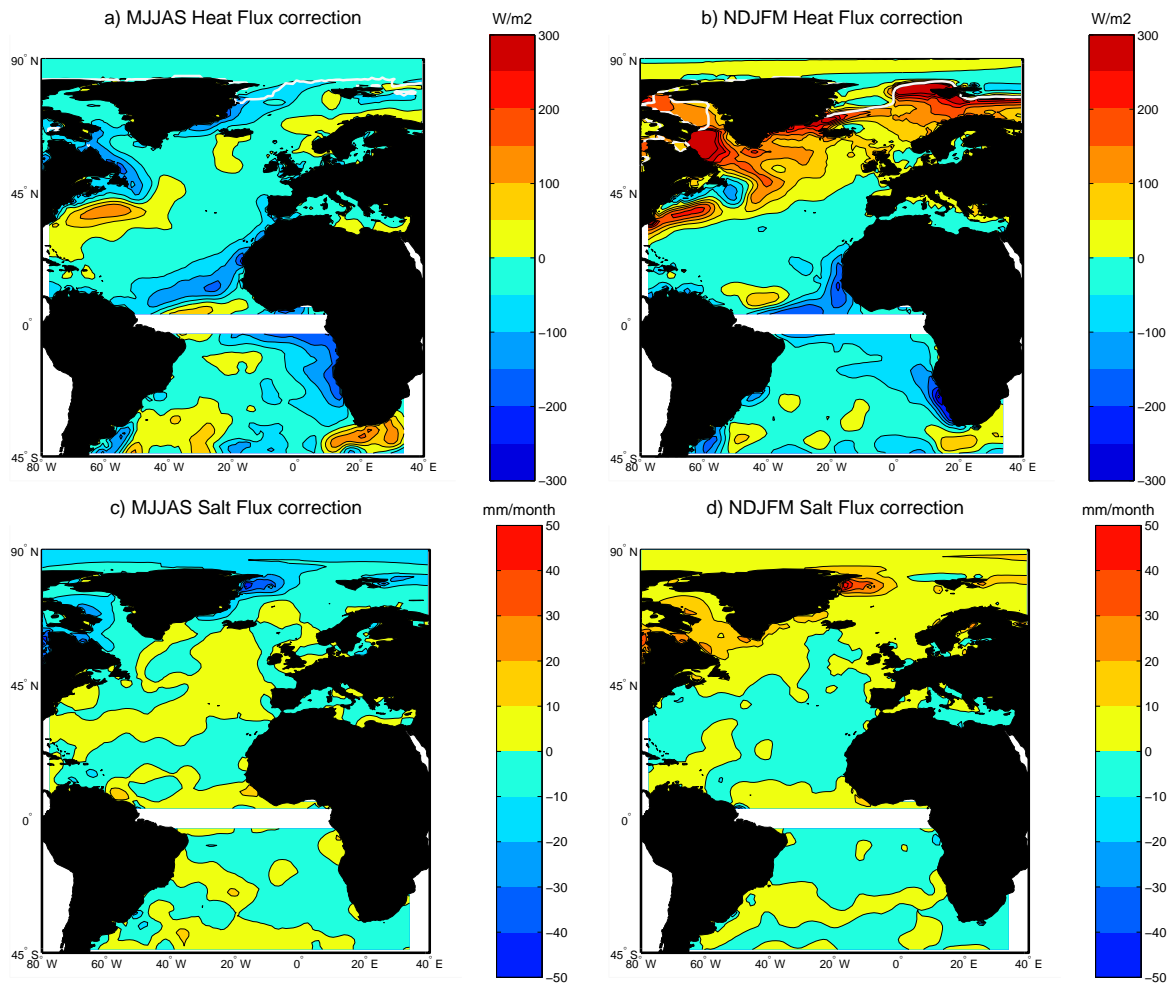


FIG. 2.3 – a,b) Corrections de flux de chaleur et c,d) de flux de sel intégrées sur la verticale au cours des saisons boréales a,c) estivale (mai-septembre) et b,d) hivernale (novembre-mars). Un flux positif correspond à un apport de chaleur ou de sel. Intervalle entre les contours :  $50W/m^2$  en a,b),  $10mm/mois$  en c,d). Les contours blancs indiquent le bord de glace défini par un seuil de 90% de concentration de glace.

## 2.2 Description du modèle de couche de mélange océanique CNRMOM1D57

de la chaleur des basses vers les hautes latitudes, upwellings, Gulf Stream...). Cependant, cette méthode occulte une part difficile à estimer de biais du modèle.

### 2.2.7 Les flux de surface

En mode couplé, les flux de surface sont calculés par le modèle d'atmosphère et transmis à l'océan. En mode forcé, les flux de précipitations solides et liquides ainsi que les flux de chaleur solaire et infrarouge descendants sont prescrits. Le flux infrarouge montant est calculé par le modèle d'océan, à partir de la loi de Stefan (*Stefan*, 1879) :

$$F_{ir\uparrow} = \epsilon\sigma T_s^4 \quad (2.27)$$

où

- $\epsilon$  est l'émissivité :  $\epsilon_{neige/glace} = 0.97$  et  $\epsilon_{eau} = 0.96$ ,
- $\sigma = 5.67 \times 10^{-8} W.m^{-2}.K^{-4}$  est la constante de Stefan-Boltzmann
- $T_s$  est la température de surface.

La tension de vent  $\tau$  et les flux turbulents de chaleur latente  $F_H$  et sensible  $F_{LE}$  sont soit prescrits, soit calculés par le modèle d'océan via les formules bulk classiques :

$$\tau = \rho_a c_d U^2 \quad (2.28)$$

$$F_H = \rho_a C_{pa} c_h U (T_a - T_s + 0.0098 * h_a) \quad (2.29)$$

$$F_{LE} = \rho_a L_v c_e U (q_a - q_s) \quad (2.30)$$

où

- $U = \sqrt{u^2 + v^2}$  est la vitesse horizontale du vent à  $h_u = 10 m$
- $T_a$  est la température atmosphérique mesurée à la hauteur  $h_a = 2 m$ ,
- $T_s$  est la température océanique de surface,
- $q_a$  est l'humidité spécifique mesurée à  $2 m$ ,
- $q_s$  est l'humidité spécifique à saturation au niveau de la mer, qui dépend de la pression réduite au niveau de la mer, de la température océanique et de la salinité de surface,
- $\rho_a$  est la densité de l'air qui dépend de la température à la hauteur  $h_a$ , de l'humidité spécifique  $Q_a$  et de la pression réduite au niveau de la mer,
- $C_{pa} = 1004.65 J.kg^{-1}.K^{-1}$  est la chaleur spécifique de l'air sec,
- $L_v$  est la chaleur latente de vaporisation qui est fonction de la température de surface océanique  $T_s$ ,
- $c_d$ ,  $c_h$  et  $c_e$  sont les coefficients d'échange. Plusieurs paramétrisations sont disponibles pour calculer ces coefficients. Elles feront l'objet de la section de discussion qui suit.

Dans les simulations océaniques forcées utilisées au cours de cette thèse, les flux turbulents ont été calculés via ces formules bulks plutôt que prescrits. En effet, l'utilisation de

formules bulks permet de prendre en compte l'impact des variations de SST sur ces flux turbulents et contribue ainsi au réalisme des simulations océaniques forcées.

Les flux d'évaporation sont déduits des flux de chaleur latente :

$$E = \frac{1}{\rho_{eau}} \frac{F_{LE}}{L} \quad (2.31)$$

où

- $\rho_{eau} = 1000 \text{ kg.m}^{-3}$  est la densité de l'eau pure.
- $F_{LE}$  est le flux de chaleur latente.
- $L$  est la chaleur latente de sublimation sur la banquise, de vaporisation sur l'océan. La dépendance par rapport à la température des chaleurs latentes de changement d'état est prise en compte. En revanche, la chaleur latente de vaporisation est considérée comme indépendante de la pression, ce qui peut induire une erreur maximale de 0.5%.

### • Discussion : choix de la paramétrisation des flux turbulents sur l'océan

Le choix de la paramétrisation des flux turbulents est crucial car ces flux jouent un rôle prépondérant dans l'évolution de la température océanique de surface et dans les processus d'évolution de la couche de mélange. La Fig. 2.4 illustre les coefficients d'échange  $c_d$ ,  $c_h$  et  $c_e$  donnés par certaines de ces paramétrisations. Les revues de *Garatt* (1977) et *Smith* (1988) ont montré que les paramétrisations alors disponibles avaient été obtenues à partir de données de vitesse de vent couvrant la gamme 4-15  $\text{m.s}^{-1}$ . Ces paramétrisations ne sont donc pas adaptées aux cas de vents faibles ou forts. *Blanc* (1985) a estimé à un facteur 2 l'erreur commise sur les coefficients d'échange pour l'humidité. Notons qu'une erreur de 10% peut causer une erreur sur le flux de chaleur latente de 10  $\text{W/m}^2$ .

Parmi les données TOGA-COARE, la moitié correspondent à des cas de vents inférieurs à 4  $\text{m.s}^{-1}$ . *Fairall et al.* (1996) ont donc développé la paramétrisation TOGA-COARE à partir de ce jeu de données afin de pallier au problème des cas de vents faibles non-représentés par les paramétrisations antérieures. L'erreur sur le bilan de chaleur total en utilisant cette paramétrisation a été estimée à 10  $\text{W/m}^2$  par *Fairall et al.* (1996). Cependant la paramétrisation de *Fairall et al.* (1996) présente comme les précédentes le défaut d'une mauvaise représentation des cas de vents forts.

La paramétrisation ECUME (Exchange Coefficients from Unified Multi-campaigns Estimates) décrite dans *Belamari* (2005) et *Belamari and Pirani* (2007) donne une formulation optimisée des flux turbulents de surface élaborée à partir d'un regroupement des données de diverses campagnes (SEMAPHORE, CATCH, FETCH, EQUALANT99 et POMME) sur 260 jours de mesures au total et couvrant l'océan Atlantique et la mer Méditerranée. Ces campagnes sont décrites dans l'article de synthèse de *Weill et al.* (2003). Les formulations proposées antérieurement à ECUME ont été développées à partir seulement d'une ou deux de ces campagnes de mesure des flux océan-atmosphère. Cette



## 2.2 Description du modèle de couche de mélange océanique CNRMOM1D59

nouvelle paramétrisation, utilisant l'ensemble de ces campagnes, est donc valable sur une plus large gamme de conditions atmosphériques et océaniques que les précédentes, en particulier pour des vents de 0 à  $30 \text{ m.s}^{-1}$  avec une extrapolation pour les vents cycloniques. J'ai donc opté pour la paramétrisation ECUME pour le calcul des flux turbulents dans le modèle CNRMOM1D.

### • Description de la paramétrisation ECUME

La spécificité de la paramétrisation ECUME, décrite dans *Belamari* (2005) et *Belamari and Pirani* (2007), repose sur la formulation analytique des coefficients d'échange neutres  $c_{dn}$ ,  $c_{hn}$ , et  $c_{en}$  en fonction du gradient vertical de vitesse neutre. Cette formulation analytique des coefficients neutres est utilisée dans une boucle itérative qui estime les échelles caractéristiques de vitesse de vent  $u_*$ , température potentielle  $\theta_*$  et humidité  $q_*$  jusqu'à convergence de ces trois facteurs d'échelle. Puis, les coefficients d'échange  $c_d$ ,  $c_h$  et  $c_e$  sont déduits des grandeurs caractéristiques  $u_*$ ,  $\theta_*$  et  $q_*$  et des gradients verticaux de vitesse de vent, température potentielle et humidité. Pour plus de détails, on se reportera à *Belamari* (2005) et *Belamari and Pirani* (2007).

### • Les flux turbulents sur la glace

Les formules bulks ECUME sont applicables au calcul des flux turbulents sur la surface océanique mais pas sur la glace. Pour ce type de surface, le nombre d'études proposant des formulations des flux de chaleur latente et sensible est très restreint. On doit les premières formulations bulks de ces flux à *Parkinson and Washington* (1979) :

$$F_H = \rho_a C_{pa} c_{ex} U (T_a - T_s) \quad (2.32)$$

$$F_{LE} = \rho_a L_s c_{ex} U (q_a - q_s) \quad (2.33)$$

où

- $T_s$  est la température de surface de la glace,
- $L_s$  est la chaleur latente de sublimation qui est fonction de la température de surface de la glace  $T_s$ ,
- $Q_s$  est l'humidité spécifique à saturation à la surface de la banquise, qui dépend de la pression réduite au niveau de la mer et de la température de surface de la glace,
- $c_{ex}$  est un coefficient d'échange.

L'étude de *Maykut* (1982) a ensuite montré que le choix d'un coefficient d'échange constant fixé à  $1.75 \times 10^{-3}$  donne des résultats satisfaisants. Les paramétrisations proposées par la suite sont également basées sur un coefficient d'échange constant mais qui peut être fonction de la zone d'intérêt *Goosse et al.* (2001). *Simonsen and Haugan* (1996) donnent une revue des différents coefficients d'échange proposés et se rallient au choix de *Maykut* (1982) qui a également été sélectionné dans cette thèse.

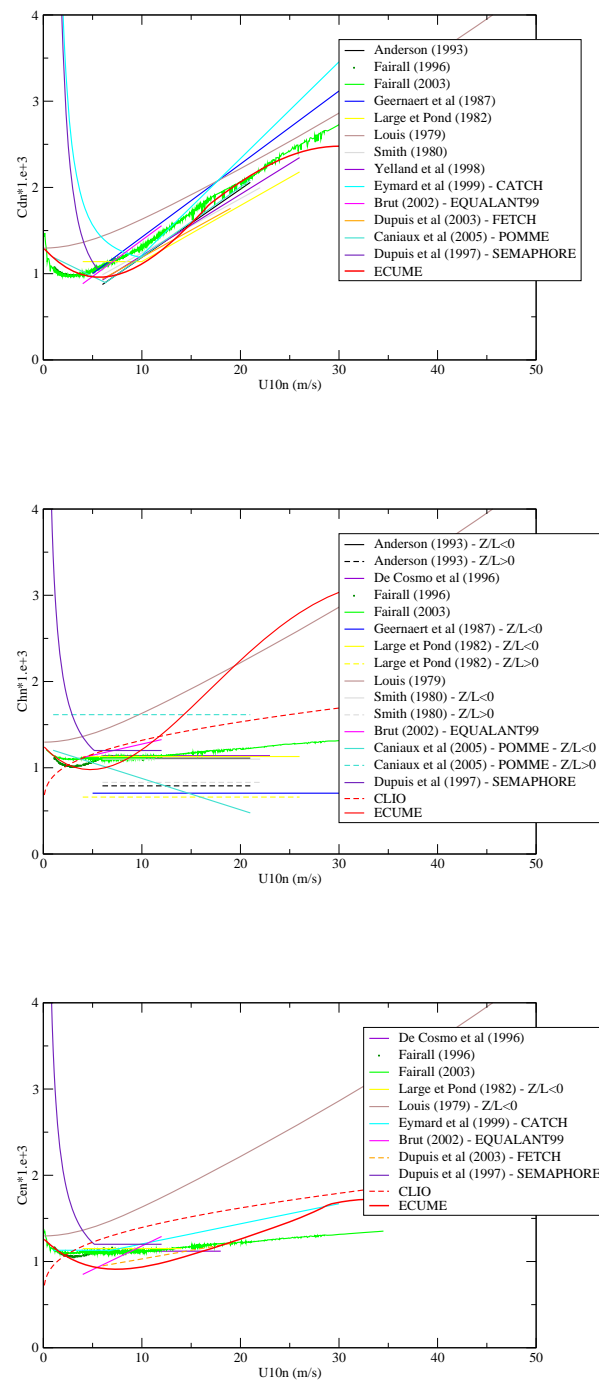


FIG. 2.4 – Coefficients d'échange  $c_d$ ,  $c_h$  et  $c_e$  en fonction de la vitesse du vent, selon les formulations couramment utilisées actuellement

### 2.2.8 Résolution temporelle du flux solaire

D'après les recommandations de *Bernie et al.* (2005), une résolution temporelle minimale de 3 h du flux solaire est nécessaire pour reproduire le cycle diurne océanique. Des tests de simulations globales forcées du modèle CNRMOM1D par les données de la réanalyse ERA40 avec une résolution de 3 h ont montré que, dans notre cas, cette résolution n'était pas suffisante. Une onde de période 3 h apparaît autour de la Terre modulant fortement l'amplitude du réchauffement diurne. Une résolution d'1 h du flux solaire a donc été appliquée dans toutes les analyses qui suivent. Cependant, les données de la réanalyse ERA40 avec lesquelles seront effectuées les simulations forcées ont une résolution temporelle de 6 h. Une interpolation temporelle du flux solaire est donc nécessaire.

#### • Description de la méthode d'interpolation

Pour obtenir une résolution d'1 h du flux solaire à partir d'un pas de temps plus long, la méthode de *Bernie et al.* (2007) a été utilisée. Cependant, l'information est interpolée à partir du flux à résolution 6 h plutôt qu'à partir du flux journalier utilisé par *Bernie et al.* (2007). La méthode de *Bernie et al.* (2007) consiste en une interpolation conservative basée sur des fonctions trigonométriques dépendant de la latitude et de la saison. A partir de considérations géométriques, on détermine la fonction qui donne la forme du cycle diurne du flux solaire au cours d'une journée. Soient :

- $lat$ , la latitude,
- $H = (lon - \pi + 2\pi t)$ , l'angle horaire, où  $lon$  désigne la longitude et  $t$ , le temps universel,
- $\delta$ , la déclinaison donnée par :  $\delta = 2\pi(\frac{-23.5}{360}) \cos(2\pi\frac{j}{n_j})$  où  $j$  est le nombre de jours écoulés depuis le solstice d'hiver (21 décembre) et  $n_j$  le nombre de jours par an (365 ou 366).

$$f(lat, \delta, H) = \sin(lat) \sin(\delta) + \cos(lat) \cos(\delta) \cos(H) \quad (2.34)$$

$$f(t) = \sin(lat) \sin(\delta) + \cos(lat) \cos(\delta) \cos(lon - \pi + 2\pi t) \quad (2.35)$$

entre le lever et le coucher du soleil et  $f(t) = 0$ , la nuit. Les heures du lever et du coucher du Soleil sont déterminées par :  $\sin(lat) \sin(\delta) + \cos(lat) \cos(\delta) \cos(lon - \pi + 2\pi t) = 0$ , si cette équation a une solution, ce qui n'est pas le cas aux hautes latitudes en été. L'heure du lever correspond à  $\frac{\partial f}{\partial t} > 0$  et l'heure du coucher à :  $\frac{\partial f}{\partial t} < 0$ .

On peut exprimer le flux solaire à résolution horaire que l'on cherche à déterminer,  $S_{new}(t)$ , comme :

$$S_{new}(t) = S^* \times f(t) \quad (2.36)$$

ou sous forme discrétisée, pour un temps  $t_i$  et un pas de temps  $\Delta t = 1 h$  :

$$S_{new}(t_i) = S^* \times \frac{\int_{t_i-0.5\Delta t}^{t_i+0.5\Delta t} f(t) dt}{\Delta t} \quad (2.37)$$

où  $S^*$  est un facteur d'échelle tel que :

$$S^* \times \int_{t_1}^{t_2} f(t)dt = S_{or}[t_1 \rightarrow t_2] \times (t_2 - t_1) \quad (2.38)$$

- $S_{or}$  est le flux solaire initial et  $S_{or}[t_1 \rightarrow t_2]$  correspond à un pas de temps de  $S_{or}$  d'une durée de 6 h dans notre cas.
- $t_i$  est situé à l'intérieur de l'intervalle  $[t_1; t_2]$ . 6 valeurs de  $t_i$  sont donc possibles au sein de cet intervalle dans notre cas.

$S^*$  prend une valeur différente à chaque pas de temps de  $S_{or}$ , qui dépend, par exemple, de la couverture nuageuse.

Finalement, on obtient  $S_{new}(t)$  par la relation :

$$S_{new}(t) = S_{or}[t_1 \rightarrow t_2] \times \frac{(t_2 - t_1)}{\int_{t_1}^{t_2} f(t)dt} \times \frac{\int_{t_i-0.5\Delta t}^{t_i+0.5\Delta t} f(t)dt}{\Delta t} \quad (2.39)$$

### • Limites de cette méthode

L'interpolation du flux solaire nécessite le choix d'une forme du cycle diurne de flux solaire, qui est ici basée sur des fonctions trigonométriques. Il est tout à fait envisageable que cette forme ne soit pas optimale et représente mal le pic de flux solaire en milieu de journée. Il est cependant difficile de donner une forme générale non-entachée d'une erreur inconnue.

## 2.2.9 Résolution verticale du modèle

### • Contexte bibliographique

*Bernie et al.* (2005) ont réalisé une étude de sensibilité de l'amplitude du réchauffement diurne simulé par le modèle KPP de *Large et al.* (1994) à la résolution verticale. Leurs résultats sont illustrés sur la Fig. 2.5 composée de deux figures extraites de leur article. Cette figure montre une très forte sensibilité de l'amplitude du réchauffement diurne simulé à la résolution verticale. Cette amplitude est multipliée par 4 lorsque l'on augmente la résolution de 10 m à 1 m. Cependant, lorsque l'épaisseur des niveaux verticaux devient inférieure à 1 m, on observe une saturation de l'amplitude du réchauffement diurne simulé (leur Fig. 10). Ils expliquent cette saturation par une étude de sensibilité à la résolution verticale de la tendance en température  $T_s$  du niveau supérieur en l'absence de mélange turbulent. La température simulée par le premier niveau océanique est assimilée à la SST. Cette tendance est donnée par :

$$\frac{dT_s}{dt} = \frac{1}{\rho c_p \Delta h} [F_{non\ solaire} + \alpha F_{solaire} \times (1 - Tr(z = \Delta h))] \quad (2.40)$$

où

## 2.2 Description du modèle de couche de mélange océanique CNRMOM1D63

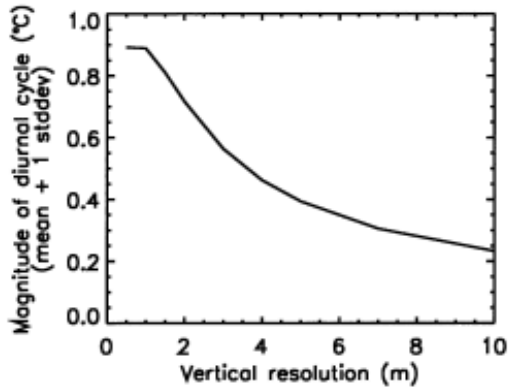


FIG. 10. The diagnosed magnitude of the diurnal variability SST for configurations of different linear resolutions.

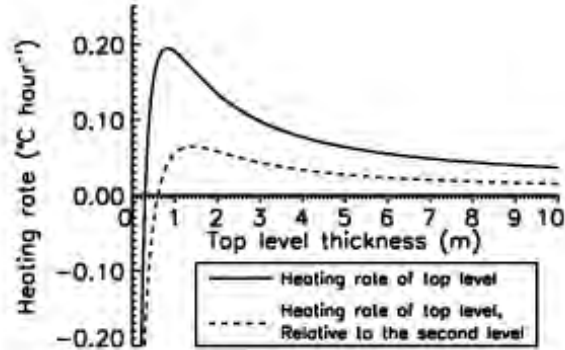


FIG. 11. The dependence of heating rate of the uppermost model level due to surface fluxes as a function of the layer thickness (solid line) and the relative heating rate of the uppermost level relative to the second model level (dashed). The calculation assumes that the surface cooling is fixed at  $-200 \text{ W m}^{-2}$  and the shortwave flux is  $800 \text{ W m}^{-2}$ .

FIG. 2.5 – *Figures tirées de Bernie et al. (2005). Sensibilité du réchauffement diurne à la résolution verticale pour des résolutions linéaires.*

- $\rho$  est la masse volumique de l'eau de mer.
- $c_p$  est la chaleur spécifique de l'eau de mer.
- $\Delta h$  est l'épaisseur du niveau supérieur du modèle d'océan.
- $F_{non \text{ solaire}} = F_{ir} + F_H + F_{LE}$  est le flux de chaleur non solaire total en surface
- $F_{solaire}$  est le flux de chaleur solaire.
- $\alpha$  est l'albédo de la surface océanique.
- $Tr(z)$  est la fonction de transmission solaire en fonction de la profondeur.

Leur courbe (leur Fig. 11) donne les résultats de cette étude de sensibilité à l'épaisseur des niveaux verticaux pour des valeurs de flux solaire et flux non-solaire respectivement de  $800 \text{ W/m}^2$  et  $-200 \text{ W/m}^2$ , qui sont des valeurs typiques en milieu de journée. Le maximum de tendance en température sans tenir compte du mélange turbulent est obtenu pour une épaisseur de  $1 \text{ m}$ . Leur article précise que l'épaisseur des niveaux pour laquelle la tendance en température est maximale peut varier au maximum de 20% si lorsque l'on change les valeurs de flux solaire et non solaire. D'après leur Fig. 11, lorsque l'on augmente la résolution au-delà d' $1 \text{ m}$ , le flux non-solaire émis par le premier niveau devient supérieur au flux solaire absorbé par ce même niveau. La tendance en température du niveau supérieur en l'absence de mélange turbulent donne alors lieu à un refroidissement. Ce refroidissement est à l'origine d'une instabilité convective qui tend à homogénéiser les couches supérieures. C'est pour cette raison que l'amplitude du réchauffement diurne sature lorsque l'on augmente la résolution au-delà d' $1 \text{ m}$ . Ce type de refroidissement est initié par ce qui correspond physiquement au phénomène de peau froide dans l'océan dans laquelle les processus de diffusion moléculaire dominant, l'épaisseur de cette peau froide étant de l'ordre de  $0.1 \text{ mm}$  à  $1 \text{ mm}$  (Saunders, 1967; Katsaros, 1980; Robinson et al., 1984;

Ward and Donelan, 2006). La saturation de l'amplitude du réchauffement diurne simulée reflète ainsi les limitations de l'utilisation de paramétrisations, telles que les paramétrisations KPP ou TKE, développées pour des résolutions verticales inférieures à celles requises pour l'étude de phénomènes d'échelles très fines tels que la couche de réchauffement diurne.

### • Choix de la résolution verticale

En accord avec les recommandations de *Bernie et al.* (2005) afin d'obtenir une bonne représentation du cycle diurne, l'épaisseur des niveaux verticaux dans le modèle CNRMOM1D a été choisie égale à 1 m dans les 75 premiers mètres. Cette épaisseur augmente ensuite avec la profondeur jusqu'à une épaisseur de 500 m au fond. La grille océanique verticale comprend 124 niveaux verticaux. Cette grille verticale est celle qui sera utilisée pour toutes les simulations du modèle CNRMOM1d analysées par la suite. Il aurait cependant été intéressant de vérifier les résultats de *Bernie et al.* (2005) sur la sensibilité du réchauffement diurne simulé à la résolution verticale avec le modèle CNRMOM1D. Cette étude n'a pas été réalisée mais sera mise en place ultérieurement.

La figure 2.6 illustre la bathymétrie du modèle pour une grille horizontale T159, ce qui correspond à une résolution de  $1.125^\circ$ . On aurait pu choisir de produire les simulations océaniques sur une grille ne s'étendant pas jusqu'au fond de l'océan mais seulement jusqu'à une profondeur fixe car l'évolution de l'état océanique dans les couches profondes n'est pas de prime importance pour les études qui suivront. Cependant, l'inconvénient de ce choix aurait été un système ouvert en chaleur et en sel, l'océan profond se comportant comme une source infinie. Le surcoût en temps de calcul est très faible étant donnée l'épaisseur des niveaux égale à 500 m en-dessous de 1000 m, ce qui fait un total de 10 niveaux parmi les 124 entre 1000 m et 6000 m. Ces niveaux profonds peuvent être utiles en cas d'approfondissement important mais sporadique de la couche de mélange hivernale.

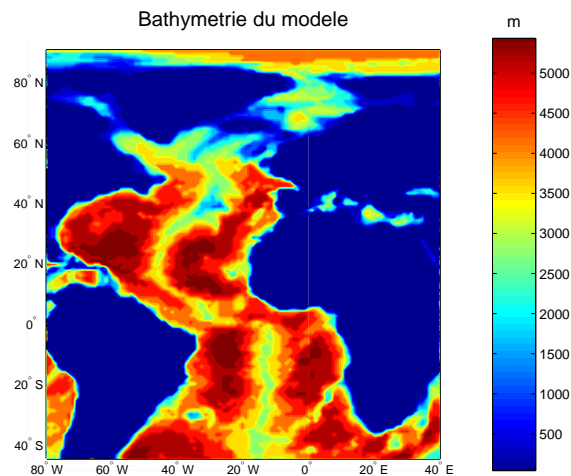


FIG. 2.6 – Bathymétrie du modèle CNRMOM1D dans la simulation ERA1h

## 2.3 Validation du modèle CNRMOM1D

Le tableau 5.1 présente les différentes expériences produites avec le modèle CNRMOM1D au cours de cette thèse : deux simulations forcées par les données de la réana-

Fréquence de couplage ou forçage	1h	24h
Simulation forcées	ERA1h	ERA24h
Simulation couplées	C1h	C24h

TAB. 2.1 – Tableau récapitulatif des expériences réalisées avec le modèle CNRMOM1D. En orange, sont les expériences dont traite la section 2.3.

lyse ERA40 au cours de la période 1959-2001 (période des réanalyses ERA40), nommées ERA1h et ERA24h, ainsi que deux simulations couplées avec le modèle d’atmosphère ARPEGE-climat version 4, nommées C1h et C1d. Les simulations ERA1h et ERA24h sont forcées respectivement avec un pas de temps de 1h et 24h. Les simulations C1h et C1d sont couplées respectivement avec un pas de temps de 1h et 24h. Les simulations ERA24h et C1d ne représentent donc pas le cycle diurne océanique. Dans cette section, nous présentons quelques éléments de validation des simulations ERA1h et C1h, représentant le cycle diurne océanique. Les simulations ERA24h et C1d seront présentées lors des études de sensibilité à la prise en compte du cycle diurne océanique, respectivement en mode forcé dans le chapitre 5 et en mode couplé dans le chapitre 6.

### 2.3.1 La simulation forcée ERA1h

#### • Description de la simulation

Dans un premier temps, la validation du modèle CNRMOM1D s’appuie sur la simulation ERA1h forcée par les données de la réanalyse ERA40. Suivant les recommandations de *RamosBuarque et al.* (2004), les flux de chaleur radiatifs descendants et les précipitations des réanalyses utilisés pour forcer le modèle sont pris 12 h après l’heure d’assimilation pour éviter l’impact sur les flux de surface du spin-up du modèle utilisé pour produire les réanalyses. La simulation est forcée avec une résolution temporelle de 1h pour le flux solaire (voir section 2.2.8) et 6 h pour les autres flux de surface. Les flux turbulents sont calculés par le modèle (voir section 2.2.7). La grille horizontale utilisée est la grille régulière T159 sur laquelle les données ERA40 sont produites, ce qui correspond à une résolution de 1.125°.

A l’état initial, l’océan est au repos et les champs de température et de salinité correspondent au mois de janvier de la climatologie du PHC. L’extension initiale de la couverture de glace correspond à celle des données HadISST (*Rayner et al.*, 2003) (<http://badc.nerc.ac.uk/data/hadisst/>) avec une épaisseur de glace de 3m dans l’Océan Arctique et 1m autour de l’Antarctique. Au cours de la première année de simulation qui sera considérée comme un spin-up, le modèle d’océan est rappelé en température et en sel vers la climatologie du PHC avec une constante de temps de un jour.

Par la suite, la correction de flux de chaleur et d'eau douce décrite en section 2.2.6 est appliquée et l'état thermodynamique de l'océan est rappelé avec une constante de temps de 365 jours vers les données du PHC au nord de  $5^{\circ}\text{N}$  et au sud de  $5^{\circ}\text{S}$ . Ce rappel équivaut à un flux de chaleur de  $0.12\text{W}\cdot\text{m}^{-3}\cdot\text{K}^{-1}$ . Dans la bande  $2.5^{\circ}\text{S}$ - $2.5^{\circ}\text{N}$ , la constante de temps du rappel est de 1 jour, qui est équivalent à un flux de chaleur de  $47.41\text{W}\cdot\text{m}^{-3}\cdot\text{K}^{-1}$ . La constante de temps de ce rappel évolue linéairement entre ces deux valeurs dans les zones  $5^{\circ}\text{S}$ - $2.5^{\circ}\text{S}$  et  $2.5^{\circ}\text{N}$ - $5^{\circ}\text{N}$ . Ce rappel important dans la bande tropicale est indispensable pour maintenir un état stable, ce qui souligne les limitations du modèle 1D. En effet, les processus advectifs jouent un rôle crucial à ces latitudes. La bande tropicale est le siège de forts courants tels que les courants et contre-courants équatoriaux de surface ou les sous-courants équatoriaux en subsurface. Les résultats de la simulation dans la bande  $5^{\circ}\text{S}$ - $5^{\circ}\text{N}$  ne seront donc pas exploités dans les analyses qui suivront.

### • Intensité du mélange turbulent

Pour valider l'intensité du mélange turbulent simulé par le modèle CNRMOM1D, nous comparons ici les champs de profondeur de couche de mélange en hiver (décembre - février) et en été boréaux (juin - août) tirés, d'une part, de la simulation ERA1h et d'autre part, des données de *DeBoyerMontégut et al.* (2004) (Fig.2.7). Le même critère est utilisé pour définir cette profondeur dans les deux cas : c'est la profondeur à laquelle la différence en densité avec la surface atteint  $0.03\text{kg}/\text{m}^3$ . La structure spatiale des champs simulés est proche de celle des données de *DeBoyerMontégut et al.* (2004). Les maxima de profondeur de couche de mélange hivernale, correspondant aux sites de convection profonde, sont reproduits de manière satisfaisante par le modèle bien que leurs localisations soient légèrement décalées et que la profondeur soit légèrement plus faible. Le site de convection des mers nordiques est en mer de Norvège au lieu d'être en mer du Groenland. Le site de convection de la mer d'Irminger situé à la pointe du Groenland, d'après les données, est trop éloigné de la côte dans la simulation ERA1h. Enfin, le site de convection de la mer du Labrador est décalé d'environ  $5^{\circ}$  vers le sud du Groenland. La présence de glace de mer dans ces zones tend à repousser les sites de convection. Cependant, ces zones correspondent à des zones englacées selon les données HadISST (*Rayner et al.*, 2003) qui ont été utilisées comme conditions aux limites inférieures pour produire les réanalyses ERA40. Le positionnement de ces sites de convection semble donc réaliste au regard des données HadISST (*Rayner et al.*, 2003) mais pas celles de *DeBoyerMontégut et al.* (2004). Les tempêtes qui traversent l'Océan Atlantique Nord affectent l'intensité du mélange turbulent aux moyennes et hautes latitudes. Leur trajectoire moyenne, en hiver, est repérable à un approfondissement de la couche de mélange aussi bien dans le modèle que dans les observations. Le bon accord entre profondeur de couche de mélange simulée et observée reflète la capacité du modèle à reproduire les mécanismes-clés pilotant le contenu de chaleur de la couche de mélange. Cependant, la profondeur de couche de mélange est trop faible comparée aux observations, en raison d'une sous-estimation du mélange turbulent. Ce défaut est particulièrement visible en été où cette sous-estimation peut atteindre 30% (entre  $5\text{m}$  et  $10\text{m}$ ). Ce biais est très certainement lié aux processus de mélange non repré-



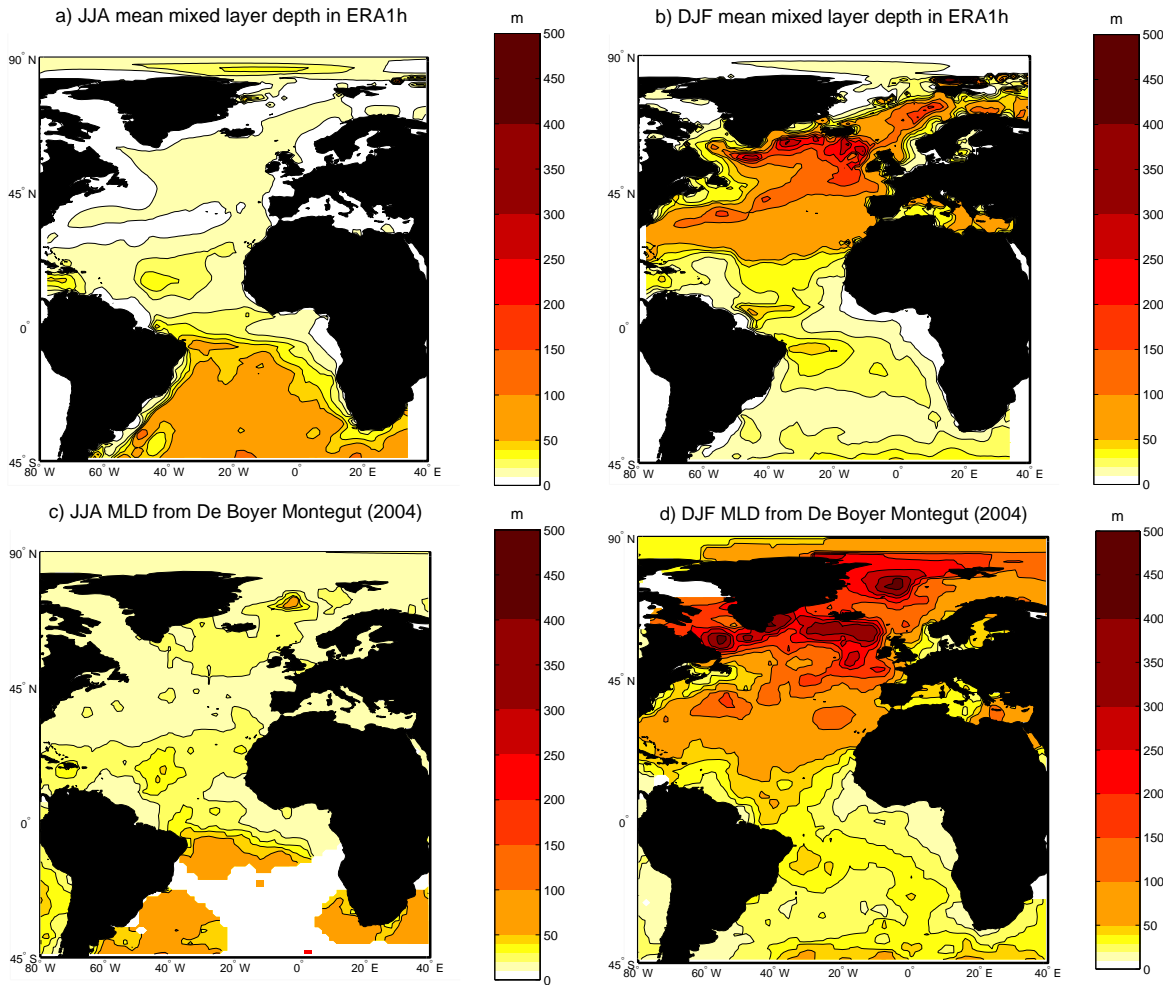


FIG. 2.7 – Profondeur de couche de mélange en été (juin-août ; a, c) et en hiver boréal (décembre - février ; b, d) dans le modèle couplé CNRMOM1D/GELATO3 (a, b) et dans les données d'observation de DeBoyerMontégut et al. (2004). Intervalle entre les contours : 10m en-dessous de 50m, 50m entre 50m et 300m, 100m au-dessus.

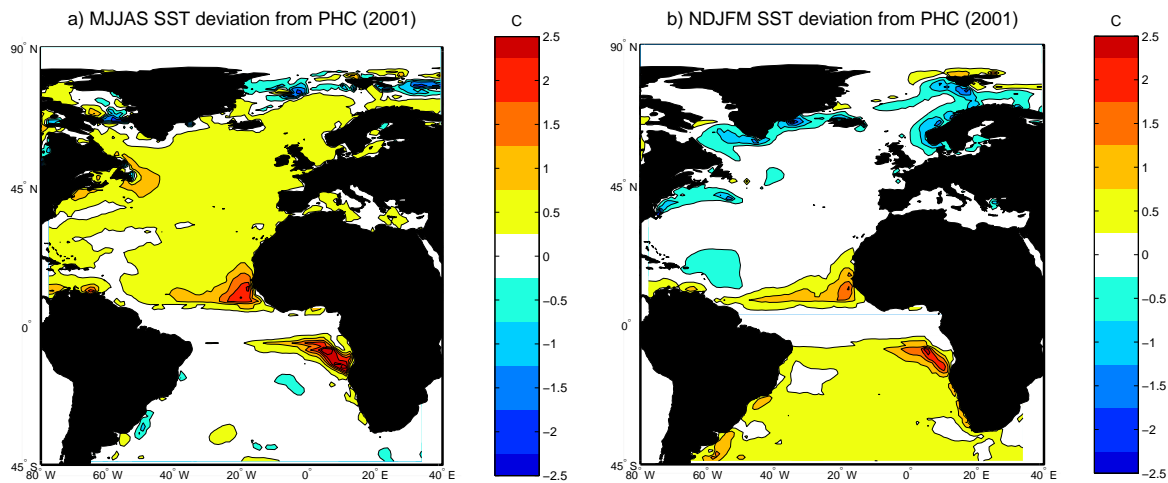


FIG. 2.8 – Différences entre la température de surface océanique simulée par le modèle couplé CNRMOM1D/GELATO3 et les données du PHC (Steele et al., 2001) en a) été (mai - septembre) et b) hiver boréal (novembre - mars). Intervalle entre les contours :  $0.5^{\circ}\text{C}$

sentés dans le modèle tels que le mélange par les ondes internes le long de la thermocline et le mélange diapycnal. En hiver, ce biais est moins visible du fait d'un mélange turbulent bien plus intense qu'en été.

### • Climatologie des températures de surface

Le biais maximal de SST par rapport aux données du PHC se produit dans la zone des upwellings côtiers tropicaux où il peut dépasser  $2^{\circ}\text{C}$  (Fig.2.8). Le biais froid en hiver (novembre - mars) dans la mer du Labrador reflète l'extension trop importante de la couverture de glace par rapport aux données du PHC. Ce biais est dû à une incohérence entre le bord de glace du PHC et celui des données ERA40. Un biais chaud d'environ  $0.5^{\circ}\text{C}$  s'étend également sur l'ensemble du bassin dans l'hémisphère d'été. Ce biais est cohérent avec la trop faible profondeur de couche de mélange. En effet, les couches supérieures de l'océan sont généralement plus chaudes que les couches profondes. Ainsi, un approfondissement de la couche de mélange est associé à un entraînement d'eaux froides dans la couche de mélange et tend à la refroidir. Ainsi, la profondeur de couche de mélange est généralement corrélée négativement à la température dans la couche de mélange et à la SST.

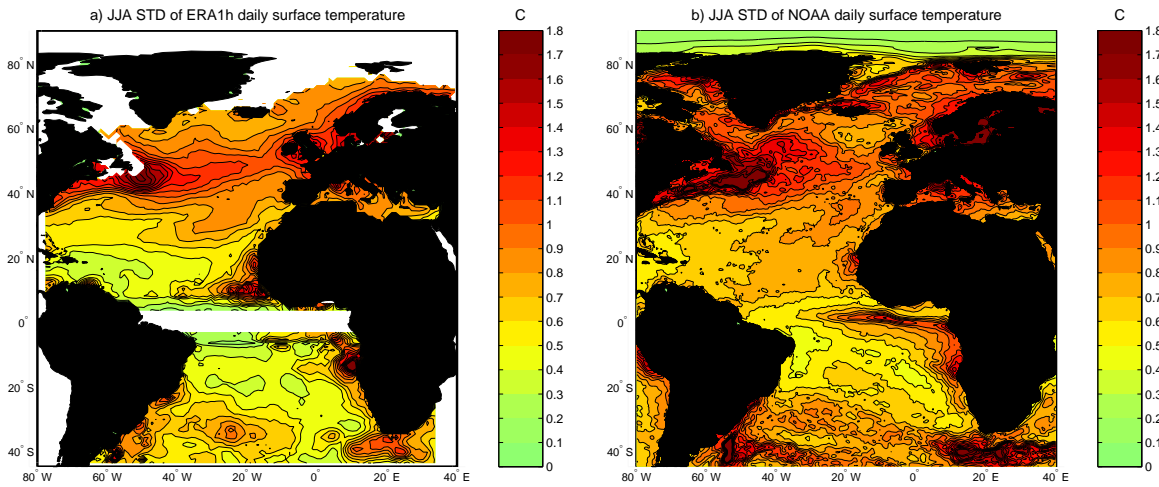


FIG. 2.9 – *Ecart-type des séries temporelles de SST journalières en été (juin-août) a) simulées par le modèle couplé CNRMOM1D/GELATO3 b) tirées des observations satellitaires de la NOAA (Reynolds et al., 2007) couvrant la période 1985-2001 (www.ncdc.noaa.gov/oa/climate/research/sst/oi-daily.php). Intervalle entre les contours : 0.1°C*

### • Variabilité journalière des SST

La Fig. 2.9 montre les écarts-types des séries de SST journalières en été boréal dans la simulation ERA1h ainsi que dans les observations satellitaires de la NOAA (Reynolds et al., 2007) couvrant la période 1985-2001 (www.ncdc.noaa.gov/oa/climate/research/sst/oi-daily.php). Cette figure permet de comparer l'amplitude de la variabilité journalière simulée par le modèle avec celle des observations disponibles. La structure spatiale des écart-types de SST journalières simulées est cohérente avec celle des observations. Cette variabilité est maximale le long de la côte africaine au niveau des upwellings côtiers ainsi que le long de la trajectoire des tempêtes aux moyennes latitudes (anomalies typiques de 1°C à 2°C) et minimale dans les régions tropicales hors des zones côtières (anomalies typiques de 0.2°C à 0.6°C). Une sous-estimation de quelques dixièmes de degrés des anomalies typiques de SST est visible au large de la côte américaine. Cette sous-estimation pourrait être attribuée au fait que la variabilité des SST liée à la variabilité du transport de chaleur par le Gulf Stream n'est pas représentée par le modèle CNRMOM1d. En effet, ce modèle est un modèle 1D dans lequel la prise en compte des processus advectifs est climatologique. De même, la variabilité des SST est sous-estimée dans les régions tropicales. On peut supposer que la variabilité du transport de chaleur joue également un rôle non-négligeable sur la variabilité journalière des SST dans cette zone.

### • Variabilité interannuelle des SST

La Fig. 2.10 montre l'évolution au cours de la simulation ERA1h de la SST moyenne annuelle dans l'Océan Atlantique Nord entre 5°N et 60°N. Du fait de l'application d'une correction de flux climatologique, nous pouvons remarquer qu'il ne se produit aucune tendance linéaire significative de la SST au cours de la simulation ERA1h. Cette courbe est comparée à l'évolution de la SST sur la même zone calculée à partir des données HadISST (Rayner et al., 2003), qui présente une tendance linéaire associée au changement climatique actuel. La corrélation entre ces deux courbes est de 0.41. On constate, en effet, quelques similitudes entre la variabilité interannuelle de la SST simulée par le modèle CNRMOM1D et celle des données HadISST (Rayner et al., 2003). Par exemple, le modèle simule un refroidissement de l'Océan Atlantique Nord en 1964-1965, en 1974, en 1985 et en 1992-1994, qui apparaît dans les données. Il simule également un réchauffement 1969, en 1973, en 1987, en 1995 qui est présent dans les données. La faiblesse de la corrélation entre les deux courbes provient certainement en grande partie de la variabilité des processus non-représentés par le modèle CNRMOM1D, i.e. les processus diffusifs horizontaux et advectifs qui peuvent jouer un rôle important à ces échelles de temps. La variabilité interannuelle simulée semble également avoir une amplitude plus importante que celle des données HadISST. Enfin, on peut constater un biais chaud de 0.36°C de la SST moyenne dans l'Océan Atlantique Nord entre 5°N et 60°N au cours de la simulation ERA1h par rapport aux données HadISST. La SST moyenne donnée par la simulation ERA1h présente un biais chaud de 0.19°C par rapport à la climatologie du PHC qui a servi de référence pour produire cette simulation. Ce biais chaud en moyenne annuelle est cohérent avec le biais chaud en moyenne estivale d'environ 0.5°C discuté précédemment. La SST moyenne de la climatologie du PHC dans l'Océan Atlantique Nord entre 5°N et 60°N présente elle-même un biais chaud de 0.17°C par rapport à la SST moyenne tirée des données HadISST.

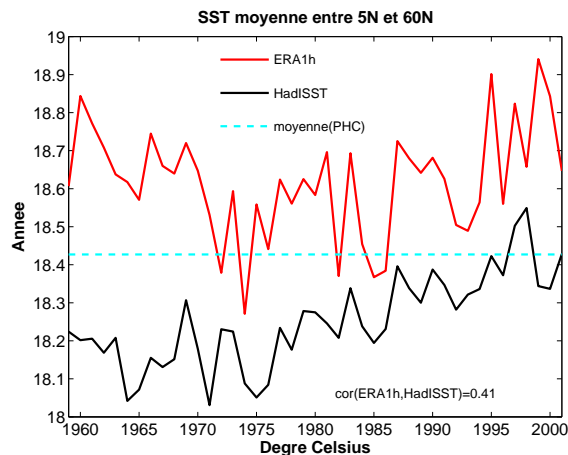


FIG. 2.10 – Evolution de la SST moyenne annuelle dans l'Océan Atlantique Nord entre 5°N et 60°N : en rouge, au cours de la simulation ERA1h, et en noir d'après les données HadISST (Rayner et al., 2003). En tireté bleu, SST moyenne annuelle d'après la climatologie du PHC.

### • Climatologie du réchauffement diurne

Ce modèle étant conçu en particulier pour représenter le cycle diurne, il est essentiel de connaître ses performances en termes d'amplitude du réchauffement diurne. Le minimum nocturne de SST a lieu généralement juste avant le lever du soleil tandis que

le maximum journalier se produit environ à 15h. L'amplitude du réchauffement diurne est définie comme la différence entre le maximum absolu de SST au cours de la plage horaire 10h30/18h30 et le minimum absolu qui le précède au cours de la plage horaire 18h30/10h30. Si aucun extremum absolu ne se produit au cours de l'une de ces deux plages, le réchauffement diurne est donné comme nul. Cette méthode, basée sur une recherche initiale de maxima et minima absolus, assure que le réchauffement diurne calculé correspond bien au cycle diurne océanique.

Pour effectuer la validation du champ de réchauffement diurne simulé (Fig.2.11), deux climatologies obtenues à partir de données satellitaires sont actuellement disponibles : celle de *Stuart-Menteth et al.* (2003) et celle de *Kawai and Wada* (2007). Cependant, les latitudes supérieures à 60° ne sont pas couvertes par la climatologie de *Stuart-Menteth et al.* (2003). Un autre inconvénient majeur de cette climatologie est la présence de données manquantes du fait du non-échantillonnage à travers les nuages. Ces défauts ne concernent pas celle de *Kawai and Wada* (2007) vers laquelle s'est donc orienté le choix pour la validation.

Les champs de réchauffement diurne simulés (Fig.2.11) pour l'été (juin-août) et l'hiver boréaux (décembre-février) ont une structure spatiale proche de celles obtenues par *Kawai and Wada* (2007) à partir de données satellitaires couvrant la période juin 2002 - mai 2006 (Fig 2.12). On observe cependant une onde de période 1h correspondant à la fréquence du flux solaire. Le réchauffement diurne est plus important en été qu'en hiver, dans la simulation ERA1h comme dans les observations. Il varie de 0.15°C à 10°N/S et 60°N/S jusqu'à 0.5°C dans les zones d'anticyclones subtropicaux et 0.7°C le long de la côte américaine et en mer Méditerranée en été alors qu'il n'est que de 0.1°C en hiver. Tout au long de l'année, un gradient longitudinal d'amplitude du réchauffement diurne moyen est visible dans les Tropiques avec des valeurs comprises entre 0.15°C et 0.7°C. Les régions de forts vents tels que les zones d'alizés vers 15°N et 10°S ou les zones de vents d'ouest vers 50°N et 50°S correspondent à un faible réchauffement diurne comparé aux régions environnantes car les fortes tensions de vent intensifient le mélange turbulent et s'opposent à l'amincissement et au réchauffement diurne de la couche de mélange.

Cependant les amplitudes de réchauffement diurne simulées sont sous-estimées d'un facteur 2 environ. Les plus grandes différences entre réchauffements diurnes simulés et observés se produisent au nord de 60°N pendant l'été boréal où le réchauffement diurne déduit des mesures satellitaires excède 0.5°C alors qu'il est estimé à moins de 0.3°C par le modèle. L'amplitude faible du réchauffement diurne simulé par rapport au réchauffement observé peut être expliquée par le fait que le réchauffement diurne simulé est calculé à partir de la température à une profondeur de 50 cm alors que les données satellitaires fournissent la température de peau. De nombreux travaux ont montré un fort gradient de température dans le premier mètre de l'océan (*Yokoyama et al.*, 1995; *Soloviev and Lukas*, 1997; *Ward*, 2006; *Kawai and Wada*, 2007). On peut avoir un facteur 2 entre le maximum de température à 50 cm au cours de la journée et celui de la température de

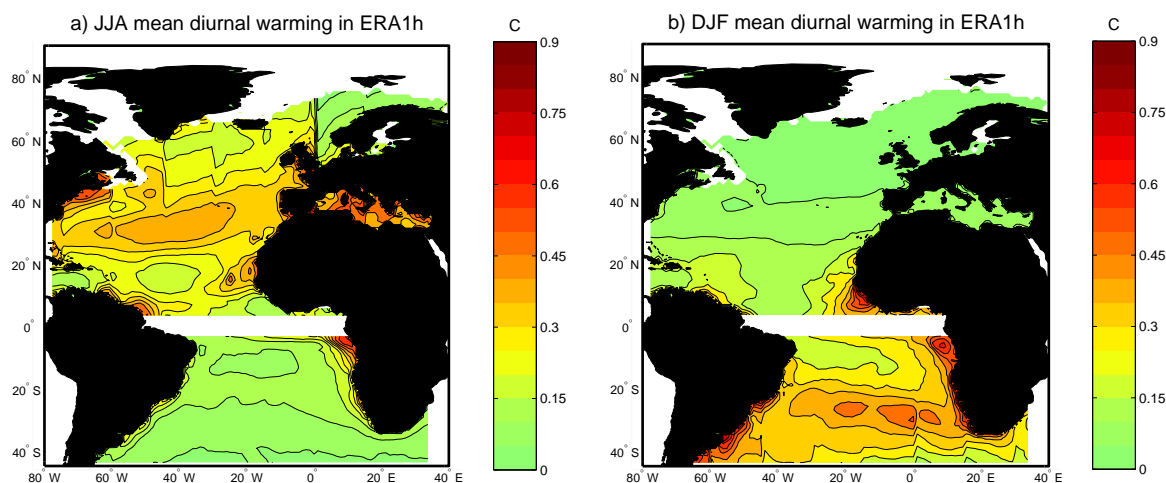


FIG. 2.11 – Amplitude moyenne du réchauffement diurne pour a) l'été (juin - août) et b) l'hiver boréal (décembre - février) dans le modèle CNRMOM1D/GELATO. Intervalle entre les contours :  $0.05\text{ }^{\circ}\text{C}$

peau du fait du profil très stable dans les premiers centimètres au moment du pic de SST selon *Kawai and Wada* (2007). Selon *Ward* (2006), la différence de température à travers le premier mètre océanique peut atteindre  $2.7^{\circ}\text{C}$  dans les cas extrêmes.

Pour comparaison, la Fig. 2.13 donne les champs de réchauffement diurne pour l'été (juin-août) et l'hiver boréaux (décembre-février) obtenus par *Bernie et al.* (2007). Cette étude s'appuie sur une simulation océanique forcée par une climatologie des données de la réanalyse ERA40 produite à partir de la version 8.2 du modèle de circulation générale océanique OPA (*Madec et al.*, 1998) et un rappel des SST en surface de  $-40W.m^{-2}.K^{-1}$ . La résolution verticale choisie dans cette étude est de  $1\text{ m}$  dans les 100 premiers mètres et la grille verticale comporte un total de 301 niveaux verticaux. La structure spatiale des champs ainsi que les amplitudes moyennes de réchauffements diurnes simulés dans la simulation ERA1h sont proches de celles obtenus par *Bernie et al.* (2007). Les performances des modèles CNRMOM1D et OPA version 8.2 en termes de climatologie d'amplitude du réchauffement diurne sont donc très similaires.

### • Variabilité du réchauffement diurne

La figure 2.14 donne la distribution des amplitudes du réchauffement diurne estival (juin-août) au cours de la simulation ERA1h par bandes de  $10^{\circ}$  de latitudes dans l'océan Atlantique Nord. Pour chacune de ces zones, la distribution est bimodale avec un mode dirac centré sur 0 et un second mode à queue lourde centré sur une valeur comprise entre  $0.21^{\circ}\text{C}$  et  $0.39^{\circ}\text{C}$ . Ce second mode à queue lourde est également obtenu par *Gentemann et al.* (2008) (voir leur figure 1) à partir d'observations satellitaires de l'océan Atlan-

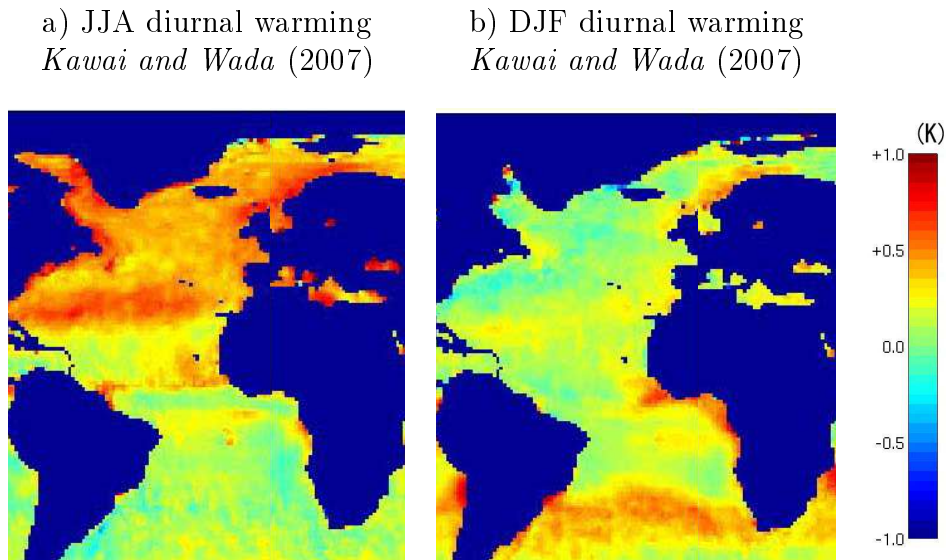


FIG. 2.12 – Amplitude moyenne du réchauffement diurne pour a) l'été (juin - août) et b) l'hiver boréal (décembre - février). Tiré de *Kawai and Wada (2007)*

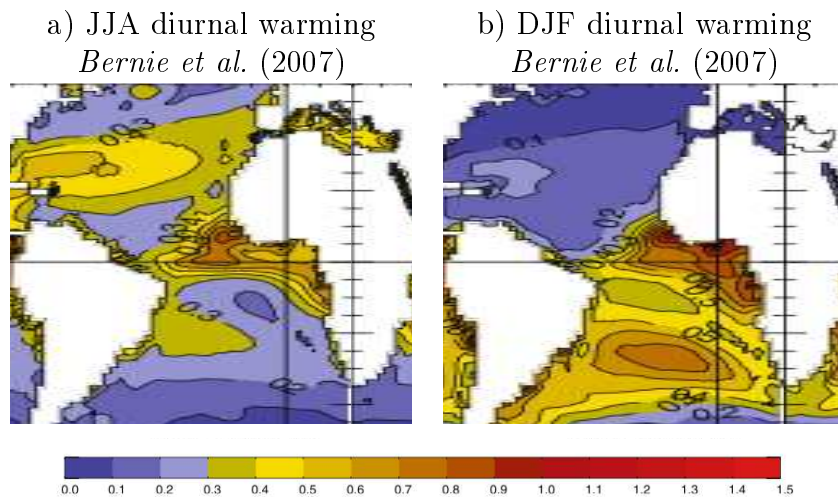


FIG. 2.13 – Amplitude moyenne du réchauffement diurne pour a) l'été (juin - août) et b) l'hiver boréal (décembre - février). Tiré de *Bernie et al. (2007)*. Intervalle entre les contours :  $0.1\text{ }^{\circ}\text{C}$ .

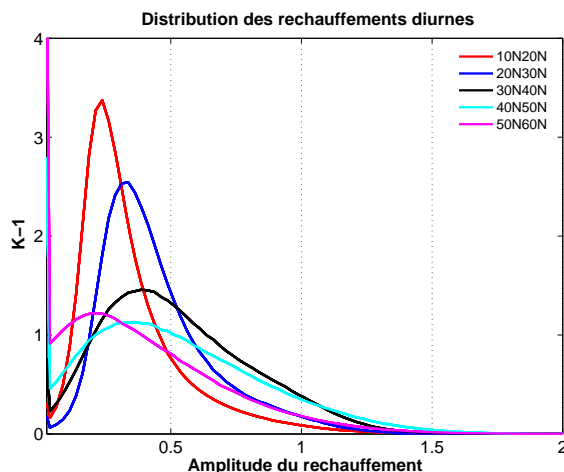


FIG. 2.14 – Densité de probabilité des valeurs d’amplitude du réchauffement diurne au cours de la période estivale (juin-août) dans la simulation ERA1h, par bandes de  $10^\circ$  de latitudes dans l’océan Atlantique Nord entre  $10^\circ\text{N}$  et  $60^\circ\text{N}$ . La densité de probabilité en 0 est de :  $10^\circ\text{N}$ - $20^\circ\text{N}$  :  $0.5\text{K}^{-1}$ ,  $20^\circ\text{N}$ - $30^\circ\text{N}$  :  $0.3\text{K}^{-1}$ ,  $30^\circ\text{N}$ - $40^\circ\text{N}$  :  $1.3\text{K}^{-1}$ ,  $40^\circ\text{N}$ - $50^\circ\text{N}$  :  $5.1\text{K}^{-1}$ ,  $50^\circ\text{N}$ - $60^\circ\text{N}$  :  $9.3\text{K}^{-1}$ . Cette portion n’apparaît pas sur cette figure pour que le reste de la distribution apparaissent plus distinctement.

tique entre  $60^\circ\text{S}$  et  $60^\circ\text{N}$ . Cependant, leur distribution montre des valeurs extrêmes de réchauffement diurne environ 2 à 3 fois supérieures à celles obtenues dans la simulation ERA1h. Comme l’amplitude moyenne du réchauffement diurne, dont la sous-estimation par un facteur 2 a été évoquée dans le paragraphe précédent, l’ensemble des valeurs de réchauffement diurne simulées par le modèle est sous-estimée, cette sous-estimation étant particulièrement marquée pour les valeurs extrêmes. Le maximum d’amplitude du réchauffement diurne relevé au cours de la simulation est de  $1.9^\circ\text{C}$ . *Flament et al.* (1994) ont montré que le réchauffement diurne peut excéder  $6^\circ\text{C}$  près de la Californie à partir des données de la campagne CODE (*Lentz and Beardsley*, 1987). *Deschamps and Frouin* (1984) ont répertorié des réchauffements diurnes de plus de  $3^\circ\text{C}$  en mer Méditerranée à partir des données du satellite HCMR de résolution  $500\text{m}$ . *Cornillon and Stramma* (1985) ainsi que *Stramma et al.* (1986) ont observé des réchauffements diurnes de  $4^\circ\text{C}$  dans la zone des Açores. *Gentemann et al.* (2008) inventorient parmi les réchauffements diurnes fournis par le satellite MODIS des valeurs extrêmes de  $5.9^\circ\text{C}$  au large de Terre-Neuve,  $7.1^\circ\text{C}$  au large de la côte est-américaine et  $7.0^\circ\text{C}$  près de la côte espagnole. La sous-estimation forte des valeurs extrêmes simulées par le modèle peut induire une sous-estimation de l’impact climatique du cycle diurne océanique dans les analyses qui suivront.

La densité de valeurs égales à zéro est plus importante aux moyennes latitudes qu’aux latitudes subtropicales. Elle atteint respectivement  $5.1\text{K}^{-1}$  et  $9.3\text{K}^{-1}$  dans les zones comprises entre  $40^\circ\text{N}$  et  $50^\circ\text{N}$  et entre  $50^\circ\text{N}$  et  $60^\circ\text{N}$ . Quand la latitude augmente, le second



mode se déplace vers des valeurs plus fortes et la queue s'alourdit jusqu'à la zone comprise entre 30°N et 40°N puis se déplace à nouveau vers des valeurs plus faibles. Le pourcentage de valeurs excédant 1°C est de 1.6% entre 10°N et 20°N, 2.7% entre 20°N et 30°N, 6.7% entre 30°N et 40°N, 8.6% entre 40°N et 50°N et 4.1% entre 50°N et 60°N. L'augmentation du pourcentage de valeurs extrêmes avec la latitude jusqu'à 50°N est cohérent avec la conclusion de *Gentemann et al.* (2008) selon laquelle la majorité des réchauffements diurnes extrêmes se produit dans les zones extratropicales, du fait des événements de vents faibles plus fréquents qu'aux latitudes tropicales.

La carte des quantiles à 95% (Fig. 2.15) du réchauffement diurne au cours de l'été boréal (juin-août) montre que les valeurs atteintes dans l'hémisphère d'hiver sont très faibles (entre 0.2°C et 0.5°C) excepté près de la bande équatoriale où elles atteignent 1°C près de la côte africaine. Dans l'hémisphère d'été, aux latitudes tropicales, les valeurs varient spatialement entre 0.3°C et 1.6°C. Aux moyennes latitudes de l'hémisphère d'été, le signal est plus uniforme spatialement avec des valeurs proches de 1°C dans quasiment toute la zone et des maxima locaux le long des côtes où les valeurs peuvent atteindre 1.8°C. Cette carte de quantiles à 95% montre à nouveau que le modèle sous-estime d'un facteur 2 à 3 les valeurs extrêmes de réchauffement diurne. On observe également une onde de période 1h qui correspond à la fréquence du flux solaire. Par ailleurs, nous pouvons remarquer que les valeurs de quantiles à 95% du réchauffement diurne sont comparables aux anomalies journalières typiques de SST (Fig. 2.9).

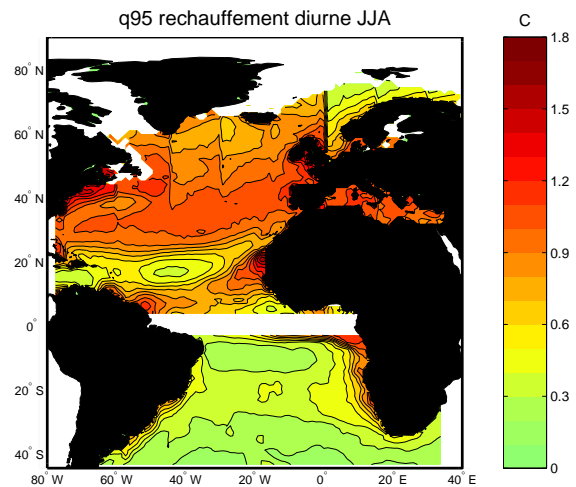


FIG. 2.15 – Quantiles à 95% des valeurs d'amplitude du réchauffement diurne au cours de la période estivale (juin-août) dans la simulation ERA1h. Intervalles entre les contours : 0.1°C

#### • Sensibilité du réchauffement diurne à la vitesse du vent et à l'intensité du flux solaire

Pour effectuer une validation de la sensibilité du réchauffement diurne océanique simulé aux forçages atmosphériques, plusieurs options sont possibles. On pourrait produire des simulations dans des zones où l'on dispose d'observations à haute fréquence à la fois océaniques et atmosphériques et valider nos simulations par rapport à ces observations. Cependant, les observations disponibles sont éparpillées et un tel mode opératoire ne permettrait qu'une validation partielle du modèle CNRMOM1D dans des conditions particulières. Pour une étude climatique, il est préférable d'évaluer les performances du modèle dans une large gamme de conditions météorologiques. Plusieurs paramétrisations, décrites ci-

dessus, reliant l'amplitude du réchauffement diurne à des paramètres météorologiques tels que l'intensité du flux solaire, la vitesse du vent et les précipitations ont été développées. Il a donc été choisi de confronter les données de la simulation ERA1h à l'une de ces paramétrisations. Nous nous sommes inspirés ici de la démarche de *Bernie et al.* (2007) qui ont comparé la sensibilité des réchauffements diurnes simulés par le modèle OPA8.2 aux conditions météorologiques avec celle donnée par la paramétrisation de *Gentemann et al.* (2003) qui est décrite plus bas.

La première paramétrisation qui a été développée est celle de *Price et al.* (1987) reliant la température océanique à 0.6 m de profondeur à la tension de vent et au flux de chaleur en surface. Une paramétrisation plus fine a ensuite été proposée par *Webster et al.* (1996) reliant la température de peau au taux de précipitation moyen journalier, au pic de flux solaire et à la vitesse moyenne journalière du vent. Cette paramétrisation ne reproduit pas les cas de réchauffements diurnes extrêmes : la valeur maximale atteinte est 3°C. Cette paramétrisation a été élaborée à partir d'une simulation du modèle de couche de mélange de *Kantha and Clayson* (1994) qui semble avoir une sensibilité trop faible aux forçages météorologiques.

Bien que les effets des précipitations et du flux de chaleur latente puissent améliorer l'estimation de l'amplitude du réchauffement diurne (*Price et al.*, 1987; *Soloviev and Lukas*, 1997; *Kawai and Kawamura*, 2003), la paramétrisation de *Kawai and Kawamura* (2002) utilisant uniquement la vitesse du vent et le flux solaire donne des résultats satisfaisants selon *Stuart-Menteth et al.* (2003). Cette étude a montré que la distribution spatiale du réchauffement diurne obtenue à partir de la paramétrisation de *Kawai and Kawamura* (2002) montre une bonne cohérence avec celle obtenue à partir de données satellitaires. La paramétrisation de *Kawai and Kawamura* (2002) a été développée à partir d'une étude de sensibilité de leur modèle 1D à des données satellitaires de flux solaire couvrant la région 60°S-60°N, 80°W-160°E et des données météorologiques de bouées. Le modèle 1D utilisé est un modèle de diffusion basé sur une paramétrisation empirique pour la formulation des flux turbulents, d'un niveau de complexité équivalent à celui de *Large et al.* (1994). Ce modèle est décrit par *Kawai and Kawamura* (2000). D'après les résultats de *Webster et al.* (1996), l'effet des précipitations, pour une valeur extrême de  $4\text{mm.h}^{-1}$ , introduit une correction de l'ordre de 0.1°C dans l'estimation de l'amplitude du réchauffement diurne. Cette correction augmente avec la vitesse du vent jusqu'à  $3\text{m.s}^{-1}$  puis diminue. Elle augmente également avec le flux solaire. La correction maximale apportée par la prise en compte des précipitations est d'environ 0.2°C. Les travaux de *Kawai and Kawamura* (2003) ont ensuite estimé l'erreur moyenne du réchauffement diurne donné par cette paramétrisation à moins de 0.3°C, cette erreur variant suivant les zones considérées. La paramétrisation de *Kawai and Kawamura* (2002) a été développée à partir de données météorologiques couvrant la région 60°S-60°N, 80°W-160°E. Bien qu'elle ne prenne pas en compte l'effet des précipitations, elle est donc plus adaptée à des études du réchauffement diurne aux moyennes latitudes que celle de *Webster et al.* (1996) développée à partir des données tropicales de la campagne de mesure TOGA-COARE (*Webster and Lukas*, 1992).

*Gentemann et al.* (2003) ont ensuite développé une paramétrisation reliant le réchauffement diurne aux moyennes journalières de SST, de flux solaire moyen et de vitesse du vent. Par rapport à la paramétrisation de *Kawai and Kawamura* (2002) développée en forçant un modèle 1D avec des données d'observations météorologiques, la paramétrisation de *Gentemann et al.* (2003) présente l'avantage d'être déduite uniquement de données d'observations satellitaires ou in-situ. Comparer les résultats du modèle CNRMOM1D à ceux de la paramétrisation de *Kawai and Kawamura* (2002) revient donc à comparer la sensibilité de deux modèles de couche de mélange aux forçages atmosphériques. Cependant, la paramétrisation de *Gentemann et al.* (2003) donne des valeurs d'amplitude du réchauffement diurne n'excédant pas  $1.5^{\circ}\text{C}$ . D'après les études ultérieures mentionnées plus haut, cette sensibilité du réchauffement diurne aux forçages météorologiques est bien trop faible.

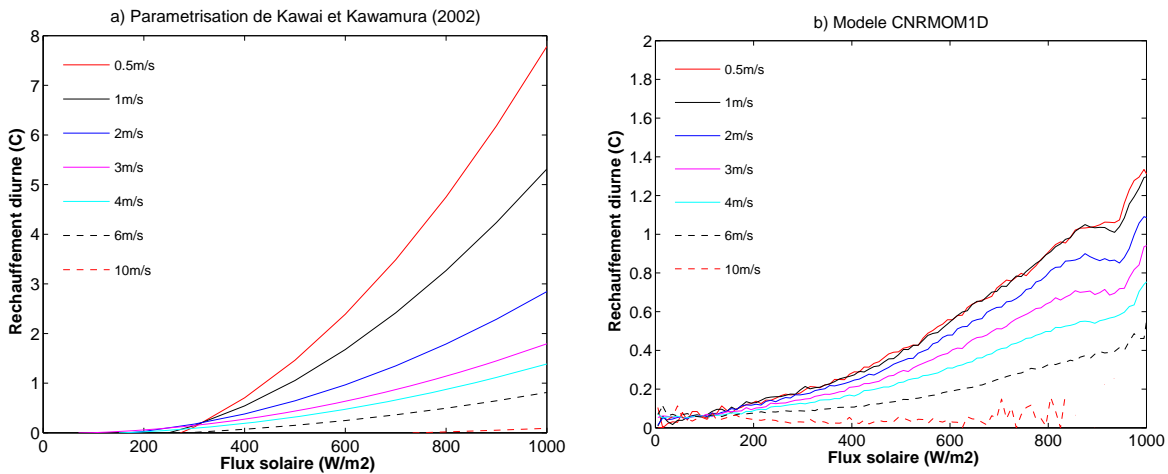


FIG. 2.16 – Sensibilité de l'amplitude du réchauffement diurne, en  $^{\circ}\text{C}$ , à l'intensité du pic de flux solaire journalier, en  $\text{W}/\text{m}^2$ , pour différentes valeurs de la vitesse moyenne journalière de vent :  $0.5\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ,  $1\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ,  $2\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ,  $3\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ,  $4\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ,  $6\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  et  $10\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ . a) Résultats donnés par la paramétrisation de *Kawai and Kawamura* (2002). b) Résultats de la simulation ERA1h pour les zones situées entre  $60^{\circ}\text{S}$ - $10^{\circ}\text{S}$  et  $10^{\circ}\text{N}$ - $60^{\circ}\text{N}$ . L'échelle des ordonnées va de 0 à 8 en a) tandis qu'elle va de 0 à 2 en b).

La paramétrisation de *Kawai and Kawamura* (2002) fournissant les amplitudes de réchauffements diurnes les plus réalistes et ayant été développée à partir de données couvrant la zone géographique traitée dans notre étude, c'est cette paramétrisation qui est choisie pour la validation du modèle CNRMOM1D. La figure 2.16a donne les courbes d'amplitudes de réchauffement diurne en fonction du pic de flux solaire journalier pour différentes valeurs de la vitesse moyenne du vent, de  $0.5\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  à  $10\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ . On constate que dans des conditions de vent faibles et de flux solaire intense, l'amplitude du réchauffement diurne peut atteindre des valeurs de plus de  $7^{\circ}\text{C}$ , comme observé par *Gentemann*

*et al.* (2008).

La Fig. 2.16b) montre les courbes d'amplitudes du réchauffement diurne simulé par le modèle CNRMOM1D (Fig. 2.16b) en fonction du pic de flux solaire journalier pour ces mêmes valeurs de la vitesse moyenne du vent (de  $0.5 \text{ m.s}^{-1}$  à  $10 \text{ m.s}^{-1}$ ). Pour obtenir ces courbes, les valeurs de réchauffement diurne de chaque jour de la simulation ERA1h ont été regroupées par classes de vitesse moyenne journalière de vent et par classes de pic de flux solaire journalier. Le réchauffement diurne moyen dans chacune de ces classes a ensuite été calculé. La Fig. 2.16b) montre que le modèle sous-estime les réchauffements diurnes extrêmes simulés d'un facteur 4 environ par rapport à la paramétrisation de *Kawai and Kawamura* (2002). Cette sous-estimation est incohérente avec celle donnée dans les sections précédentes dans lesquelles nous l'avons évaluée à un facteur 2 à 3. Il est donc possible que ces différences entre les courbes données par *Kawai and Kawamura* (2002) et par le modèle CNRMOM1D soient en partie liée à une surestimation de l'amplitude du réchauffement diurne par la paramétrisation de *Kawai and Kawamura* (2002).

La comparaison avec les courbes de *Kawai and Kawamura* (2002) montre également une saturation de l'amplitude du réchauffement diurne simulé lorsque la vitesse du vent diminue. Ceci reflète les limites du modèle dans l'amincissement de la couche de mélange et la formation de couches de réchauffement diurne très pincées. On peut également remarquer que les valeurs maximales obtenues sur les courbes montrées sur la Fig. 2.16 atteignent seulement  $1.4^\circ\text{C}$  alors que les distributions simulées d'amplitude du réchauffement diurne (Fig. 2.14) montrent que les valeurs de réchauffement diurne peuvent approcher  $2^\circ\text{C}$ . Il y a donc nécessairement une forte variance des valeurs de réchauffement diurne simulées au sein des classes de vitesses de vent et de pic de flux solaire. Ceci montre les limites de la paramétrisation du réchauffement diurne de *Kawai and Kawamura* (2002) en fonction du flux solaire et de la vitesse de vent. D'autres facteurs tels que le flux d'eau douce en surface ou le profil de température en début de journée peuvent donc jouer un rôle non-négligeable sur l'amplitude du réchauffement diurne.

Dans leur étude, *Bernie et al.* (2007) ont préféré opter pour la paramétrisation de *Gentemann et al.* (2003) pour valider la sensibilité de leurs amplitudes de réchauffement diurne à la vitesse du vent et au flux solaire moyen journalier (Fig. 2.17b). Ils justifient ce choix du fait que la paramétrisation de *Gentemann et al.* (2003) a été développée à partir d'observations satellitaires alors que celle de *Kawai and Kawamura* (2002) utilise les simulations d'un modèle 1D. Au moment où a été réalisée l'étude de *Bernie et al.* (2007), les estimations récentes d'amplitude extrêmes du réchauffement diurne à des valeurs de 7 à 8°C (*Gentemann et al.*, 2008) n'avaient pas encore été publiées. Il leur était donc impossible de constater la forte sous-estimation du réchauffement diurne donné par la paramétrisation de *Gentemann et al.* (2003). On peut noter que la gamme de valeurs simulées par le modèle OPA8.2 est sensiblement la même que celle du modèle CNRMOM1D. Les valeurs extrêmes sont également fortement sous-estimées par le modèle OPA8.2. De plus, on observe, tout comme pour le modèle CNRMOM1D, une saturation de l'amplitude du réchauffement diurne simulé lorsque la vitesse du vent diminue (la courbe est quasi-horizontale pour des valeurs inférieures à  $2\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ ). Les performances des modèles CNRMOM1D et OPA version 8.2 en termes de variabilité de l'amplitude du réchauffement diurne apparaissent donc comme très similaires.

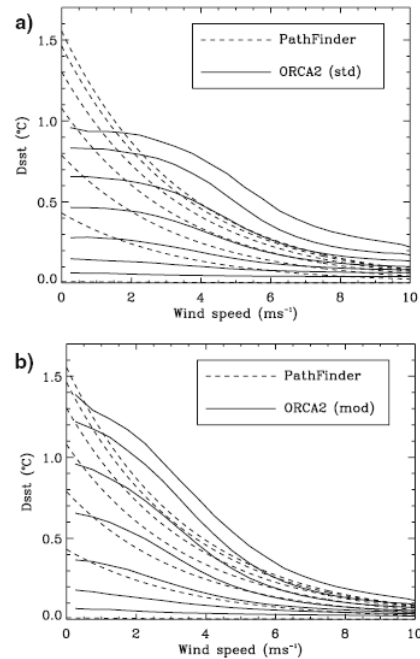


Fig. 2 Comparison of the Gentemann et al. (2003) parameterization of diurnal SST variability (*dashed lines*) and that produced by different configurations of a high vertical resolution OPA OGCM (*solid lines*). The configuration with no modifications is shown in **a**, while **b** shows the configuration where the back ground diffusivity is reduced and the Mellor and Blumberg (2004) parameterization of the effect of surface wave breaking on mixing is included. Each line is for a  $50\text{ W m}^{-2}$  increment of daily mean SWF from 0 to  $350\text{ W m}^{-2}$

FIG. 2.17 – Figures tirées de *Bernie et al.* (2007) Sensibilité du réchauffement diurne à la vitesse du vent et au flux solaire moyen journalier.

### 2.3.2 Simulation couplée C1h avec le modèle ARPEGE-climat

#### • Description de la simulation

Le modèle d'atmosphère ARPEGE-climat version 4 (*Déqué et al.*, 1999; *Gibelin and Déqué*, 2003), le modèle d'océan CNRMOM1D et le modèle de glace de mer GELATO3 (*Salas-Mélia*, 2002) sont couplés dans la région Nord Atlantique Europe (NAE) ( $20^{\circ}\text{N}$ - $80^{\circ}\text{N}$ ,  $80^{\circ}\text{W}$ - $40^{\circ}\text{E}$ ). Le modèle d'atmosphère est forcé sur le reste du globe en utilisant comme conditions aux limites inférieures la climatologie de SST de *Reynolds et al.* (2002) et celle de concentration de glace de mer des données HadISST (*Rayner et al.*, 2003).

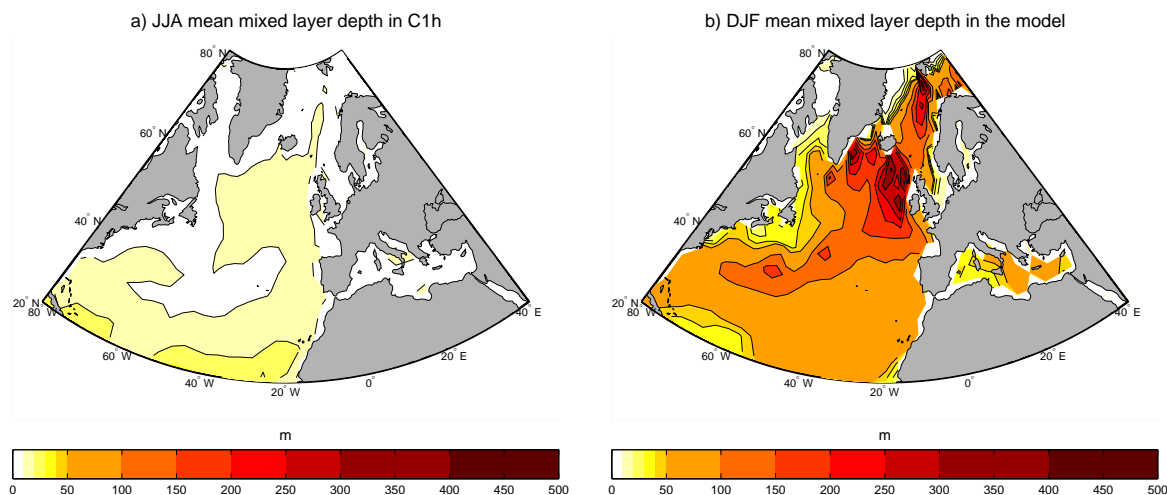


FIG. 2.18 – Profondeur de couche de mélange a) en été (juin-août) et b) en hiver boréal (décembre - février) dans le modèle couplé CNRMOM1D/GELATO3/ARPEGE-climat. Intervalle entre les contours : 10m en-dessous de 50m, 50m entre 50m et 300m, 100m au-dessus.

Une zone de transition de  $10^\circ$  est imposée entre le domaine de couplage et le domaine de forçage du modèle ARPEGE-climat dans laquelle les conditions aux limites inférieures sont interpolées linéairement entre les conditions prescrites et celles données par le modèle CNRMOM1D. La grille horizontale du modèle d'océan est la section NAE ( $20^\circ\text{N}$ - $80^\circ\text{N}$ ,  $80^\circ\text{W}$ - $40^\circ\text{E}$ ) de la grille gaussienne de troncature T63 correspondant à la grille atmosphérique ( $2,8^\circ \times 2,8^\circ$ ). Sa grille verticale est la grille à 124 niveaux utilisée pour la simulation ERA1h et présentée dans la section 2.3.1. L'état initial du système couplé océan-glace est le même que celui utilisé pour la simulation ERA1h. Les modèles échangent leurs informations toutes les heures via le logiciel de couplage OASIS (Terray et al., 1998). Les corrections de flux de chaleur et de d'eau douce sont calculés par la méthode décrite dans la section 2.2.6 en prenant comme référence les climatologies de température et de salinité du PHC. Les corrections imposées dans la simulation C1h sont similaires à celles utilisées pour la simulation ERA1h (Fig. 2.3). Une simulation d'une durée de 50 ans est produite, nommée C1h. On ne constate aucune tendance significative de l'état océanique au cours de cette simulation. La simulation C1h fera l'objet d'une analyse détaillée dans le chapitre 6. Nous nous limiterons ici aux caractéristiques très générales de cette simulation qui seront utiles pour les analyses présentées dans les chapitre 3 et 4.

### • Intensité du mélange turbulent et convectif

La structure spatiale des champs de profondeur de couche de mélange en hiver (décembre - février) et en été boréaux (juin - août) dans la simulation C1h (Fig.2.18) est très proche de celle de la simulation ERA1h (Fig.2.7). De même que dans la simulation

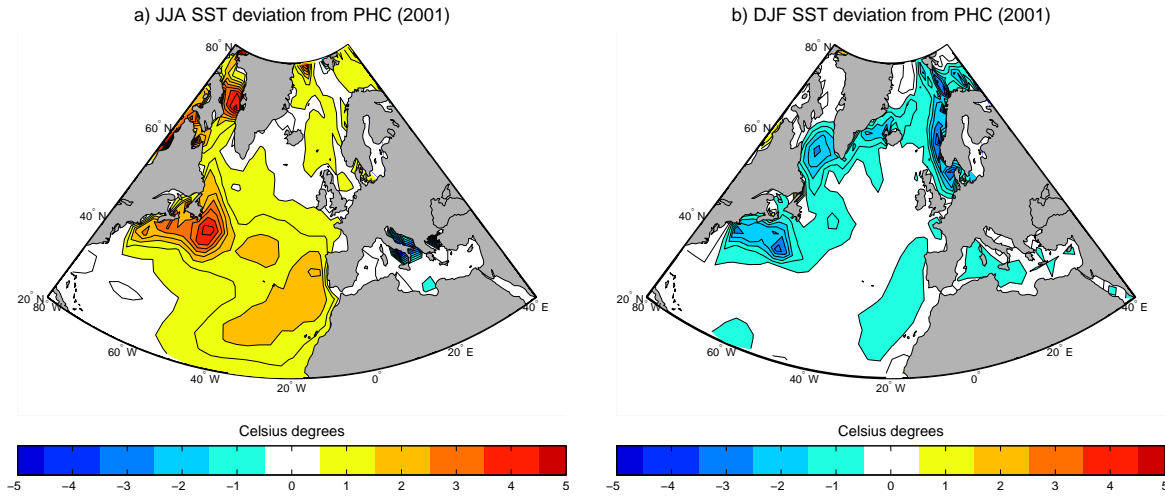


FIG. 2.19 – Différences entre la température de surface océanique simulée par le modèle couplé CNRMOM1D/GELATO3 et les données du PHC (Steele et al., 2001) en a) été (mai - septembre) et b) hiver boréal (novembre - mars). Intervalle entre les contours :  $0.5^{\circ}\text{C}$

ERA1h, la profondeur de couche de mélange est trop faible dans C1h, en moyenne sur la zone d'étude, comparée aux observations, en particulier en été où cette sous-estimation peut atteindre 30%. On remarque également que la plus faible résolution horizontale dans C1h lisse les structures spatiales. En hiver (Fig.2.18b), la couche de mélange est plus profonde dans la mer du Groenland, de 50 à 100 m dans C1h que dans ERA1h (Fig. 2.7a,b). La simulation C1h se rapproche ainsi plus des observations de *DeBoyerMontégut et al.* (2004), la sous-estimation de la couche de mélange étant réduite à environ 50 m dans cette zone (Fig. 2.7c,d). Cependant, le site de convection profonde de la mer du Groenland est situé  $5^{\circ}$  trop au nord par rapport aux données de *DeBoyerMontégut et al.* (2004). En mer d'Irminger et en mer du Labrador, la profondeur de couche de mélange est plus faible, de 50 m à 100 m dans C1h que dans les observations.

### • La température de surface

Le biais chaud estival observé dans la simulation ERA1h est également présent dans la simulation C1h (Fig. 2.19a). Ce biais est amplifié par le couplage avec le modèle d'atmosphère ARPEGE-climat et atteint environ  $1^{\circ}\text{C}$  à  $1.5^{\circ}\text{C}$  sur l'ensemble du bassin Nord-Atlantique. Le biais maximal de SST est localisé à l'est de Terre-Neuve où il atteint environ  $4^{\circ}\text{C}$ . En hiver, le biais froid de la simulation C1h (Fig. 2.19b) qui s'étend le long du bord du glace a une structure spatiale et une amplitude très similaire à celui de la simulation ERA1h. La climatologie d'amplitude du réchauffement diurne de C1h sera décrite dans la section 6.3.





# Synthèse

## ① Les modèles utilisés

Ce chapitre présente les modèles à partir desquels sont produites les simulations numériques analysées dans cette thèse : le modèle d'atmosphère ARPEGE-Climat version 4 et le modèle de couche de mélange océanique CNRMOM1D. L'impact climatique de la prise en compte du cycle diurne océanique en terme d'état moyen et de variabilité intra-saisonnière étant l'une des préoccupations principales de cette thèse, le modèle de couche de mélange océanique CNRMOM1D a été développé avec l'objectif de pouvoir l'étudier et l'évaluer. Les paramétrisations physiques sur lesquelles est basé CNRMOM1D et la configuration du modèle sont choisies de manière à optimiser la représentation la variabilité de l'état thermodynamique de l'océan superficiel à des échelles diurnes à intrasaisonnières. Parmi ces paramétrisations, on peut citer la paramétrisation TKE de *Gaspar et al.* (1990) et la paramétrisation d'absorption solaire d'*Ohlmann* (2003).

## ② Validation du modèle CNRMOM1D

✍ L'application d'une correction de flux climatologique qui représente les processus diffusifs horizontaux et advectifs non-représentés explicitement permet de produire une simulation stable sur une durée d'environ 50 ans et dont l'état moyen est réaliste. Une telle durée est suffisante pour réaliser une étude statistique robuste de la variabilité océanique. Cependant, la profondeur de couche de mélange est trop faible comparée aux observations, en raison d'une sous-estimation du mélange turbulent. Ce défaut est particulièrement visible en été où cette sous-estimation peut atteindre 30% de la profondeur moyenne estivale. Un biais chaud d'environ 0.5°C étendu sur l'ensemble du bassin lui est associé dans l'hémisphère d'été. Ce biais est très certainement lié aux processus de mélange non représentés dans le modèle tels que le mélange par les ondes internes le long de la thermocline et le mélange diapycnal.

✍ La haute résolution verticale de l'océan superficiel et la fréquence de forçage élevée du modèle permettent de reproduire les structures spatiales d'amplitude du réchauffement diurne données par les observations satellitaires, mais avec une amplitude environ deux fois plus faible. Cette amplitude plus faible pourrait être expliquée par le fait que le réchauffement diurne simulé est calculé à partir de la température à une profondeur de 50 cm alors que les données satellitaires fournissent la température de peau, un fort gradient de température caractérisant le premier mètre de l'océan. Cette sous-estimation de l'amplitude du réchauffement diurne est particulièrement marquée pour les valeurs extrêmes. On observe une saturation de l'amplitude du réchauffement diurne simulé quand la vitesse du vent diminue. Cette sous-estimation du réchauffement diurne par le modèle peut conduire à une sous-estimation de son impact climatique dans les analyses qui suivront.

### ③ Intérêt du modèle CNRMOM1D

✍ Un Modèle de Circulation Générale Océanique (OGCM) prend en compte davantage de processus (les processus advectifs en particulier) qu'un modèle 1D mais son coût en temps de calcul en est augmenté. Il est donc difficile de produire des simulations à haute résolution verticale avec les ressources de calcul disponibles actuellement. Utiliser un modèle 1D permet de produire des simulations avec une résolution verticale de 1m près de la surface, plus adaptée pour reproduire l'évolution des profils de température, salinité et énergie cinétique turbulente à l'échelle diurne. Le modèle CNRMOM1D permet donc une étude plus fine de l'évolution des températures de surface à des échelles de temps de quelques jours et de leur impact sur la circulation atmosphérique de grande échelle. Etant donnée la finesse de sa résolution verticale près de la surface, ce type de modèle est complémentaire d'un OGCM car il rend compte de processus non résolus dans les OGCM (cycle diurne océanique par exemple). Ce modèle est donc adapté à une étude de la variabilité océanique diurne à intrasaisonnière et son lien avec la variabilité atmosphérique.

✍ Par rapport à un modèle complexe de circulation générale océanique, l'utilisation d'un modèle simplifié tel qu'un modèle 1D permet d'isoler le rôle des processus 1D dans un mécanisme de variabilité. Ce type d'étude complémentaire d'une étude menée avec un OGCM peut contribuer à la compréhension des mécanismes de variabilité se produisant dans ces modèles plus complexes et faisant intervenir de possibles interactions entre les différents processus océaniques.

✍ Le modèle CNRMOM1D a été développé également pour une autre application : en particulier pour être couplé avec le modèle ARPEGE-climat en mode étiré pour de futures études de régionalisation. En effet, l'avantage de ce modèle est la flexibilité de sa grille horizontale ce qui permettra dans ces études de régionalisation de représenter les interactions diurnes à intrasaisonnières avec la composante océanique quelle que soit la grille atmosphérique et le domaine choisis.

### ④ Limitations du modèle CNRMOM1D

✍ Les processus advectifs n'étant pas explicitement représentés, une correction de flux climatologique doit être appliquée au modèle CNRMOM1D pour les représenter. Cette correction peut être obtenue, soit à partir d'observations pour le climat présent, soit à partir d'une simulation numérique réalisée avec un OGCM pour des climats passés ou futur. Si le calcul est basé sur des observations, il est nécessaire de produire deux simulations du modèle CNRMOM1D : une première pour calculer les corrections de flux et la seconde est la simulation d'intérêt. Pour étudier des climats passés ou futurs, l'utilisation du modèle CNRMOM1D dépend de la disponibilité de simulations océaniques réalisées avec un OGCM.

✍ La correction de flux appliquée étant une correction climatologique, les simulations réalisées avec le modèle CNRMOM1D doivent être des simulations en climat stable. Il est donc impossible d'étudier avec cet outil un climat transitoire tel que le changement climatique actuel.

✍ Le modèle CNRMOM1D représente la variabilité océanique induite par la variabilité des forçages atmosphériques et par les processus océaniques de mélange turbulent mais la variabilité des processus advectifs n'est pas représentée. La variabilité de la circulation océanique jouant un rôle crucial aux échelles de temps interannuelles à multidécennales, ce modèle n'est pas adapté à des études de variabilité à ces échelles de temps, si la correction de flux est climatologique.

### ⑤ Perspectives

✍ Les résultats de *Bernie et al.* (2005) sur la sensibilité du réchauffement diurne simulé à la résolution verticale ont été utilisés pour choisir la résolution de modèle CNRMOM1D utilisée tout au long de cette thèse. Cependant, *Bernie et al.* (2005) ont utilisé le modèle KPP de *Large et al.* (1994) pour réaliser cette étude. Il serait intéressant de réaliser des expériences similaires avec le modèle CNRMOM1D pour savoir si la résolution choisie dans ce travail est bien la résolution optimale pour représenter le cycle diurne océanique ainsi que son impact climatique.

✍ Dans toutes les simulations réalisées avec le modèle CNRMOM1D qui sont analysées dans ce manuscrit, une correction de flux climatologique a été appliquée pour représenter les processus advectifs. Il serait intéressant d'utiliser les termes de transports de chaleur et de sel fournis par une simulation réalisée avec un modèle de circulation générale océanique pour produire une simulation de modèle CNRMOM1D tenant compte de la variabilité des processus advectifs. Ceci constituerait un complément de validation du modèle qui permettrait de tester sa capacité à reproduire la variabilité océanique à des échelles de temps intrasaisonniers à multidécennales, ou des transitions climatiques. Cependant, il n'est pas assuré que ce type de simulation soit stable.



## Première partie

# Sensibilité des régimes de temps estivaux au couplage avec la surface marine



## Chapitre 3

# La surface océanique influence-t-elle les caractéristiques des régimes de temps ?

Le chapitre d'introduction a exposé l'une des question-clés de cette thèse : aux échelles de temps intrasaisonnières, la surface marine répond-t-elle seulement au forçage atmosphérique ou bien est-elle capable d'influencer les caractéristiques de la variabilité de la circulation atmosphérique de grande échelle ? Nous avons choisi dans ce manuscrit de limiter nos analyses à la saison estivale, la saison hivernale étant traitée dans l'annexe D. L'objectif de ce chapitre est de présenter un ensemble de diagnostics statistiques visant à détecter une éventuelle interaction entre les régimes de temps d'été et la surface marine. Cependant, il faut rappeler qu'un lien statistique ne correspond pas nécessairement à un lien physique mais peut parfois être attribué à un simple hasard. Cette première étape vise donc uniquement à détecter une éventuelle interaction entre régimes de temps et surface océanique. Cette démarche de détection amènera dans le chapitre suivant une recherche des mécanismes associées aux liens statistiques observés ici.

La première partie de ce chapitre fait l'objet d'une comparaison entre une simulation atmosphérique forcée par les données de la climatologie de SST de *Reynolds et al.* (2002) et celle de concentration de glace de mer HadISST (*Rayner et al.*, 2003) et une simulation couplée avec le modèle de couche de mélange océanique CNRMOM1D dans la région Nord Atlantique Europe (NAE). On peut ainsi diagnostiquer et quantifier l'impact du couplage avec la surface marine sur les caractéristiques des quatre régimes de temps, en particulier sur leurs structures spatiales, leurs fréquences d'occurrence ainsi que leurs persistances.

En complément, la deuxième partie présente des diagnostics effectués sur des simulations océaniques puis atmosphériques forcées. Dans un premier temps, on analyse dans une simulation océanique forcée par les données de la réanalyse ERA40, les anomalies de température de surface océanique induites par chacun des quatre régimes de temps. Puis un ensemble de tests de sensibilité sont produits avec le modèle d'atmosphère seule dans le but d'estimer l'impact de ces anomalies de température de surface océanique sur les

Fréquence de couplage ou forçage	1h	24h
Simulation forcées	ERA1h	ERA24h
Simulation couplées	C1h	C24h

TAB. 3.1 – Tableau récapitulant les expériences réalisées avec le modèle CNRMOM1D. En orange, l’expérience dont traite la section 3.1

caractéristiques de chacun des régimes de temps. On détecte dans cette deuxième partie des signaux cohérents avec ceux obtenus dans la première partie mais avec une amplitude plus faible.

## 3.1 Impact du couplage océan-atmosphère dans la région NAE sur les régimes de temps

### 3.1.1 Les expériences utilisées : C1h et E-CTL

Pour évaluer l’impact du couplage dans la région NAE entre le modèle d’atmosphère ARPEGE-climat et le modèle d’océan CNRMOM1D sur les caractéristiques des régimes de temps estivaux, nous comparons dans cette section la simulation C1h (Tab. 3.1), décrite dans la section 2.3.2, avec un ensemble de simulations de contrôle E-CTL, présenté ci-dessous.

Nous rappelons brièvement ici les caractéristiques de la simulation C1h. Cette simulation est une simulation, couplée dans la région Nord Atlantique Europe (NAE), d’une durée de 50 ans, mettant en jeu le modèle d’atmosphère ARPEGE-climat, le modèle d’océan CNRMOM1D et le modèle de glace de mer GELATO3. La région NAE est définie comme la région couvrant les latitudes 20°N à 80°N et les longitudes 80°W à 40°E. Le modèle d’atmosphère est forcé sur le reste du globe en utilisant comme conditions aux limites inférieures la climatologie mensuelle de SST de *Reynolds et al.* (2002) et celle de concentration de glace de mer des données HadISST (*Rayner et al.*, 2003). La grille horizontale du modèle d’océan est la section NAE (20°N-80°N, 80°W-40°E) de la grille gaussienne de troncature T63 correspondant à la grille atmosphérique (2,8°\* 2,8°).

Nous comparons cette simulation couplée régionalement à un ensemble de simulations de contrôle d’ARPEGE-climat, nommé E-CTL, forcées sur tout le globe en utilisant comme conditions aux limites inférieures la climatologie mensuelle de SST de *Reynolds et al.* (2002) et celle de concentration de glace de mer des données HadISST (*Rayner et al.*, 2003). Nous nous intéressons uniquement ici à la saison estivale, définie comme la saison de juin à août. Seule la saison estivale a donc été produite pour l’ensemble E-CTL.



E-CTL est constitué d'un ensemble de 100 membres simulés à partir de 100 conditions initiales différentes qui couvrent la période du 1er juin au 31 août (100 fois 92 jours). Les 100 états initiaux utilisés pour produire cet ensemble sont issus de simulations de 20<sup>ième</sup> siècle réalisées avec le même modèle d'atmosphère.

#### 3.1.2 Comparaison des structures des régimes de temps

- **Choix de la méthode de calcul des régimes de temps**

Dans un premier temps, nous comparons les structures des régimes de temps simulés par le modèle d'atmosphère ARPEGE-climat dans les expériences C1h et E-CTL avec celles des régimes calculés à partir des données de la réanalyse ERA40. Pour ce faire, il nous faut choisir une méthode de classification en régimes de temps.

Nous avons évoqué dans la section 1.3.3 l'existence de deux catégories d'algorithmes : les algorithmes hiérarchiques et les algorithmes de partitionnement. Un algorithme hiérarchique est un algorithme qui regroupe progressivement les classes les plus semblables, à partir d'un nombre initial de classes égal au nombre d'éléments à classer, jusqu'à un critère d'arrêt. Dans un algorithme de partitionnement, le nombre de classes  $k$  est déterminé à l'avance et  $k$  centroïdes initiaux sont choisis aléatoirement, les centroïdes étant recalculés à chaque itération après classification des données dans les  $k$  classes issues de l'itération précédente. Ainsi pour un nombre de classes déterminé, l'itération du calcul des centroïdes dans les algorithmes de partitionnement permet d'optimiser le calcul des centroïdes par rapport aux algorithmes hiérarchiques. *Michelangeli et al.* (1995) a montré que les algorithmes de partitionnement donnent des résultats statistiquement plus robustes que les algorithmes hiérarchiques. Cependant, l'inconvénient majeur des algorithmes de partitionnement est la nécessité de spécifier le nombre de classes à l'avance. Si l'on ne connaît pas le nombre de classes statistiquement significatif, la méthode est très coûteuse en temps de calcul pour déterminer ce nombre de classes. Cet inconvénient peut être résolu en nous basant sur les résultats de *Cassou et al.* (2005) qui donnent un nombre de centroïdes égal à 4 pour les régimes de temps estivaux. Nous utiliserons donc l'algorithme de partitionnement de *Michelangeli et al.* (1995) en fixant le nombre de classes à 4. Les calculs ont été faits à l'aide du logiciel ANAXV 5.4, développé par le Laboratoire de Méétéorologie Dynamique du CNRS et par l'Institut Non Linéaire de Nice du CNRS.

- **Description de la méthode**

Dans un premier temps, une analyse en EOF (*Preisendorfer and Barnett, 1977; Björns-son and Venegas, 1997; VonStorch and Zwiers, 1999*) est effectuée sur les anomalies de hauteur géopotentielle à 500hPa (Z500) estivales par rapport à leur climatologie journalière. La méthode d'analyse en EOF consiste en une décomposition d'un signal dans une base de fonctions orthogonales. Cette méthode permet d'extraire des modes de variabilité

indépendants qui maximisent la variance expliquée. A chacun des ces modes est associée une série temporelle qui indique le poids de ce mode dans le champ total à un instant donné. La variance expliquée par un mode est d'autant plus faible que le rang de ce mode est élevé. *Richman* (1985) a remarqué que quel que soit le domaine de calcul des EOF choisis, les EOF de rang croissant tendent à être composées d'un nombre croissant de centres d'anomalies et l'extension spatiale de ces centres d'anomalies tend à diminuer. Les localisations de ces centres d'anomalies et les pourcentages de variabilité expliquée par chaque EOF dépendent du domaine considéré. Les premiers modes de variabilité tendent donc à représenter la variabilité des structures de grande échelle puis les modes suivants, des structures d'échelles spatiales de plus en plus fines. En conservant les premiers modes de variabilité obtenus à partir d'une analyse en EOF, on effectue ainsi un filtrage spatial du champ ne conservant que sa variabilité de grande échelle. Nous conserverons les 30 premières EOF, ce qui représente plus de 90% de la variance totale du champ de Z500. La classification en régimes de temps est ensuite effectuée dans l'espace de ces EOFs (qui est une base de vecteurs orthogonaux), ce qui permet de minimiser le coût en temps de calcul de la méthode de classification, par rapport à une classification dans l'espace physique.

L'algorithme de classification de *Michelangeli et al.* (1995) est basé sur la méthode dynamique de *Diday and Simon* (1976). A partir d'un nombre initial de classes  $k$ , le but de l'algorithme est de déterminer une partition  $P$  des données en  $k$  classes  $C_1, C_2 \dots$  et  $C_k$  qui minimise la somme des variances intra-classes, notée  $W(P)$  :

$$W(P) = \sum_{j=1}^k \sum_{X \in C_j} d^2(X, Y_j)$$

où

- $Y_j$  est le centroïde de la classe  $C_j$  (le régime de temps caractérisé par 30 coordonnées dans l'espace des EOFs dans notre cas),
- $X$  correspond à un des champs à classifier (le champ de Z500 pour un jour donné dans l'espace des EOFs dans notre cas)
- $d(X, Y_j)$  est la distance euclidienne entre les vecteurs  $X$  et  $Y_j$  :

$$d(X, Y_j) = \sqrt{\sum_{i=1}^{i=30} (X(i) - Y_j(i))^2}$$

Le calcul de minimisation de la fonction  $W$  ne peut pas être effectué sous cette forme car le nombre de degrés de libertés correspond au nombre de dimensions du vecteur  $X$  multiplié par le nombre de champs  $X$  à classifier, ce qui est bien trop important pour obtenir analytiquement une solution. La méthode de minimisation de la fonction  $W(P)$  est donc basée sur une définition itérative de partitions  $P^{(n)}$  de sorte que la fonction  $W(P^{(n)})$  diminue lorsque  $(n)$  augmente.

Pour ce faire,  $k$  champs  $X$  sont choisis aléatoirement comme centroïdes  $A$  et un échantillon des données (environ 10% des données à classifier) est classifié dans ces  $k$  classes  $A$

par minimisation de la distance euclidienne entre le champ  $X$  choisi comme centroïde A et chaque champ  $X$  de l'échantillon. A partir des classes formées en classifiant cet échantillon de données, les centroïdes sont recalculés pour donner les centroïdes B qui seront utilisés comme centroïdes initiaux  $Y_0$  de la procédure itérative décrite dans le paragraphe suivant. Cette classification d'un échantillon de données pour calculer les  $k$  centroïdes B, comparé au choix aléatoire de  $k$  centroïdes A comme centroïdes initiaux  $Y_0$ , permet d'éviter de démarrer la procédure itérative avec des centroïdes initiaux  $Y_0$  éloignés du maximum de densité de la fonction de densité de probabilité des champs  $X$  et ainsi permet d'accélérer la convergence de la procédure.

A partir des  $k$  centroïdes  $Y_j^{(n)}$  de la partition  $P^{(n)}$ , tous les champs  $X$  à classifier sont attribués à l'une des classes  $C_j$  par minimisation de la distance euclidienne entre le centroïde  $Y_j^{(n)}$  et le champ à classifier  $X$ . Une fois toutes les données  $X$  classifiées, les centroïdes sont recalculés pour donner les  $k$  centroïdes  $Y_j^{(n+1)}$  de la partition  $P^{(n+1)}$ . La procédure est arrêtée lorsque  $W(P^{(n+1)}) \geq W(P^{(n)})$ , c'est-à-dire quand la fonction  $W(P)$  a convergé vers un minimum. Selon *Michelangeli et al.* (1995), la convergence est usuellement obtenue en 50 à 100 itérations.

Pour une classification effectuée sur un grand échantillon, l'inconvénient qui peut se poser est l'existence potentielle de plusieurs classifications finales, la partition obtenue dépendant du choix des classes initiales. Cette limitation apparente n'a cependant pas d'impact important car les différents minima locaux de la fonction  $W(P)$  qui peuvent être atteints sont proches du minimum global et diffèrent seulement par l'échange de quelques données situées à la périphérie des classes. Pour pallier cet inconvénient, la classification est répétée  $m = 50$  fois, selon les recommandations de *Michelangeli et al.* (1995) pour déterminer la classification la plus similaire aux autres obtenues. Selon *Michelangeli et al.* (1995), cette procédure élimine en quasi-totalité la dépendance de la classification finale obtenue au choix des classes initiales. Cette méthode nécessite la définition d'un critère de similarité entre les partitions.

Le critère de similarité entre les centroïdes de deux partitions utilisé par *Michelangeli et al.* (1995) est tiré de la méthode de *Cheng and Wallace* (1993). Pour deux partitions  $P_a$  et  $P_b$  en  $k$  classes, on définit la matrice de corrélation  $A_{ij}(i = 1, k; j = 1, k)$  entre les centroïdes  $i$  de la partition  $P_a$  et les centroïdes  $j$  de la partition  $P_b$ . Pour chaque ligne  $i$  de  $A_{ij}$ , la valeur maximale de  $A'(i)$  correspond à l'indice  $j$  du centroïde le plus similaire dans la partition  $P_b$  au centroïde  $i$  de la partition  $P_a$ . Cette valeur maximale de  $A'(i)$  définit le critère de similarité pour le centroïde  $l$  ( $j$  dans la partition  $P_b$  et  $i$  dans la partition  $P_a$ ) entre les partitions  $P_a$  et  $P_b$  :  $c_l(P_a, P_b)$ . Si le centroïde  $l$  est identique dans les deux partitions  $P_a$  et  $P_b$ , le critère de similarité  $c_l(P_a, P_b) = 1$ . Chaque centroïde  $l$  de la partition finale est choisi de façon à minimiser le critère de similarité  $c_l$  avec les  $m - 1 = 49$  autres centroïdes  $l$  obtenus.

Pour tester la significativité statistique de la partition obtenue, *Michelangeli et al.* (1995) définissent un critère de classifiabilité. Pour chaque centroïde  $l = 1, k$ , à partir des  $m = 50$  partitions obtenues, ce critère de classifiabilité est défini par :

$$c_l^* = \frac{1}{m(m-1)} \sum_{1 \leq a \neq b \leq m} c_l(P_a, P_b)$$

Suivant *Kimoto and Ghil* (1993a,b), la partition est également effectuée sur un processus de Markov d'ordre 1 de même autocovariance à l'ordre 1 et à l'ordre 0 que le champ atmosphérique étudié. La partition obtenue sur le champ atmosphérique d'intérêt est jugée avoir un sens statistique si son indice de classifiabilité est supérieur à celui obtenu à partir de la partition effectuée sur le processus de Markov.

### • Comparaison des structures de régimes de temps obtenues

La méthode décrite ci-dessus est appliquée aux données de hauteur géopotentielle à 500hPa (Z500) dans la région NAE d'une part de la réanalyse ERA40, d'autre part des simulations produites avec ARPEGE-climat : C1h et E-CTL. On considère comme un épisode de régime de temps, les épisodes qui durent au moins trois jours consécutifs, comme proposé par *Sanchez-Gomez and Terray* (2005), les autres jours étant considérés comme des jours de transition entre deux régimes. Cette hypothèse est justifiée par les propriétés de persistance des régimes de temps (*Michelangeli et al.*, 1995). Les structures spatiales de chaque régime de temps sont représentées dans les Figs. 3.1 à 3.4 pour chacun de ces jeux de données.

La localisation de l'anomalie cyclonique associée au régime de Dépression Atlantique (Fig. 3.1) est correcte dans les expériences C1h et E-CTL par rapport aux données ERA40, cependant son amplitude est d'environ 25  $m$  trop faible. De plus, on peut noter que la structure de l'anomalie cyclonique présente un biais d'extension vers Terre-Neuve dans l'ensemble E-CTL qui n'est pas présent dans la simulation C1h.

La cellule anticyclonique couvrant le nord de l'Europe associée au régime de Blocage est présente dans les structures données par les expériences C1h et E-CTL (Fig. 3.2). Cependant dans ces deux simulations, son amplitude est sous-estimée de moitié environ (75  $m$ ) et la cellule est centrée sur la Péninsule Britannique plutôt que sur la Péninsule Scandinave comme dans les données ERA40. De plus, l'anomalie cyclonique sur le Groenland est trop creusée, avec un biais d'environ 50  $m$  dans les simulations produites avec ARPEGE-climat par rapport aux données ERA40.

La localisation de l'anomalie anticyclonique associée au régime de NAO– (Fig. 3.1) est correcte dans les expériences C1h et E-CTL par rapport aux données ERA40, cependant son amplitude est d'environ 25  $m$  trop faible. De plus cette anomalie anticyclonique présente un biais d'extension vers la péninsule Scandinave dans la simulation C1h mais

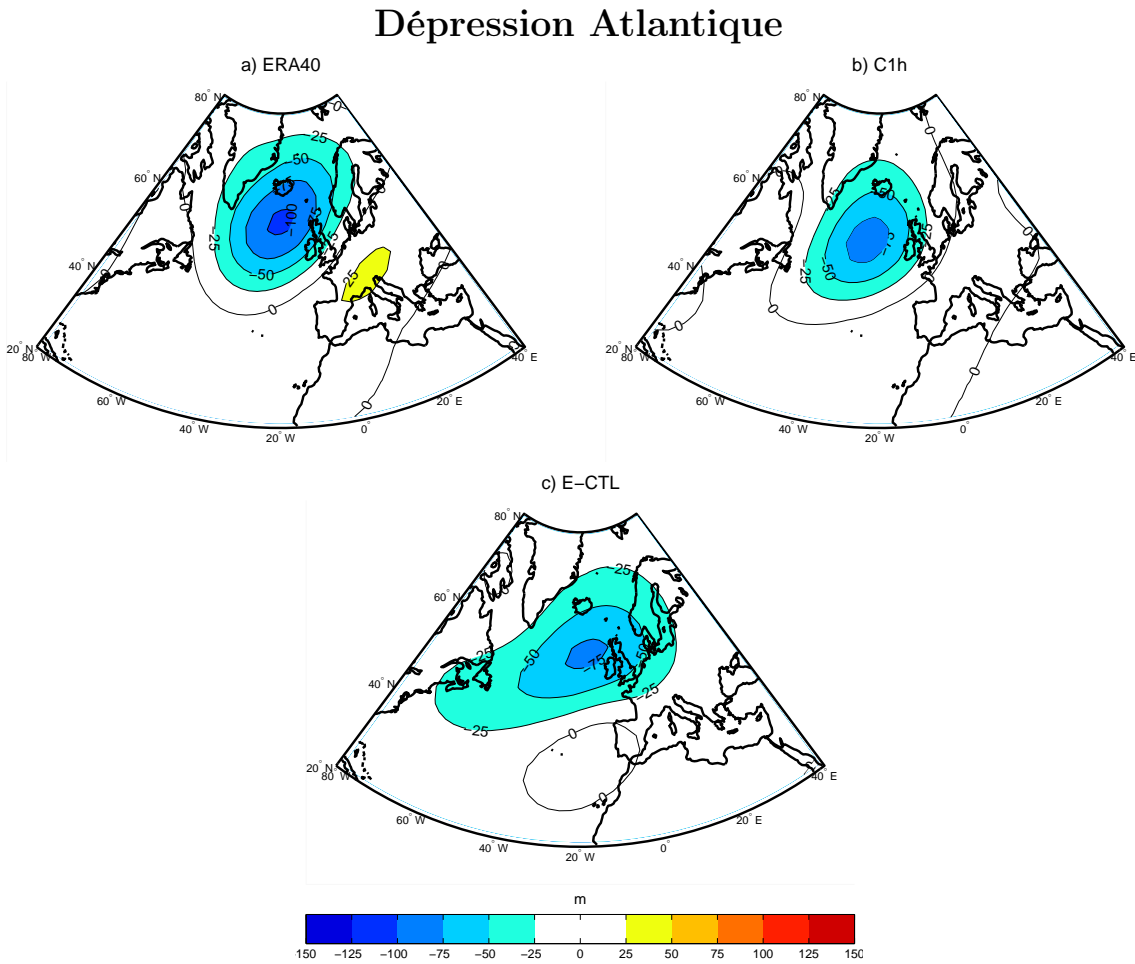


FIG. 3.1 – Anomalies de Z500, en m, correspondant au régime de Dépression Atlantique calculé sur la région NAE à partir des données : a) de la réanalyse ERA40, b) de la simulation C1h, c) de l'ensemble E-CTL. Intervalle de contours : 25m.

### Blocage

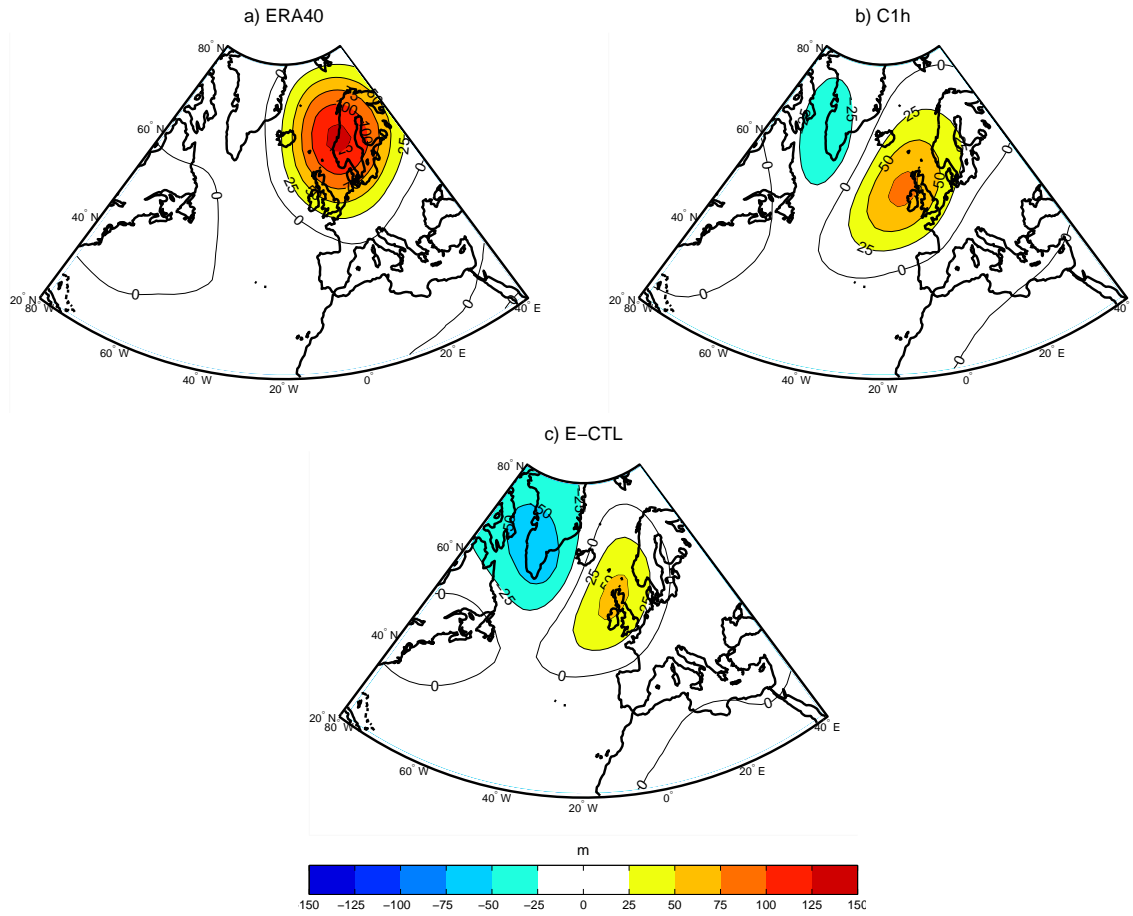


FIG. 3.2 – Anomalies de Z500, en m, correspondant au régime de Blocage calculé sur la région NAE à partir des données : a) de la réanalyse ERA40, b) de la simulation C1h, c) de l'ensemble E-CTL. Intervalle de contours : 25 m.

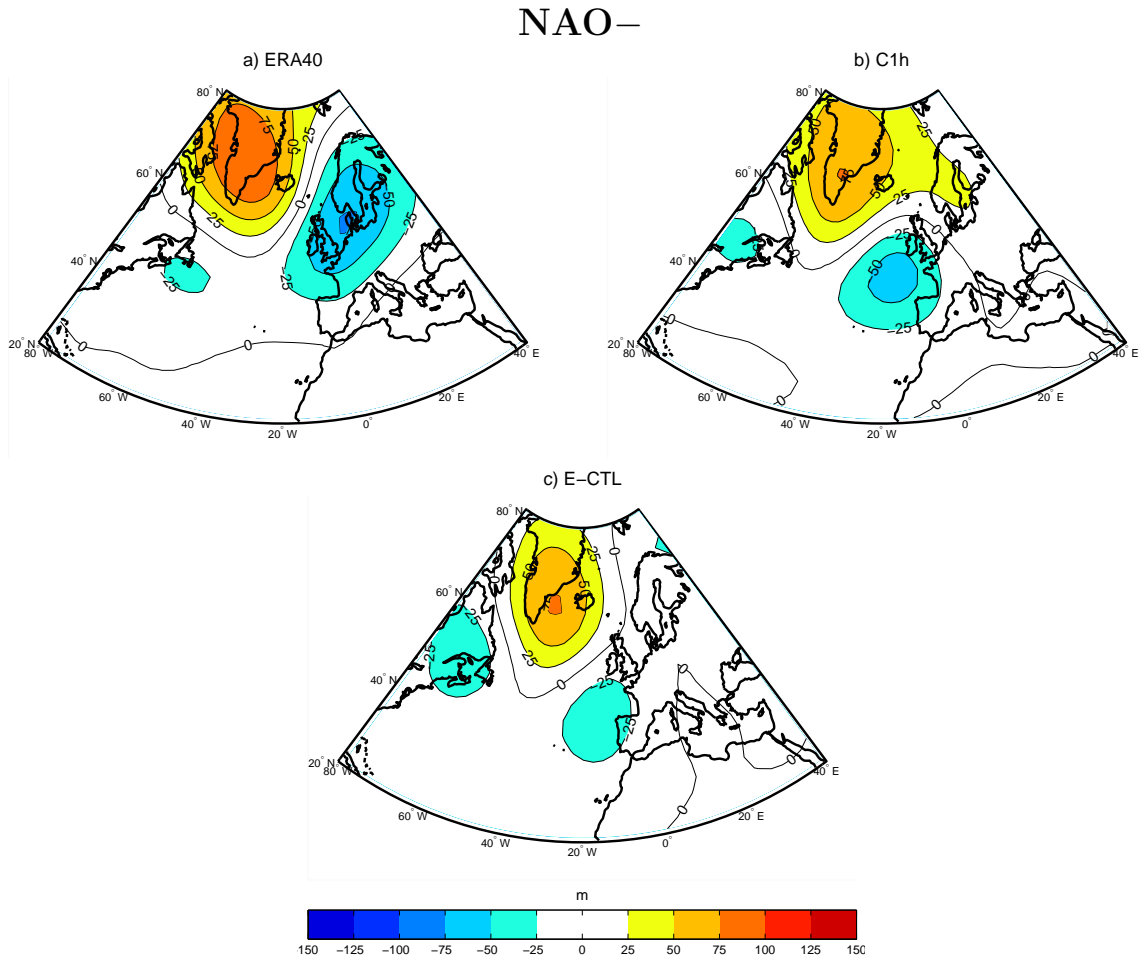


FIG. 3.3 – Anomalies de  $Z500$ , en  $m$ , correspondant au régime de NAO– calculé sur la région NAE à partir des données : a) de la réanalyse ERA40, b) de la simulation C1h, c) de l'ensemble E-CTL. Intervalle de contours : 25m.

pas dans l'ensemble E-CTL. L'anomalie cyclonique associée au régime de NAO– n'est pas assez creusée dans les expériences E-CTL et C1h et son centre est décalé vers le Golfe de Gascogne au lieu d'être situé sur la mer du Nord comme dans les réanalyses ERA40.

Enfin, le régime de Dorsale Atlantique est le régime pour lequel les structures d'anomalies sont le moins bien reproduites par le modèle d'atmosphère ARPEGE-climat. Dans la simulation C1h, la cellule anticyclonique sur l'océan Atlantique Nord est correctement localisée mais son amplitude est sous-estimée de moitié environ (50 m). L'anomalie cyclonique située au nord de cette cellule anticyclonique d'après les données ERA40 est décalée vers la Péninsule Scandinave. Dans l'ensemble E-CTL, l'anomalie anticyclonique ne forme pas une cellule comme dans les données ERA40 mais une bande qui s'étend de Terre-Neuve jusqu'au nord de l'Europe. Le maximum d'anomalie qui est sous-estimé de

### Dorsale Atlantique

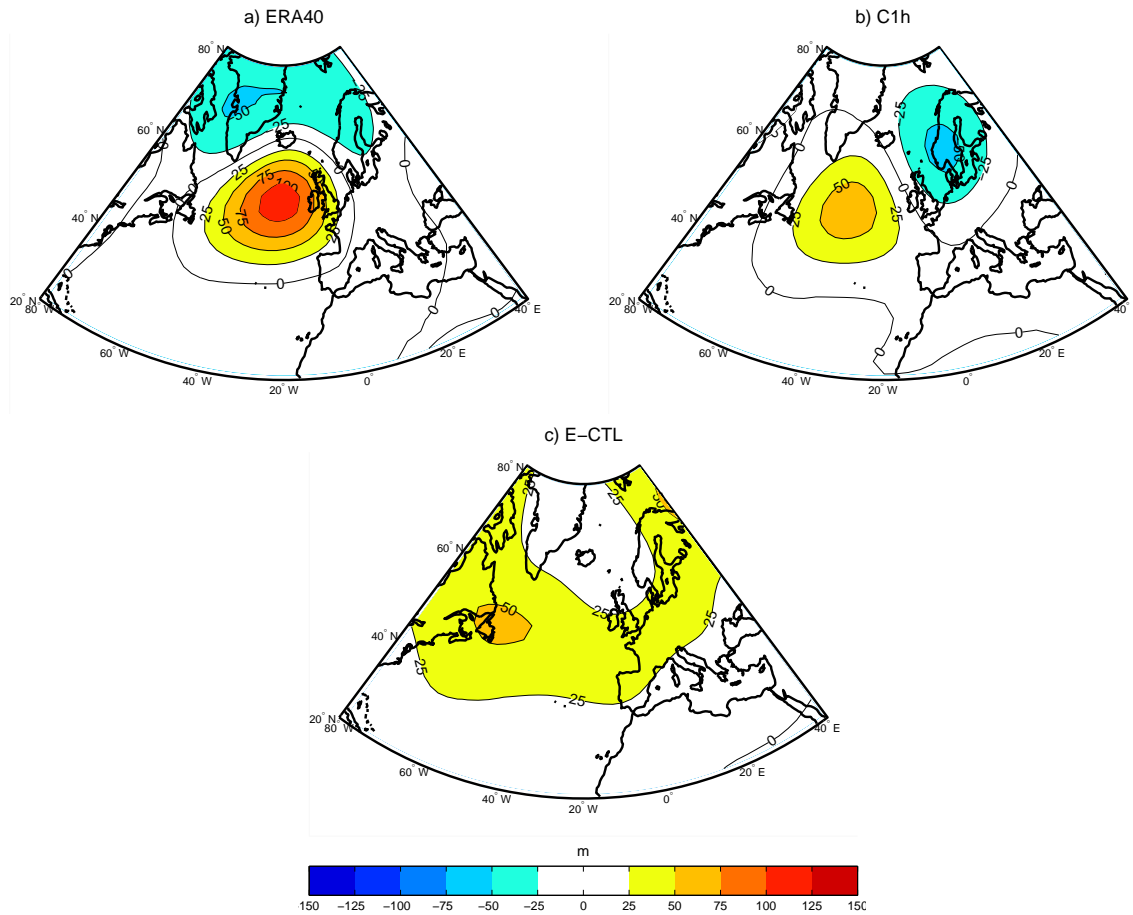


FIG. 3.4 – Anomalies de Z500, en m, correspondant au régime de Dorsale Atlantique calculé sur la région NAE à partir des données : a) de la réanalyse ERA40, b) de la simulation C1h, c) de l'ensemble E-CTL. Intervalle de contours : 25 m.

moitié forme bien une cellule mais décalée de 20° vers l'ouest.

Les biais constatés dans cette section en termes de décalage des structures spatiales simulées par le modèle ARPEGE-climat constituent un défaut classique des modèles d'atmosphère. Par exemple, *Kageyama et al.* (1999) constatent également des décalages des structures spatiales des régimes hivernaux (décembre-février) dans une simulation du climat actuel produite avec le modèle LMD5.3, par rapport aux données de la réanalyse NCEP.



### 3.1.3 Comparaison des fréquences et persistances des régimes

- **Méthode de classification en régimes de temps**

Nous avons vu dans la section précédente que les structures des régimes simulés par le modèle d’atmosphère ARPEGE-climat ne sont pas exactement les mêmes que celles obtenues à partir des données ERA40. Il a été choisi dans la suite de cette thèse de classer les données de Z500 des expériences C1h et E-CTL à partir des régimes de temps tirés des réanalyses ERA40, c’est-à-dire de garder comme référence unique, pour toutes les analyses, les régimes obtenus à partir des réanalyses. Dans un premier temps, les données de Z500 des expériences C1h et E-CTL sont projetées sur les 30 premières EOFs des données ERA40. Puis, chaque jour des expériences C1h et E-CTL est attribué à l’un des quatre régimes de temps tirés des réanalyses ERA40 par minimisation de la distance euclidienne entre ce jour et le régime de temps ERA40 dans l’espace des EOFs des données ERA40. Comme dans la section précédente, on considère comme des épisodes de régime de temps, les épisodes qui durent au moins trois jours consécutifs, les autres jours étant considérés comme des jours de transition entre deux régimes.

- **Comparaison des fréquences d’occurrence des régimes de temps**

Le tableau 3.2 donne les fréquences d’occurrence de chacun des régimes de temps ERA40 dans les réanalyses ERA40 ainsi que dans les expériences C1h et E-CTL. On peut constater que la fréquence d’occurrence du régime de Dépression Atlantique dans les expériences C1h et E-CTL est plus élevée que dans les réanalyses ERA40, respectivement de 2.9% et 2.4%. La fréquence d’occurrence du régime de NAO– est également plus faible dans les expériences C1h et E-CTL que dans les réanalyses ERA40, respectivement de 3.4% et 3.2%. La fréquence d’occurrence du régime de Blocage est plus faible de 2.5% dans l’expérience C1h que dans les réanalyses tandis qu’elle est plus élevée de 1.5% dans l’ensemble de simulations E-CTL que dans les réanalyses. Bien qu’elles paraissent importantes, ces différences par rapport aux fréquences d’occurrence données par les réanalyses ERA40 ne sont cependant pas significatives. En effet, la fréquence d’occurrence des régimes de temps est très variable d’une année sur l’autre. Les fréquences d’occurrence calculées sur une année sont comprises entre 5% et 50%. Enfin, la fréquence d’occurrence du régime de Dorsale Atlantique est plus élevée dans les expériences C1h et E-CTL que dans les réanalyses ERA40, respectivement de 5.9% et 2.7%. Le modèle d’atmosphère a tendance à surestimer de façon significative la fréquence d’occurrence du régime de Dorsale Atlantique dans la simulation C1h. Nous avons déjà remarqué dans la section précédente que le régime de Dorsale Atlantique est celui parmi les quatre régimes de temps dont la structure spatiale est la moins bien représentée par le modèle d’atmosphère ARPEGE-climat. Nous avons calculé ici la fréquence d’occurrence dans les expériences C1h et E-CTL du régime de Dorsale Atlantique donné par les réanalyses ERA40, cette fréquence étant obtenue par projection des données atmosphériques fournies par le modèle ARPEGE-climat sur le régime donné par les réanalyses. La mauvaise représentation de la fréquence d’occurrence

	Dépression Atlantique	Blocage	NAO–	Dorsale Atlantique
ERA40	25.7%	21.9%	21.1%	20.1%
C1h	28.6%	19.4%	17.7%	26.0%
E-CTL	28.1%	23.4%	17.9%	22.8%

TAB. 3.2 – Fréquences d’occurrence de chacun des régimes dans les expériences couplée C1h et forcée E-CTL en comparaison avec celle de la réanalyse ERA40.

de régime de Dorsale Atlantique ainsi calculée est donc cohérente avec les résultats de la section précédente montrant une mauvaise représentation de sa structure spatiale.

Le tableau 3.2 permet non seulement de confronter les fréquences d’occurrence simulées par le modèle ARPEGE-climat aux fréquences d’occurrence données par les réanalyses ERA40, mais également de comparer les fréquences d’occurrences entre les expériences C1h et E-CTL. On peut noter que la fréquence d’occurrence du régime de Blocage est plus faible de 4% dans la simulation C1h que dans l’ensemble E-CTL. Cependant, étant donné que la fréquence d’occurrence de ce régime dans les réanalyses est comprise entre les valeurs obtenues dans ces deux expériences, et étant donné la forte variabilité des régimes de temps d’une année sur l’autre, il est très probable que ce résultat n’ait aucun sens physique.

• **Comparaison des persistances moyennes des régimes de temps**

La persistance d’un régime de temps est définie comme le nombre de jours consécutifs d’occurrence de ce régime de temps. Le tableau 3.3 donne les différences de persistances des quatre régimes de temps entre la simulation C1h et l’ensemble E-CTL avec la p-value associée. La persistance des régimes de Dépression Atlantique, de Blocage et de NAO– est plus faible d’environ 1 à 1.4 jours dans la simulation couplée C1h que dans l’ensemble de simulations forcées d’ARPEGE-climat. La différence de persistance des régimes de Dépression Atlantique et de Blocage entre la simulation C1h et la réanalyse ERA40 est respectivement de 0.3 jours et 0.2 jours alors que la différence de persistance entre l’expérience E-CTL et la réanalyse ERA40 pour ces mêmes régimes est respectivement de 1.4 et 1.7 jours. Le couplage avec la surface marine améliore donc notablement la représentation des caractéristiques de persistance de ces deux régimes. Dans le cas du régime NAO–, sa persistance dans la simulation C1h est plus faible de 0.5 jours que celle donnée par les réanalyses ERA40 tandis qu’elle est plus importante de 0.5 jours dans l’expérience E-CTL que dans les réanalyses.

Les diminutions de persistance entre les expériences C1h et E-CTL pour les régimes de Dépression Atlantique, de Blocage et de NAO– représentent respectivement 12%, 17% et

	Dépression Atlantique	Blocage	NAO–	Dorsale Atlantique
ERA40	6.8	6.9	7.1	6.1
C1h	7.2	7.2	6.6	7.2
E-CTL	8.2	8.6	7.6	6.6
d (C1h-ECTL)	-1.0	-1.4	-1.0	+0.60
p (C1h-ECTL)	0.05	0.01	0.05	0.15

TAB. 3.3 – *Persistance moyenne, en jours, de chaque régime de temps dans la réanalyse ERA40 et dans l’expérience couplée C1h et l’ensemble de simulations forcées d’ARPEGE-climat E-CTL. Différence (d) de persistance moyenne entre ces deux expériences, donnée avec la p-value (p) associée. La couleur marron signale tout résultat significatif à 95% selon le test décrit dans la section 3.2.5*

13% de leur persistance moyenne. Ces résultats suggèrent que le couplage avec la surface marine tend à diminuer les persistances des régimes de Dépression Atlantique, de Blocage et de NAO–. Selon les résultats de la simulation C1h, le régime de Dorsale Atlantique est moins sensible à la surface océanique que les autres régimes. Cependant, nous avons remarqué à la section précédente que ce régime est celui parmi les quatre régimes dont la structure spatiale est la moins bien représentée par le modèle d’atmosphère ARPEGE-climat par rapport aux données de la réanalyse ERA40. Le réalisme de ce résultat est donc plus discutable que ceux obtenus pour les autres régimes de temps.

• **Comparaison des distributions de persistances des régimes de temps**

Pour compléter cette étude, nous analysons dans cette section l’impact du couplage avec la surface marine sur la distribution des persistances de chacun des régimes de temps. Cette analyse est basée sur la présentation d’histogrammes de persistance. Ces histogrammes donnent le pourcentage de valeur par classes de persistance de 5 jours. Notons que le nombre total d’épisodes de chaque régime est d’environ 200 pour la simulation C1h ou les données ERA40 et 400 pour l’ensemble E-CTL. Les classes n’ont donc pas été prises d’une largeur inférieure à 5 jours car la distribution aurait été trop bruitée. De plus, le nombre total de valeurs de persistance étant faible, la distribution estimée est nécessairement entachée d’une forte incertitude aussi bien dans les expériences C1h et E-CTL que dans les données ERA40. Ces histogrammes sont donc montrés à titre informatif mais les conclusions sont à manier avec beaucoup de précautions. Il serait nécessaire d’évaluer l’incertitude sur ces histogrammes pour développer les analyses présentées ici.

Dans un premier temps, l’histogramme des valeurs de persistance dans la simulation C1h est comparé à celui obtenu à partir des données ERA40, respectivement en mauve et bleu clair sur les Figs. 3.5 et 3.6, afin d’effectuer une validation de la variabilité simulée des persistances des régimes de temps. L’allure de la distribution des persistances

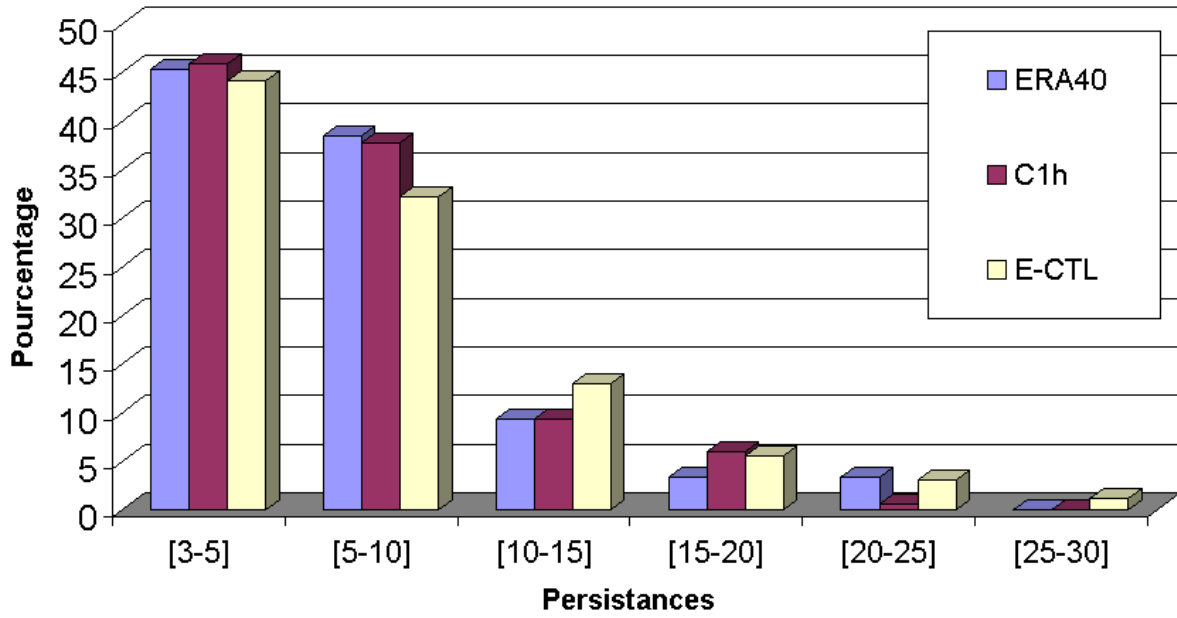
de chaque régime obtenue à partir des données ERA40 peut s'apparenter à une loi de Fisher. Cette allure générale de la distribution est correctement reproduite par le modèle ARPEGE-climat. On constate une différence de l'ordre de 5% entre les pourcentages par classe estimés à partir des données ERA40 et ceux estimés à partir des données de la simulation C1h. Ces différences sont liées, d'une part, aux erreurs d'estimation liées aux faibles nombres de valeurs de persistances, d'autre part, aux biais du modèle ARPEGE qui sont difficiles à estimer. Les différences les plus importantes apparaissent dans le cas du Blocage où elles peuvent atteindre 10%, les plus faibles dans le cas du régime de Dépression Atlantique où elles n'excèdent pas 3%.

Les Figs. 3.5 et 3.6 montrent également que les différences entre les pourcentages de valeurs par classes de persistances entre les expériences C1h et E-CTL sont du même ordre de grandeur que celles entre la simulation C1h et les données ERA40, excepté dans le cas du régime de NAO-. Pour ce régime, le pourcentage de valeurs de persistances inférieures à 5 jours est de plus de 10% plus grand dans la simulation C1h que dans l'ensemble E-CTL et celui des valeurs de persistances comprises entre 10 et 15 jours de plus de 10% plus faible dans la simulation C1h que dans l'ensemble E-CTL. Bien que les différences entre la simulation C1h et l'ensemble E-CTL soient plus faibles pour les autres régimes, on peut noter également que le pourcentage de valeurs de persistances de la Dépression Atlantique inférieures à 10 jours est plus grand dans la simulation C1h que dans l'ensemble E-CTL tandis que celui des valeurs de persistances supérieures à 10 jours est plus faible. De plus, le pourcentage de valeurs de persistances du Blocage comprises entre 5 et 10 jours est d'environ 10% plus grand dans la simulation C1h que dans l'ensemble E-CTL tandis que celui des valeurs de persistances supérieures à 10 jours est plus faible. Ces résultats sont cohérents avec la persistance moyenne plus faible des régimes de Dépression Atlantique, Blocage et NAO- dans la simulation C1h que dans l'ensemble E-CTL.

### 3.1.4 Limites de l'étude

Dans cette section, nous avons tenté d'évaluer, en comparant les expériences C1h et E-CTL, l'impact du couplage avec la surface marine sur les caractéristiques des régimes de temps simulés par le modèle d'atmosphère ARPEGE-climat. Cependant, l'ensemble E-CTL est forcée dans la région NAE par la climatologie mensuelle de SST de *Reynolds et al.* (2002) et celle de concentration de glace de mer des données HadISST (*Rayner et al.*, 2003). La simulation de contrôle ne représente donc aucune variabilité journalière des SST tandis que la simulation C1h représente cette variabilité. Les différences observées entre les expériences C1h et E-CTL pourraient ainsi ne pas être liées à l'impact du couplage avec la surface marine mais plutôt à l'impact de la représentation de la variabilité journalière des SST sur les caractéristiques des régimes de temps. Pour statuer sur le rôle de ces deux facteurs, il serait intéressant de produire une deuxième expérience de contrôle en forçant le modèle d'atmosphère ARPEGE-climat avec les données journalières de SST fournies par la NOAA (*Reynolds et al.*, 2007) qui couvrent la période 1985-2001

**a) Dépression Atlantique**



**b) Blocage**

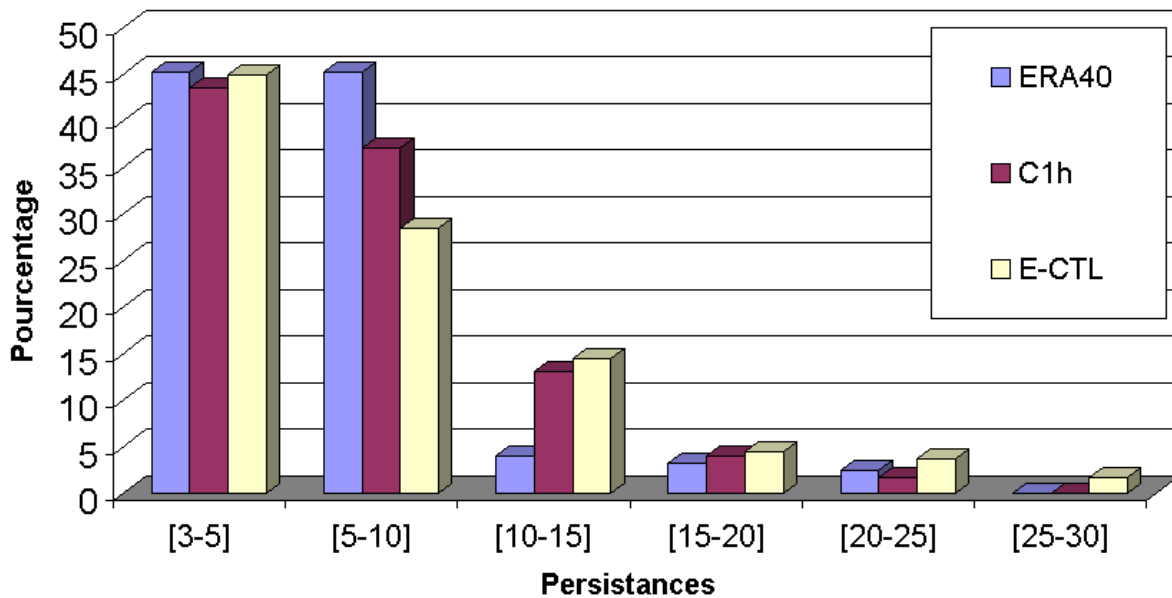
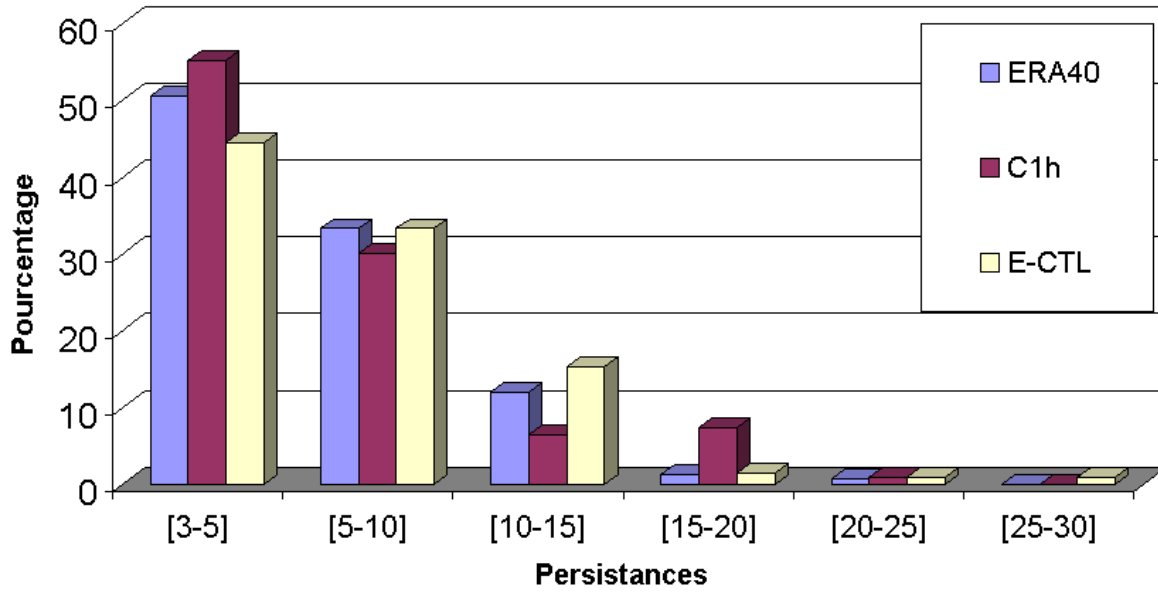


FIG. 3.5 – Histogramme des valeurs de persistance de chaque régime de temps dans les réanalyses ERA40, en mauve, et dans les expériences couplée C1h, en bleu clair et forcée E-CTL, en jaune.

### c) NAO-



### d) Dorsale Atlantique

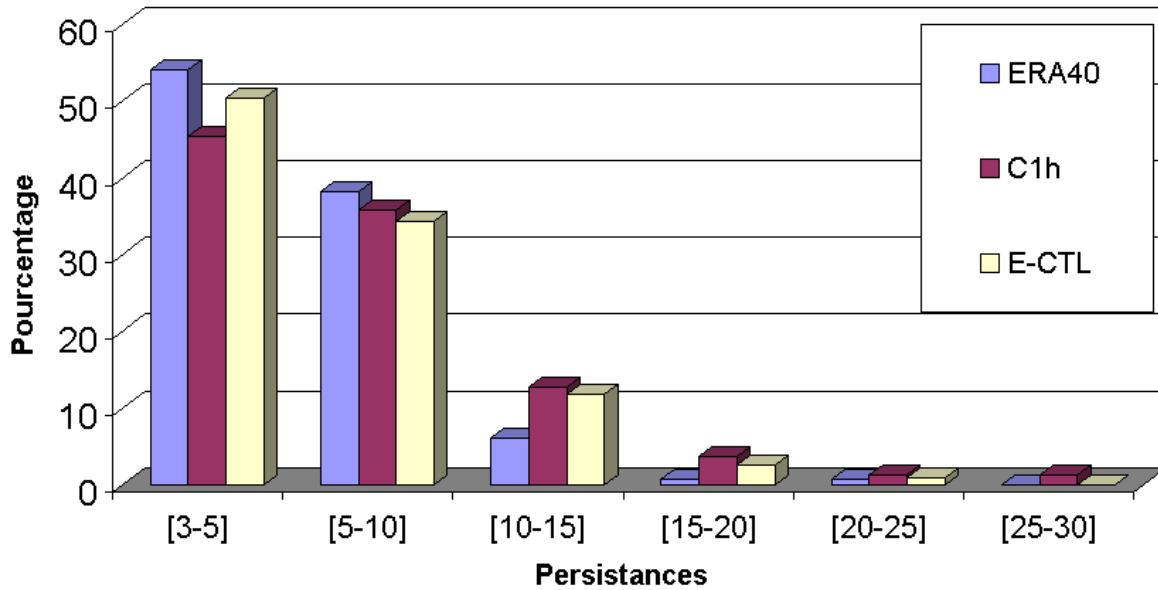


FIG. 3.6 – Suite de la figure 3.5.

et de comparer à nouveau les expériences C1h et la nouvelle expérience de contrôle. On pourrait également utiliser la série temporelle de SST journalières de la simulation C1h, plutôt que les données de la NOAA pour réaliser cette nouvelle expérience de contrôle.

## **3.2 Impact des régimes de temps sur la surface océanique et rétroactions sur la circulation atmosphérique : diagnostics en mode forcé**

### **3.2.1 Objectifs et méthode**

La section précédente a suggéré l'idée que le couplage avec la surface marine tendrait à diminuer la persistance des régimes estivaux de Dépression Atlantique, de Blocage et de NAO-. Pour compléter les diagnostics effectués dans la section précédente et cibler les facteurs responsables de cette interaction entre la surface marine et les régimes de temps, cette section présente des diagnostics basés sur des simulations forcées océaniques puis atmosphériques. En effet, une simulation couplée représente de façon plus réaliste qu'une simulation forcée les interactions océan-atmosphère. Cependant, l'analyse de simulations forcées peut permettre d'isoler les liens de cause à effet à l'origine de ces mécanismes d'interactions. L'analyse de ces simulations forcées constitue donc un complément aux analyses précédentes et permet une détection des facteurs impliqués dans l'interaction entre la surface marine et les régimes de temps. Les diagnostics présentés dans cette section constituent une étape préliminaire à la recherche d'un mécanisme expliquant les interactions entre les régimes de temps et la surface marine, qui sera effectuée dans le chapitre suivant.

Deux questions seront successivement abordées dans cette section :

- ⇒ Les régimes de temps ayant une persistance de quelques jours, ils sont susceptibles de forcer des anomalies de SST. Quelle amplitude peuvent atteindre ces anomalies ?
- ⇒ Cette amplitude est-elle suffisante pour qu'une rétroaction de la surface marine sur la circulation atmosphérique se produise ?

Pour déterminer l'influence de chacun des régimes de temps sur les températures de surface océanique, une première analyse s'appuie sur la simulation océanique forcée ERA1h, décrite dans la section 2.3.1. La figure 3.7 illustre un exemple de cas d'épisode de Blocage ainsi que son impact sur le champ d'anomalies journalières de SST. Cet épisode de Blocage est le premier épisode de la simulation ERA1h. On peut observer l'apparition d'anomalies positives de SST autour de la Péninsule Scandinave ainsi que le long de la côte américaine, ces anomalies ayant une amplitude d'environ 1°C et atteignant localement un maximum de 1.75°C. On peut alors se demander si ces anomalies apparaissent systématiquement lors d'épisodes de Blocage. Pour répondre à cette question, nous uti-

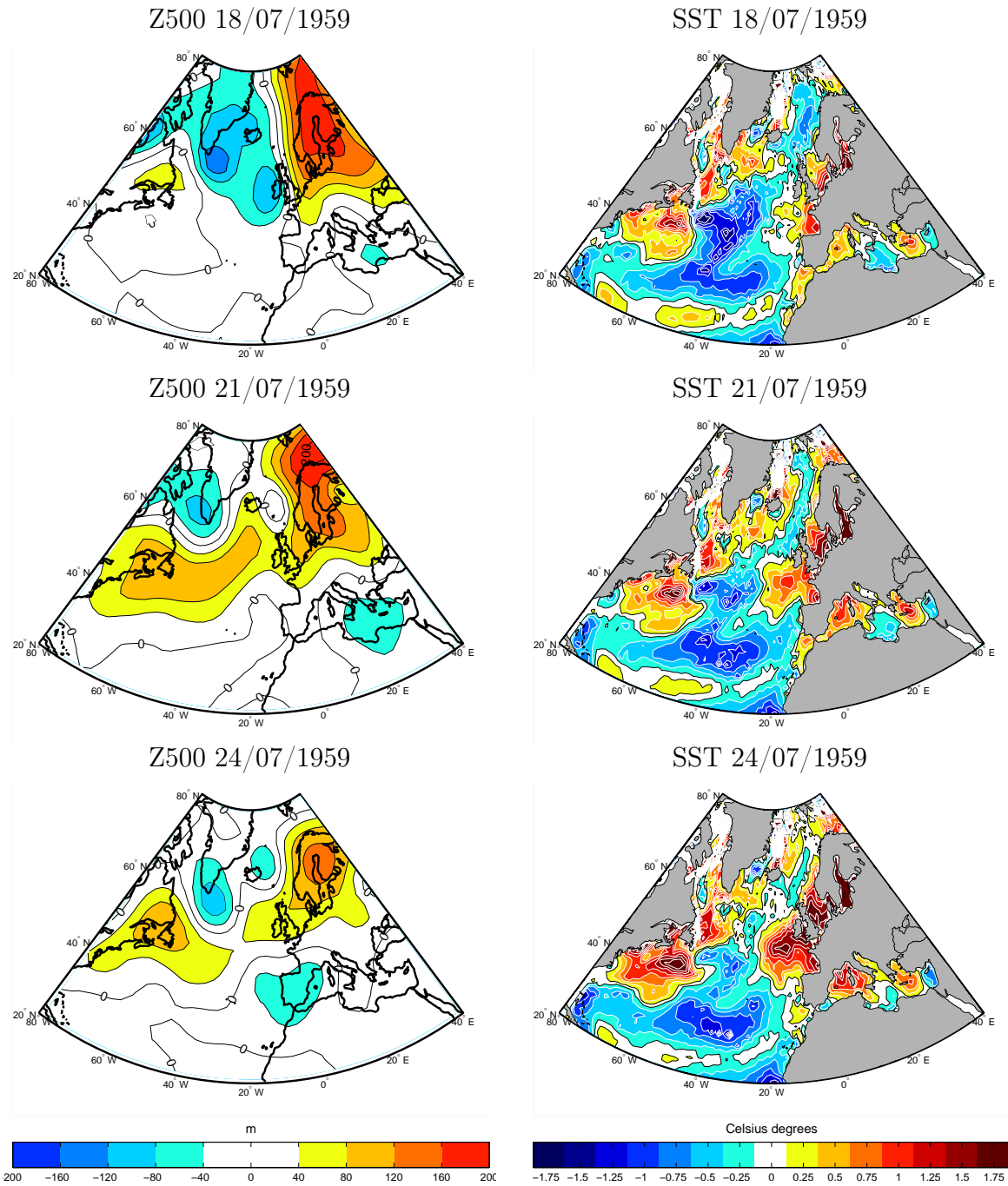


FIG. 3.7 – Exemple d'occurrence du régime de Blocage : champs d'anomalies de Z500, en m, et de SST, en °C.



lisons la méthode des composites. La méthode de classification en régimes de temps de *Michelangeli et al.* (1995) est appliquée aux données de hauteur géopotentielle à 500hPa de la réanalyse ERA40. Chaque jour de la réanalyse ERA40 et donc chaque jour de la simulation océanique forcée ERA1h peut être associé à l'occurrence de l'un des quatre régimes de temps. Il est alors possible de réaliser des composites de champs de SST associés à chacun des régimes de temps dans la simulation océanique ERA1h. Ces champs d'anomalies de surface correspondent aux champs forcés par chacun des quatre régimes de temps.

Puis la sensibilité de la circulation atmosphérique à ces anomalies est évaluée à partir de simulations forcées atmosphériques réalisées avec le modèle ARPEGE–Climat version 4 (*Déqué et al.*, 1999; *Gibelin and Déqué*, 2003). On utilise l'expérience de contrôle E-CTL présentée dans la section précédente et utilisant comme conditions aux limites inférieures la climatologie de SST de *Reynolds et al.* (2002). Quatre expériences de sensibilité sont également produites. Dans chacune de ces expériences, le champ d'anomalies de SST associé à un des régimes de temps est ajouté aux conditions aux limites utilisées pour l'expérience de contrôle E-CTL. Chacune de ces expériences de sensibilité est constituée de 100 membres simulés à partir de 100 conditions initiales différentes et durent 92 jours, du 1er juin au 31 août. Les 100 états initiaux utilisés pour chaque ensemble de sensibilité sont les mêmes que ceux utilisés pour l'ensemble de contrôle E-CTL. Les données atmosphériques de ces simulations sont ensuite classifiées selon les quatre régimes de temps de la réanalyse ERA40. Chaque épisode d'un régime de temps peut être caractérisé par sa persistance que l'on définit comme le nombre de jours consécutifs d'occurrence de ce régime de temps. La persistance moyenne de chacun des régimes de temps dans les expériences de sensibilité est comparée avec leur persistance dans l'expérience de contrôle. On peut ainsi évaluer l'impact des anomalies de SST sur la persistance des régimes de temps dans le modèle ARPEGE–climat. On peut également vérifier la cohérence des résultats en mode couplé et en mode forcé en terme d'impact de l'interaction avec la surface marine sur la persistance de chacun des régimes de temps.

Cette étude des interactions en mode forcé entre les régimes de temps et la surface marine est présentée sous forme d'un article publié dans *Climate Dynamics* (*Guemas et al.*, 2008).

### **3.2.2 Article : Summer interactions between weather regimes and surface ocean in the North-Atlantic region**

## Summer interactions between weather regimes and surface ocean in the North-Atlantic region

Virginie Guemas · David Salas-Mélia ·  
Masa Kageyama · Hervé Giordani ·  
Aurore Voldoire · Emilia Sanchez-Gomez

Received: 25 August 2008 / Accepted: 6 November 2008  
© Springer-Verlag 2008

**Abstract** This study aims at understanding the summer ocean-atmosphere interactions in the North Atlantic European region on intraseasonal timescales. The CNRMOM1d ocean model is forced with ERA40 (ECMWF Re-Analysis) surface fluxes with a 1-h frequency in solar heat flux (6 h for the other forcing fields) over the 1959–2001 period. The model has 124 vertical levels with a vertical resolution of 1 m near the surface and 500 m at the bottom. This ocean forced experiment is used to assess the impact of the North Atlantic weather regimes on the surface ocean. Composites of sea surface temperature (SST) anomalies associated with each weather regime are computed and the mechanisms explaining these anomalies are investigated. Then, the SST anomalies related to each weather regime in the ocean-forced experiment are prescribed to the ARPEGE Atmosphere General Circulation Model. We show that the interaction with the surface ocean induces a positive feedback on the persistence of the Blocking regime, a negative feedback on the persistence of the NAO-regime and favours the transition from the Atlantic Ridge regime to the NAO-regime and from the Atlantic Low regime toward the Blocking regime.

### 1 Introduction

The intraseasonal variability of the large-scale atmospheric circulation in summer (June–August) in the North-Atlantic European region can be represented by transitions between four weather regimes (Cassou et al. 2005). These weather regimes can be viewed as the preferred states of the atmospheric circulation. Their main properties are persistence, quasi-stationarity and recurrence (Michelangeli et al. 1995). Regional extreme temperatures over Europe can be related to the occurrence of the summer North Atlantic weather regimes (Cassou et al. 2005), and this relationship could be exploited to forecast heat waves over Europe. A better understanding of the mechanisms favouring the occurrence of each weather regime is essential to improve their predictability.

It is well known that the variability of the atmospheric circulation is primarily driven by internal dynamical processes. However, some external forcing can modulate the temporal evolution of the atmospheric state. Sea surface temperature (SST) variations play a key role in climate dynamics as they influence the heat exchanges between the atmosphere and the ocean. As a large potential source of heat and moisture, the ocean mixed layer can influence the atmospheric modes of variability. Some recent studies emphasize the role of the ocean on the atmospheric circulation variability in the North Atlantic European region on interannual (Rodwell et al. 1999; Robertson et al. 2000; Mehta et al. 2000) to multidecadal timescales (Grötzner et al. 1998; Hoerling et al. 2001; Latif et al. 2000). For instance, the winter North Atlantic Oscillation (NAO) responds to SST anomalies in the tropical Indian and Pacific Oceans (Hoerling et al. 2001), in the North Atlantic Ocean (Grötzner et al. 1998; Rodwell et al. 1999; Latif et al. 2000) or in the South Atlantic Ocean (Robertson et al.

---

V. Guemas (✉) · D. Salas-Mélia · H. Giordani · A. Voldoire ·  
E. Sanchez-Gomez  
Centre National de Recherches Météorologiques/Groupe  
d'Etude de l'Atmosphère Météorologique, GMGEC,  
Météo-France, CNRS, 31057 Toulouse Cedex, France  
e-mail: virginie.guemas@meteo.fr

V. Guemas · M. Kageyama  
Laboratoire des Sciences du Climat et de l'Environnement,  
UMR 1572, CEA-CNRS-UVSQ, CE Saclay, l'Orme des  
Merisiers, bat. 701, Gif-sur-Yvette, France

2000). Some of these studies suggest mechanisms explaining the role of SSTs on the winter NAO (Grötzner et al. 1998; Rodwell et al. 1999; Robertson et al. 2000). Grötzner et al. (1998)'s mechanism's relies on the link between changes in the meridional SSTs gradient and the jet stream intensification. Rodwell et al. (1999)'s mechanism involves changes in local evaporation, precipitation and atmospheric heating through release of latent heat above SST anomalies. According to Robertson et al. (2000), the link with the South Atlantic Ocean is operated by an intensification and southward displacement of the Hadley cell which induces a barotropic response of the NAO to the upper-level convergence anomaly over the Caribbean (Hoskins and Sardeshmukh 1987).

On monthly timescales, a positive SST anomaly in the tropical North Atlantic Ocean can force a negative NAO phase in winter and spring (Terry and Cassou 2002; Drévillon et al. 2003; Cassou et al. 2004b). Terry and Cassou (2002) suggest a mechanism involving the enhancement of the Hadley cell and a propagation of the stationary-wave activity from the subtropics into the mid-to high latitudes along a great circle originating from the Caribbean into the northeast Atlantic. The summer "Horseshoe" pattern of SSTs anomalies (Czaja and Frankignoul 2002), consisting of a negative anomaly east of Newfoundland surrounded by positive anomalies, favours the negative phase of the NAO during the next winter (Czaja and Frankignoul 1999, 2002; Drévillon et al. 2001; Cassou et al. 2004a). Cassou et al. (2004a) argue that the anomalous meridional SST gradient associated with the "Horseshoe" pattern causes changes in the storm track activity from October. The alteration of the storm track is hypothesized to be of central importance to initiate and sustain large-scale barotropic anomalies through eddy-mean flow interaction. These studies highlight the potential role of the surface ocean on the large-scale atmospheric circulation variability on a wide range of timescales. However, interactions between climate regimes and surface ocean on monthly to interannual timescales can be interpreted as the time-averaged signature of higher frequency interactions between weather regimes and surface ocean (Robertson et al. 2000; Cassou et al. 2004b). An investigation of the daily ocean-atmosphere interactions may be essential to the understanding of the interactions on longer timescales.

As weather regimes have a persistence of several days, they can induce SST anomalies in the North Atlantic Ocean. The goal of this paper is to investigate whether these SST anomalies may in turn influence the weather regimes in the North Atlantic European region. We focus on the summer season as the occurrence of the summer weather regimes impacts regional heat waves over Europe (Cassou et al. 2005). For example, the number of

occurrences of the Atlantic Low was doubled compared to its climatological mean during 2003 summer (Cassou et al. 2005). To study day-to-day ocean-atmosphere interactions, a daily dataset of SSTs is created by forcing an ocean-sea ice global coupled model with ERA40 atmospheric data over the 1959–2001 period. The ocean model is a 1-dimensional model with 124 vertical levels (1 m resolution near surface) and a horizontal resolution of 1.125°. This high vertical resolution optimizes the representation of turbulent processes and stratification in the ocean mixed layer which constitute the main physical causes for SST changes at daily timescales. Furthermore, this high vertical resolution combined with a forcing frequency of 1 h allows a good representation of the SST diurnal cycle (Bernie et al. 2005). Some recent studies on the tropics suggest that the SST variability on diurnal timescales can modulate the amplitude of the SST variability to a large extent on sub-seasonal timescales (Shinoda and Hendon 1998; Bernie et al. 2005; Shinoda 2005) or even longer timescales (Danabasoglu et al. 2006) and improve the representation of ocean–atmosphere coupled modes of variability, such as the Madden-Julian Oscillation (amplitude of SST anomalies, Bernie et al. 2005) or the ENSO (frequency spectrum, Danabasoglu et al. 2006). Thus, this ocean model is an efficient tool to produce a good quality dataset of daily SST. This ocean-forced experiment is used to assess the impact of the North Atlantic weather regimes on the SSTs. Then, the patterns of SST anomalies induced by each weather regime in the North Atlantic Ocean are used to force an atmosphere model. This allows an investigation of the role of the surface ocean on the persistence of weather regimes or their transition toward another weather regime.

The paper is organized as follows. The ocean-sea ice global coupled model and the ocean-forced experiment are presented in Sect. 2. The impact of the North Atlantic weather regimes on the surface ocean is investigated in Sect. 3. Section 4 presents the analysis of feedback of the surface ocean on the North Atlantic weather regimes. Sections 5 and 6 are, respectively, dedicated to some discussions and conclusions.

## 2 The ocean-sea ice coupled model

The global coupled model used in this study consists of the CNRMOM1D (Centre National de Recherches Météorologiques Ocean Model 1-Dimensional) ocean model coupled with the GELATO3 (Global Experimental Leads and sea ice model for Atmosphere Ocean; Salas-Méla 2002) sea ice model. This ocean-sea ice model is driven by surface fluxes from ERA40 (Gibson et al. 1997; Uppala et al. 2004) reanalysis over the 1958–2001 period (<http://www.ecmwf.int/products/data/technical/index.html>).

### 2.1 The CNRMOM1D ocean model

The CNRMOM1D ocean model is a 1-dimensional model based on the vertical mixing scheme developed by Bougeault and Lacarrere (1989) for the atmospheric boundary layer and adapted to the ocean by Gaspard et al. (1990). The second-order moments are expressed as a function of the turbulent kinetic energy, which is computed via a prognostic equation. In this formulation, the vertical mixing coefficients are based on the calculation of two turbulent length scales representing the upward and downward conversions of turbulent kinetic energy into potential energy. This 1.5 turbulence closure parametrization has been validated against observational data from buoys in various locations and on various timescales including diurnal timescales (Gaspard et al. 1990). Gaspard et al. (1990) shows that the amplitude of the diurnal cycle and the amplitude of the SST variations on daily timescales computed by this turbulent mixing scheme are realistic. The temporal incrementation follows an implicit scheme which allows for temporal stability of the model. This initial model core has been embedded in more complex models and used in various oceanographic studies (Caniaux et al. 2005; Giordani et al. 2005a, b, 2006).

The vertical profile of solar absorption is a crucial point in the representation of the stabilisation processes in the upper ocean. The parameterization of solar absorption therefore plays a major role in the representation of the diurnal cycle of SST and the SST variability on intraseasonal timescales. Shinoda (2005) showed that the diurnal warming amplitude, defined as the difference between daily maximum and nocturnal minimum temperatures, can turn out to be twice as high between two different water types as described by Jerlov (1976) when solar absorption is parametrized according to Paulson and Simpson (1977). Recently, Ohlmann (2003) developed a new parametrization of the solar transmission function depending on the chlorophyll concentration. Ohlmann (2003)'s results show that the uncertainty in the solar transmission profile can be reduced by 50–90% compared to the Paulson and Simpson (1977) parametrization. Ohlmann (2003)'s parametrization has been implemented in the CNRMOM1D model to optimize the representation of the diurnal cycle of SST. The chlorophyll concentration was specified as a 12-month climatology derived from satellite ocean colour measurements from the SEAWIFS project. In addition to the original parameterization, all the solar radiation that reaches the ocean bottom is equally spread between the vertical levels. This choice avoids disturbing the vertical profile of solar absorption, compared to Ohlmann (2003)'s results.

As this model does not take into account the advective processes, it is much less computationally expensive than

3-dimensional ocean models resolving all physical and dynamical processes. This allows performing simulations with a very high horizontal and vertical resolution. The model has been run on a regular T159 grid, equivalent to an horizontal resolution of  $1.125^\circ$ . It uses 124 vertical levels with enhanced resolution near the sea surface where the level thickness reaches 1 m. This vertical resolution is in agreement with the recommendations from Bernie et al. (2005) to obtain a good representation of the diurnal cycle.

### 2.2 The GELATO3 sea ice model

The GELATO3 sea ice model (Salas-Mélia 2002) is embedded in the CNRMOM1D ocean model. GELATO3 has 4 different ice thickness categories: 0–0.3, 0.3–0.8, 0.8–3 and over 3 m. Transitions or mergers between these categories may occur as ice thickness varies thermodynamically. Every slab of ice is evenly divided into nine vertical layers and may be covered with one layer of snow, for which snow ageing processes are considered. The heat diffusion equation is solved along the vertical (Salas-Mélia 2002) through the entire slab. The impact of icebergs around the Antarctic is represented as additional water and latent heat fluxes due to the melting of ice. These fluxes are assumed to be evenly spread south of  $60^\circ\text{S}$ . They are applied only during the austral summer season (October–March) as a constant flux of ice of 0.14 Sv over this period, which is consistent with current observational estimates of the annual volume of calved icebergs. The GELATO3 sea ice model is integrated into the CNRM-CM3 general circulation global coupled model used for the IPCC-AR4 simulations (Salas-Mélia et al. 2005).

### 2.3 The ocean-sea ice simulation

The simulation covers the 1959–2001 period corresponding to the period of the ERA40 reanalysis. Downwelling radiative fluxes and precipitation are directly taken from the ERA40 reanalysis. According to Ramos Buarque et al. (2004), these heat and water fluxes were chosen as lagging the assimilation process by 12 h in order not to be affected by the spin-up of the models. The turbulent fluxes are computed from the ERA40 reanalysis atmospheric data according to the ECUME (Exchange Coefficients from Unified Multi-campaigns Estimates) bulk formulae on ice-free ocean (Belamari 2005; Belamari and Pirani 2007). Over sea ice, turbulent heat fluxes are computed according to the Simonsen and Haugan (1996) formulation with constant exchange coefficients set at  $1.75 \cdot 10^{-3}$  (Maykut 1982). The temporal resolution of the ERA40 reanalysis is 6 h. Following Bernie et al.'s (2005) recommendations, a forcing frequency of at least 3 h for the downwelling shortwave heat flux is needed to obtain a good

representation of the diurnal cycle. Tests with a 3-h resolution were not satisfactory as a wave with a period of 3 h appeared around the Earth in the climatology of diurnal warming amplitude. Thus, to get more satisfactory results, a forcing frequency of 1 h was chosen. To resample the shortwave flux to an hourly basis, the same method as Bernie et al. (2007) was used except that hourly downwelling shortwave heat fluxes were computed from the 6-h resolution instead of the daily mean fluxes. This method consists in a conservative interpolation using trigonometrical functions depending on the latitude and the season. The ocean-sea ice simulation was run by forcing the ocean-sea ice model with a temporal resolution of 6 h for all other surface fluxes.

The simulation is initialized from a PHC climatology (Polar science center Hydrographic Climatology, Steele et al. 2001) for temperature and salinity and an ocean at rest. To obtain a realistic initial state for sea ice, the ocean-sea ice coupled model is run for 1 year with a sea ice extent initialized from HadISST dataset (Rayner et al. 2003; <http://badc.nerc.ac.uk/data/hadisst/>) and ice thickness set at 3 m in the Arctic Ocean and 1 m in the Antarctic Ocean. During this 1-year simulation, the ocean state is relaxed toward the PHC climatology with an e-folding timescale of 1 day.

As the advective processes are not represented in the 1-dimensional ocean model, 3-dimensional heat and freshwater flux corrections are needed to obtain a stable mean state. To compute these flux corrections, the ocean model state is forced once by relaxing toward PHC climatologies (Steele et al. 2001) with an e-folding timescale of 1 day during the whole 1958–2001 period. Relaxation trends in temperature and salinity are saved at each time step. A 12-month climatology of these trends is computed from the 1959–2001 period. The 1958 year is considered a spin up and removed from the first simulation. These climatologies are then applied as heat and freshwater flux corrections to a second simulation of the 1959–2001 period and the model state is relaxed toward PHC climatologies with an e-folding timescale of 365 days. This last simulation is the one analysed in the rest of this article.

#### 2.4 Validation

The 3-dimensional flux correction is applied to account for missing physics in the ocean such as transport by the mean currents. The integration of the heat flux correction along the vertical for the North Atlantic Ocean (Fig. 1a, b) shows the compensation for the horizontal advection along the Gulf Stream and the upwelling along the African coast. More heat is added in winter (December–February) than in summer (June–August). The integration of the freshwater

flux correction along the vertical (Fig. 1c, d) shows the extraction of salt from the Mediterranean Sea mainly in winter. Strong heat and freshwater fluxes at high latitudes accounts for the missing dynamical processes in the ice and ocean model, like the advection of cold and fresh water from Davis Strait in summer. The winter sea ice extent is close to the 1959–2001 climatology from the Hadley centre (<http://badc.nerc.ac.uk/data/hadisst/>, not shown) except in the Labrador sea. The area of maximum heat flux correction corresponds to a lack of sea ice according to the HadISST data. This may reflect an inconsistency between PHC and ERA40 data.

The patterns of winter (December–February) and summer (June–August) mixed layer depth (MLD) look very similar to those of De Boyer Montégut et al. (2004) observations (Fig. 2). Mixed Layer Depth is determined as the depth at which the density difference from the sea surface is  $0.03 \text{ kg/m}^3$ . The winter mixed layer depth maxima, corresponding to deep convection sites, are properly reproduced by the ocean model apart from small shifts in locations and a lower maximum depth. The storm track crossing the North Atlantic Ocean affects the turbulent mixing in the model as well as in the observations. The good agreement between the observed and simulated patterns of mixed layer depth reflects the ability of the model to reproduce properly the heat content of the mixed layer. However, on average the mixed layer depth is too small compared to the observations particularly in summer which means the turbulent mixing is too weak. The underestimation reaches about 30% in summer.

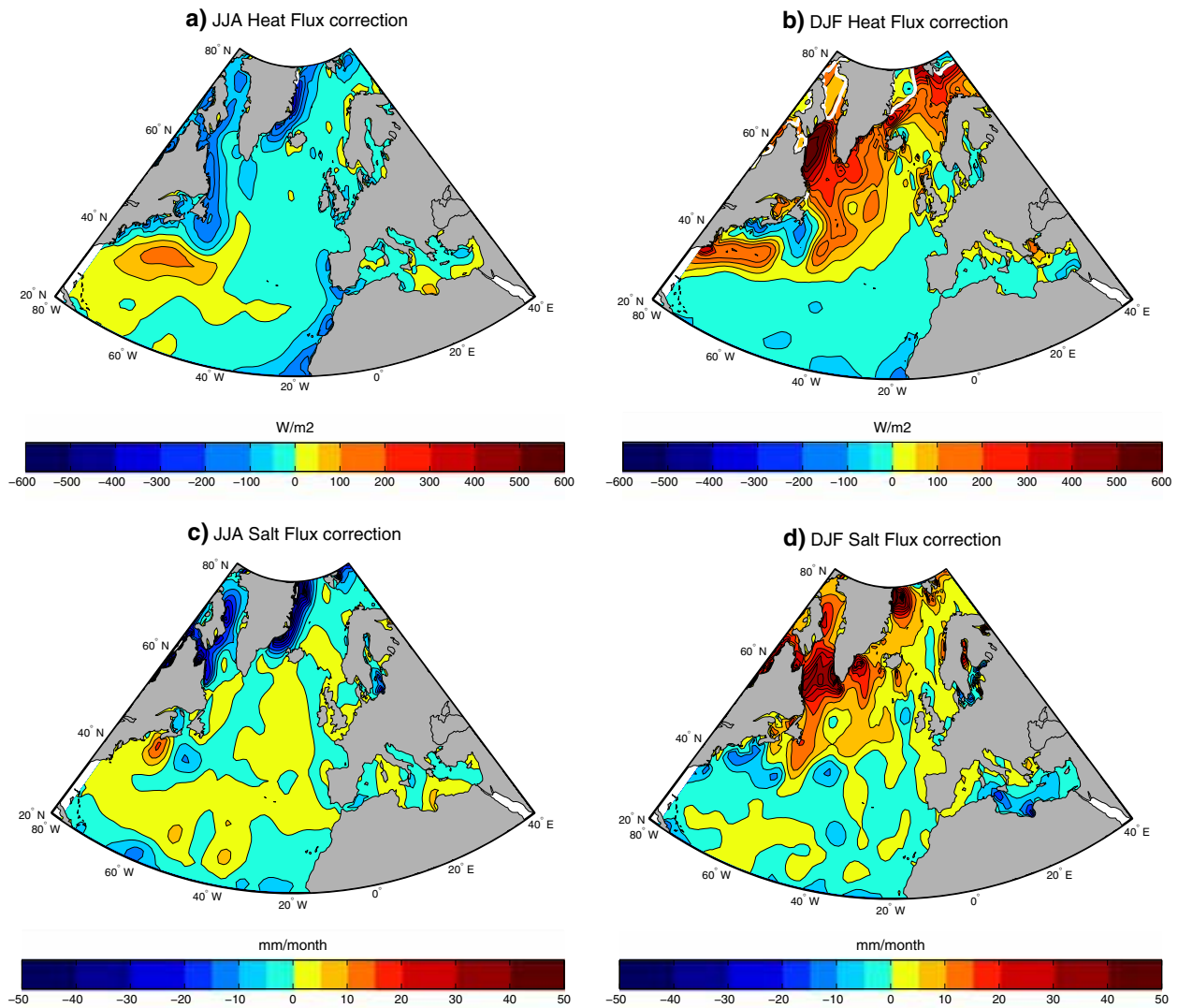
The largest difference between the SST in the model with respect to the PHC (Steele et al. 2001) data occurs along the sea ice edge where it can reach  $5^\circ\text{C}$  locally in summer (Fig. 3). The cold bias in winter in the Labrador sea reflects the too large sea ice extent according to PHC data. This also may be due to an inconsistency between PHC and ERA40 data. A basinwide average bias of about  $0.5^\circ\text{C}$  is found in summer (JJA). This bias can be ascribed to the shallower-than-observed MLD.

All these features are persistent during the whole summer or the whole winter, respectively.

### 3 Oceanic imprint of the North-Atlantic-European weather regimes

#### 3.1 Weather regimes classification

The classification in weather regimes is applied to the 500 hPa geopotential height (Z500) from the ERA40 reanalysis over the North-Atlantic European region ( $20^\circ\text{N}$ – $80^\circ\text{N}$ ,  $80^\circ\text{W}$ – $40^\circ\text{E}$ ) during the 1959–2001 period. These



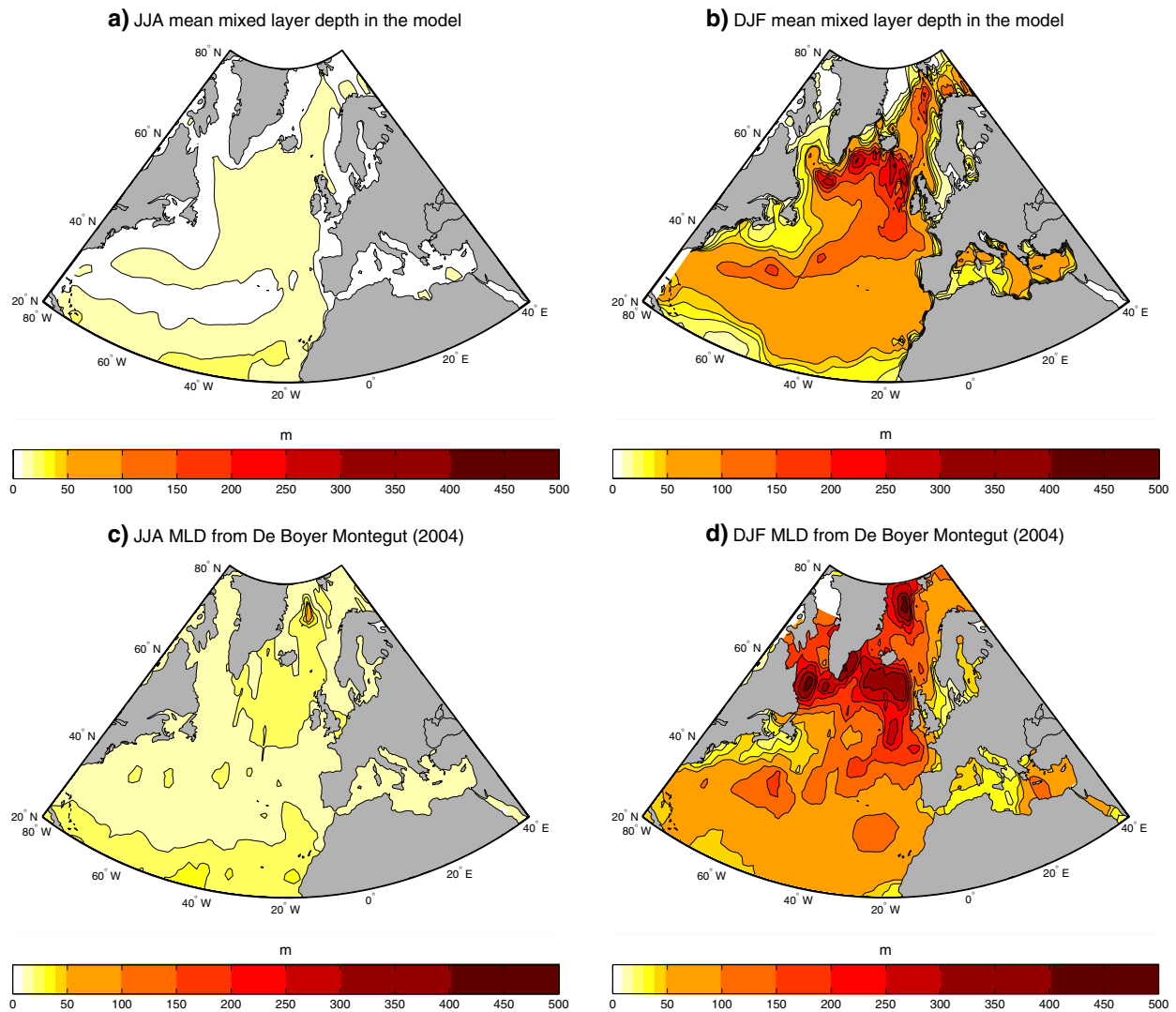
**Fig. 1** **a** 3-dimensional heat flux correction integrated over the vertical for summer (June–August) and winter (December–February) seasons. Contour interval: 50 W/m<sup>2</sup> below 300 W/m<sup>2</sup>, 100 W/m<sup>2</sup> above. White contours give the mean sea ice extent defined as the

90% sea ice concentration limit. **b** 3-dimensional freshwater flux correction integrated over the vertical for summer (June–August) and winter (December–February) seasons. A positive flux contributes to an increase in salinity. Contour interval: 10 mm/month

data are therefore completely consistent with the ocean-sea ice model forcing. Before the classification, an empirical orthogonal function (EOF) analysis is performed on the daily anomalies of Z500 for the summer (June–August) season. The first 30 EOFs are retained, capturing more than 90% of the total variance. The decomposition of the large scale atmospheric circulation variability into weather regimes is performed in the space spanned by the leading EOFs using the *k*-means partition algorithm developed by Michelangeli et al. (1995). As in Cassou et al. (2005), *k* was chosen to be four and hence the daily anomalies of Z500 were classified into four clusters, which constitute the

optimal partition compared to a classification performed on a multivariate noise.

The four weather regimes obtained by this method are shown in Fig. 4. The coloured areas correspond to anomalies significant to the 95% level. The first regime (Fig. 4a), named Atlantic Low, is dominated by a deep anomalous trough covering the northern North Atlantic Ocean, while weaker positive anomalies extend over the European continent northeastward from the Iberian Peninsula. The second regime (Fig. 4b), named Blocking, is characterized by an intense anticyclonic cell centred over the Scandinavian Peninsula. The third regime (Fig. 4c), named negative



**Fig. 2** Mean summer (June–August) and winter (December–February) mixed layer depth. **a** In the CNRMOM1D forced simulation, **b** in the climatology from De Boyer Montégut et al. (2004). Contour interval: 10 m below 50 m, 50 m between 50 m and 300 m, 100 m above

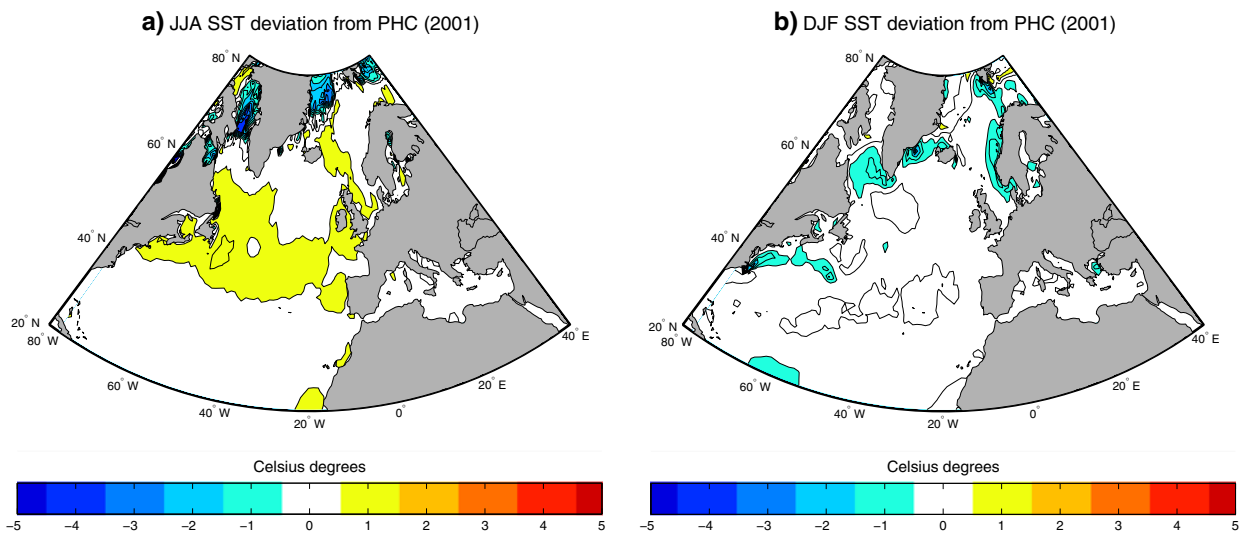
phase of the North Atlantic Oscillation (NAO), consists of a clear dipole between Greenland and Northern Europe. Its centres are shifted compared to the winter NAO (Hurrell et al. 2003). The fourth regime (Fig. 4d), or Atlantic Ridge, displays a strong anticyclonic anomalous core off western Europe flanked to the north by a low pressure centre.

The links between the weather regimes and the surface ocean over the North Atlantic basin are investigated in the next sections. The pattern of simulated SST anomalies associated with each weather regime is computed as a composite of the days for which the ERA40 atmospheric forcing data is classified as pertaining to this weather regime. The physical mechanisms explaining these SST anomalies are investigated by analysing the composites of 2-m air temperature, cloud cover, and downwelling

shortwave heat flux from ERA40 reanalysis, the composites of simulated mixed layer depth and the composites of non solar heat flux. The non solar heat flux is the sum of the sensible, the latent and longwave radiative fluxes. The sensible, latent and upwelling longwave heat fluxes are computed by the CNRMOM1D model via the ECUME bulk formulae (Belamari 2005; Belamari and Pirani 2007) while the downwelling longwave heat flux is taken from the ERA40 reanalysis. In Figs. 5, 6, 7 and 8, the coloured areas correspond to anomalies significant to the 95% level.

### 3.2 Atlantic low oceanic signature

The composites for the Atlantic low regime are shown in Fig. 5. The pattern of SST anomalies (Fig. 5f) from the



**Fig. 3** Mean summer (June–August) and winter (December–February) differences between the sea surface temperature in the CNRMOM1D forced simulation and the PHC (Steele et al. 2001) data. Contour interval:  $0.5^{\circ}\text{C}$

ocean forced simulation displays a strong negative anomaly extending from Newfoundland to the Baltic Sea with a minimum of  $-0.7^{\circ}\text{C}$ . This cold anomaly is flanked to the south by weak positive SST anomalies.

The pattern of non solar heat flux anomalies (Fig. 5c) looks very similar to the pattern of 2-m air temperature anomalies (Fig. 5a). The atmospheric temperature anomalies are mainly driven by the advection of air masses. As shown by the winds on Fig. 5a, the Atlantic Low is associated with advection of cold air southeastward from the Nordic Seas and Baffin Bay and advection of warm air northeastward along the American coast and over the Eastern Atlantic Ocean and Western Europe. Consequently, during an Atlantic low episode, negative air temperature and non solar heat anomalies centred at approximately  $55^{\circ}\text{N}$ – $40^{\circ}\text{W}$  are formed, flanked to the south and to the east by positive anomalies.

The solar heat flux anomalies (Fig. 5d) are reminiscent of the cloud cover anomalies (Fig. 5b). The advection of cold and dry air from Fram Strait and Baffin Bay toward south of Greenland leads to a decrease in cloud cover over the Labrador Sea and the Irminger and Iceland Basin. The decrease in cloud cover is collocated with an increase in solar heat flux. Conversely, the northward advection of warm and humid air over the Eastern Atlantic Ocean and Western Europe induces an increase in total cloud cover associated with a decrease in solar heat flux. As both the anomalies in solar heat flux and non solar heat flux are mainly controlled by anomalous advection in the atmosphere, the differences between these two patterns and the budget are mainly driven by the background gradients in 2-m air temperature and humidity.

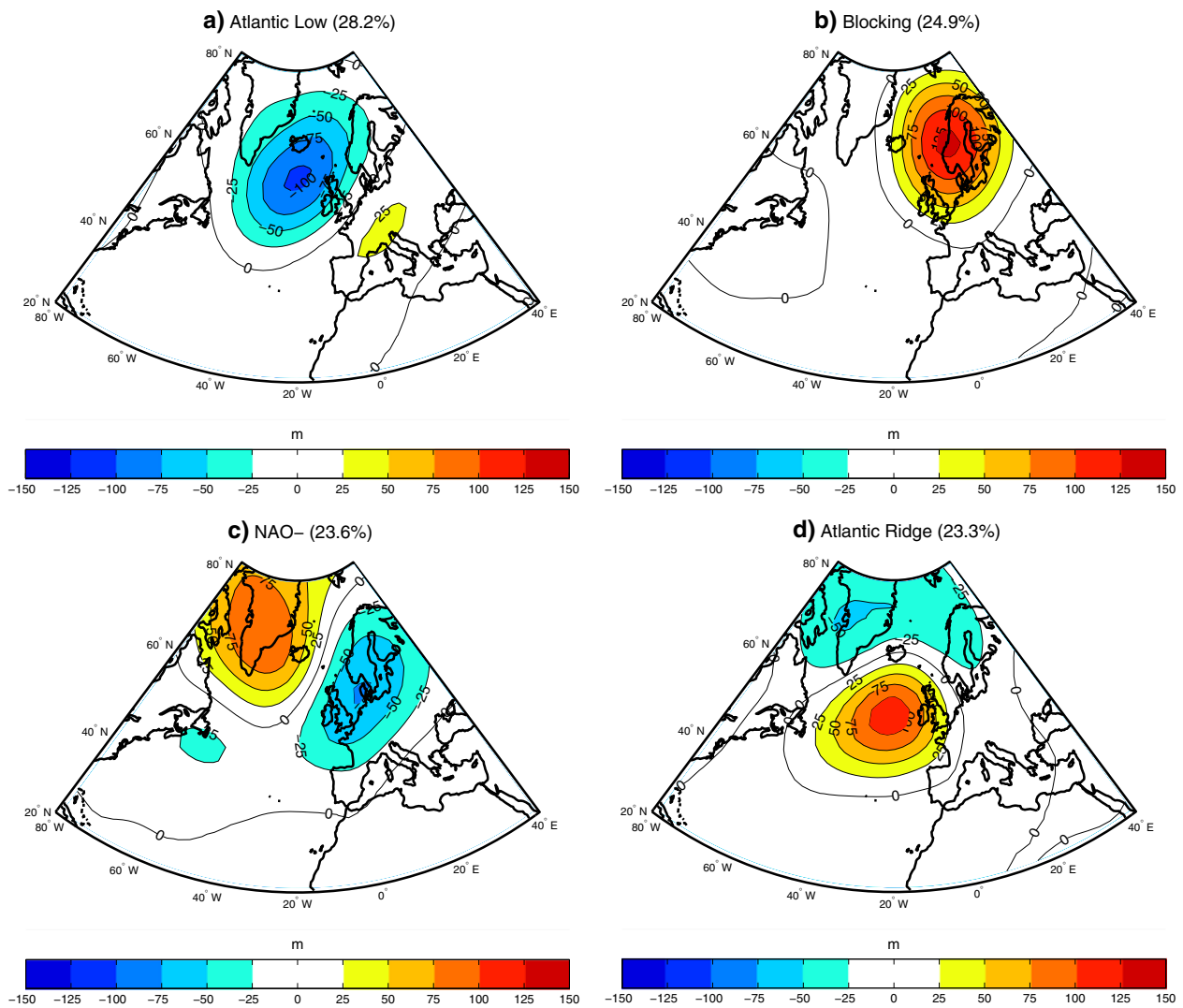
The mixed layer depth anomalies constitute a proxy for the entrainment flux anomalies. As the water masses below the mixed layer are colder than the mixed layer, the entrainment of water from below the mixed layer causes a cooling. Thus, a deepening of the mixed layer is responsible for a negative entrainment heat flux toward the mixed layer. The mixed layer deepening or shallowing are mainly driven by changes in the intensity of dynamic buoyancy. The Atlantic Low is associated with a strengthening of the zonal flow over the northern North Atlantic Ocean which causes a strong deepening and cooling of the simulated mixed layer centred west of the British Isles (Fig. 5e).

Hence, the negative SST anomaly extending from Newfoundland to the Baltic Sea originates from various factors depending on the location along the anomaly band. The main SST cooling from Newfoundland to the British Isles is driven by the negative anomaly in non solar heat flux and the entrainment of cold water masses. East of the British Isles, the negative anomaly in solar heat flux overcompensates the positive anomaly in non solar heat flux and the budget is responsible for the negative SST anomaly.

### 3.3 Blocking oceanic signature

The pattern of simulated SST anomalies associated with the Blocking regime (Fig. 6) displays a longitudinal tripole of SST anomalies marked by a strong positive anomaly centred around the Scandinavian Peninsula with a maximum of  $0.7^{\circ}\text{C}$ . A cold anomaly extends from Greenland to  $40^{\circ}\text{N}$  in the Mid-Atlantic and a warm anomaly forms east of Newfoundland.





**Fig. 4** Composites of the anomalies of ERA40 500 hPa geopotential height anomalies corresponding to the four North-Atlantic weather regimes in summer (June–August). These are: **a** the Atlantic Low, **b** the Blocking, **c** the NAO–, **d** the Atlantic Ridge. Contour interval: 25 m

The Blocking regime is associated with advection of warm air northwestward from Western Europe to the Nordic Seas and to a lesser extent, advection of cold air southward in the central North Atlantic Ocean (Fig. 6a). A weak high pressure system in the western Atlantic Ocean is associated with northward advection of warm air masses along the American coast. Consequently, during a Blocking episode, positive air temperature (Fig. 6a) and non solar heat flux (Fig. 6c) anomalies forms over Western and Northern Europe and the Nordic Seas, while negative anomalies extend southwards from Greenland to the central North Atlantic Ocean and positive anomalies form along the American coast.

The pattern of solar heat flux anomalies (Fig. 6d) bears strong similarities with the pattern of cloud cover

anomalies (Fig. 6b). The Blocking regime is associated with a northward shift of the storm track toward the Nordic Seas. The reduction in cloud cover around Northern Europe can be due to the weakening of the zonal flow transporting humidity toward the continent. An increase in solar heat flux occurs in the same area. The northward advection of warm and humid air east of Greenland favours the increase in cloud cover and the decrease in solar heat flux.

Wind stress anomalies play a key role in the dynamic production of turbulence and mixed layer deepening. The Blocking regime is associated with a weakening of the zonal flow over the British Isles which causes a shallowing and warming of the mixed layer centred on the British Isles (Fig. 6e).

The intense warming of the sea surface centred over the Scandinavian Peninsula results from the combination of an intensification of the solar heat flux, a shallowing of the mixed layer and a positive anomaly in non solar heat flux. The anomalies in non solar heat flux also drive the warm anomaly east of Newfoundland and contribute to the cold anomaly extending southward from Greenland to 40°N in the Mid-Atlantic in association with the entrainment of cold water masses from below the mixed layer. The solar heat flux anomaly is responsible for the northernmost part of the negative SST band by overcompensating the non solar heat flux positive anomaly.

### 3.4 NAO— oceanic signature

The pattern of simulated SST anomalies associated with the NAO-regime (Fig. 7) exhibits a positive anomaly south of Greenland and Iceland flanked to the south and the east by negative anomalies extending from the East American coast to the western Europe and the Baltic Sea. This pattern resembles the one associated with the negative phase of the winter NAO according to Cayan (1992a) except that the cold anomaly extends further toward Europe. This can be explained by the eastward shift of the southern NAO centre in summer compared to winter.

The NAO-regime is associated with a southward advection of cold air from the Nordic Seas (Fig. 7a). Meanwhile, the advection by the mean flow of cold air southeastward from Baffin Bay is reduced with respect to the climatological state which causes a positive air temperature anomaly in the Labrador Basin and south of Greenland. The low pressure anomaly east of Newfoundland is associated with advection of cold air southward along the East American coast while warm air is advected northward in the central North Atlantic Ocean. Consequently, during an NAO-episode, positive anomalies in air temperature and non solar heat flux extend southward from Greenland to the central North Atlantic Ocean while negative air temperature and non solar heat flux anomalies form along the American coast and in the eastern Atlantic ocean and the Nordic Seas. The pattern of non solar heat flux anomalies bears strong similarities with the one related to the winter NAO by Cayan (1992b), except that the maximum negative anomaly is centred on the Iceland Basin instead of along the 40°N latitude band.

The NAO-regime is associated with a southward shift of the storm track. This shift is associated with a reduction in cloud cover (Fig. 7b) and an increase in solar heat flux (Fig. 7d) over the Nordic Seas and the Iceland basin while an increase in cloud cover and a decrease in solar heat flux occur over Southern Europe. The reduction in advection of cold and dry air southeastward from Baffin Bay over the

Labrador and Irminger Seas favours a rise in cloud cover which is associated with a weakening of the solar heat flux.

The weakening of the mean eastward zonal flow south of Greenland and Iceland is associated with a weakening of dynamic buoyancy which may explain the shallowing and warming of the mixed layer (Fig. 7e). The low pressure systems east of Newfoundland and over the British Isles are associated with a southward shift of the storm track and a strengthening of the zonal flow along the 40°N latitude band curving to 50°N in the eastern Atlantic Ocean which induce a deepening and cooling of the mixed layer.

The positive SST anomaly south of Greenland (Fig. 7f) is mainly due to the positive anomaly in non solar heat flux in its western part, to the increase in shortwave heat flux in its northern part and to the shallowing of the mixed layer in its eastern part. All heat fluxes contribute to the cold anomaly extending from the American to the western Europe coasts.

### 3.5 Atlantic ridge oceanic signature

The pattern of simulated SST anomalies associated with the Atlantic Ridge regime (Fig. 8f) displays a strong positive anomaly centred approximately at 50°N–30°W, surrounded by negative anomalies. This pattern resembles the one related to the winter Atlantic Ridge climate regime in the study by Cassou et al. (2004b).

The Atlantic Ridge regime is associated with advection of warm air northward along the western side of the ridge and southward advection of cold air over western Europe. The southwestward anomaly flow along the American coast causes southward advection of cold air. Consequently, during an Atlantic Ridge episode, positive air temperature (Fig. 8a) and non solar heat flux (Fig. 8c) anomalies centred approximately at 50°N–40°W form, flanked to the south by negative anomalies extending from the American coast to the Iberian Peninsula and to the east by negative anomalies over western Europe.

The intensification of the zonal flow northeastward over the Nordic Seas and the northward shift in the storm track are associated with an increase in cloud cover (Fig. 8b) in the North Eastern Atlantic and a decrease in solar heat flux (Fig. 8d) while the weakening of the zonal flow along the 45°N latitude band is associated with a decrease in cloud cover and an increase in solar heat flux.

The weakening of the zonal flow along the 50°N latitude band causes a shallowing and warming of the mixed layer while its strengthening along the 60°N latitude band induces a deepening and cooling of the mixed layer (Fig. 8e).

The central positive SST anomaly (Fig. 8f) results from the non solar, solar heat flux positive anomalies and the mixed layer shallowing. The negative SST anomalies to the

south are due to the enhanced non solar heat flux while the negative SST anomaly to the north results from the low solar heat flux. The deepening of the mixed layer contributes to these cold anomalies.

### 3.6 Comparison with observational data

The composites of SST anomalies for each weather regime have also been computed using the daily SST dataset provided by the NOAA (Reynolds et al. 2007) over the period 1985–2001 (<http://www.ncdc.noaa.gov/oa/climate/research/sst/oi-daily.php>). This period is much shorter than the one covered by the ocean/sea ice forced simulation but the comparison allows to get an idea of how well the model performs.

The pattern of SST anomalies (Fig. 9a) from NOAA dataset associated with the Atlantic Low resembles the one from the simulation (Fig. 5f). The negative anomaly reaches also  $0.7^{\circ}\text{C}$  but the minimum is shifted by about  $10^{\circ}$  westward and this negative band of SST anomalies spreads toward the Labrador Sea compared to the simulated pattern. The positive anomaly south of this negative band reaches a similar extension to the one produce by the model.

The pattern of SST anomalies (Fig. 9b) from NOAA dataset associated with the Blocking looks very similar to the one from the simulation (Fig. 6f). The positive maximum is located around Scandinavian Peninsula and reaches  $0.7^{\circ}\text{C}$  as in the simulated pattern. The secondary cold and warm anomalies are also present but the cold anomaly is more confined to the central Atlantic Ocean and the warm anomaly in the Western Atlantic extends toward the Labrador Sea.

The pattern of SST anomalies (Fig. 9c) from NOAA dataset associated with the NAO-regime is close to the one from the simulation (Fig. 7f). The positive and negative anomalies reach similar extensions.

The pattern of SST anomalies (Fig. 9d) from NOAA dataset associated with the Atlantic Ridge resembles the one from the simulation (Fig. 8f). The location of the maximum of the central positive anomaly is close to the simulated one. This positive anomaly extends toward the Labrador Sea whereas this feature is not produced by the model. The central positive maximum is surrounded by negative anomalies as in the simulated pattern.

The strong similarities between the pattern of SST anomalies from the simulation and from satellite data suggest that the advective processes in the ocean have virtually no impact on the ocean–atmosphere interactions on these timescales. These results leads to the practical consequence that a 1-dimensional ocean model is sufficient to capture the physical processes involved in the daily ocean–atmosphere interactions.

**Fig. 5** Composites of the anomalies during the days for which the atmosphere is classified as an Atlantic Low day. **a** 2 m air temperature from ERA40. Contour interval:  $0.1^{\circ}\text{C}$ . **b** Total cloud cover from ERA40. Contour interval: 0.015. **c** Non solar heat flux (sensible, latent and upwelling longwaves heat fluxes from CNRMOM1D and downwelling longwaves heat flux from ERA40). Contour interval:  $5\text{ W/m}^2$ . **d** Solar heat flux from ERA40. Contour interval:  $5\text{ W/m}^2$ . A positive heat flux anomaly in **c** and **d** corresponds to a flux toward the ocean. **e** Mixed layer depth from CNRMOM1D. Contour interval: 1 m. **f** Sea surface temperature from CNRMOM1D. Contour interval:  $0.1^{\circ}\text{C}$ . Only the anomalies significant to the 95% level, according to a bootstrap test, and reaching a given threshold (see the colourbar) are coloured. The 10-m wind speed anomalies from ERA40, in m/s, are superimposed in **a** and the wind stress anomalies from CNRMOM1d, in  $\text{N/m}^2$ , are superimposed in **e**

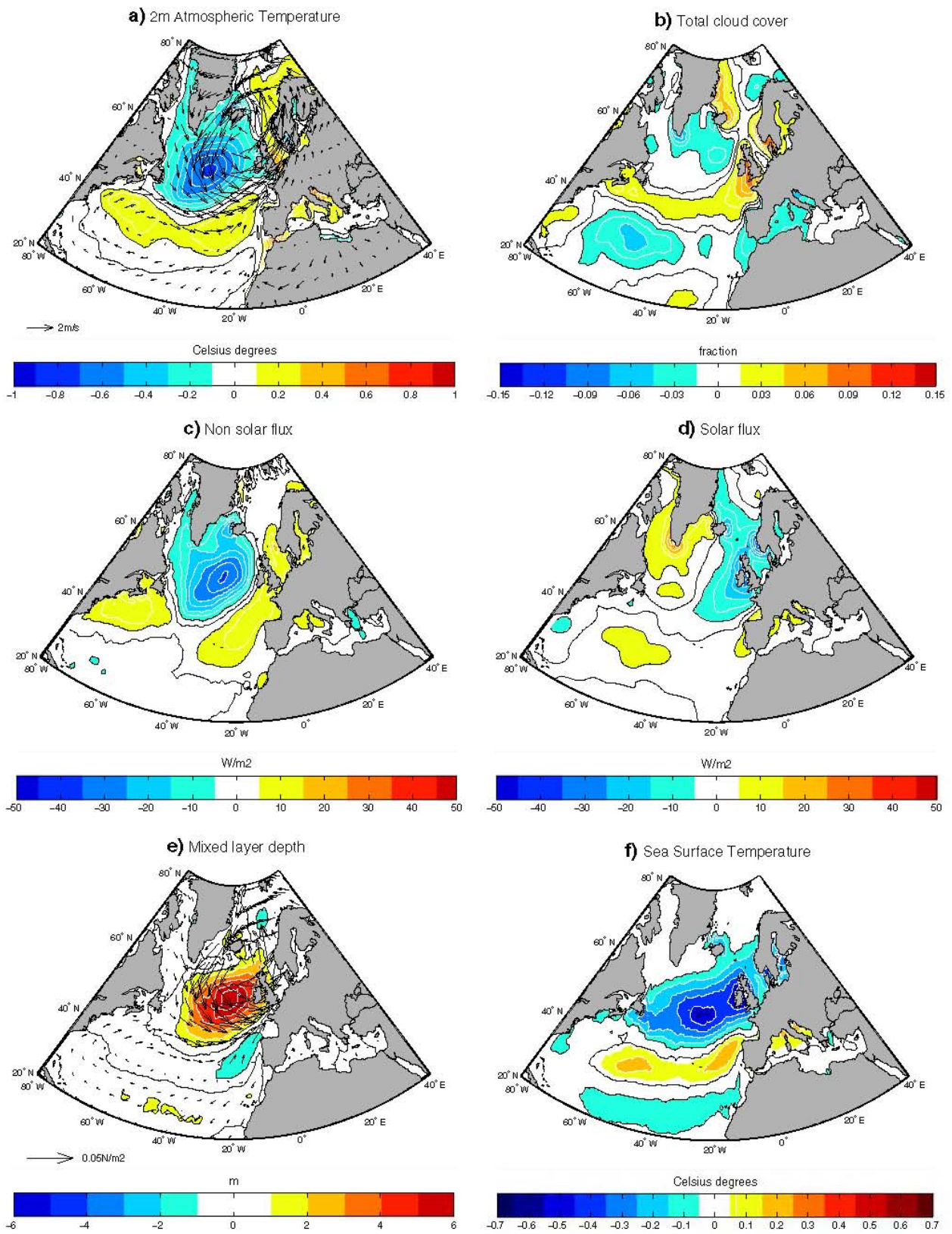
## 4 Feedback of the surface ocean on the weather regimes

The SST anomalies in the North Atlantic basin induced by the atmospheric forcing associated with each weather regime are described in the previous section. The present one is devoted to the investigation of the influence that these SST anomalies can exert in turn on the weather regimes. To assess the impact of these SST anomaly patterns, experiments are conducted in which a global atmosphere general circulation model (AGCM) is forced by the North Atlantic SST anomalies showed in Figs. 5, 6, 7 and 8.

### 4.1 Atmosphere-forced experiments

The atmosphere model used for these experiments is the ARPEGE-Climat version 4 AGCM (Déqué et al. 1999, Gibelin and Déqué 2003). The representation of most model variables in the ARPEGE-Climat AGCM is spectral. ARPEGE-Climat is run on a horizontal grid corresponding to a linear T63 truncation. All the physical and non-linear terms are treated on an associated Gaussian longitude–latitude grid of  $128 \times 64$  points (i.e. about  $2.8^{\circ}$  in horizontal resolution). The grid has 31 levels on the vertical. The semi-lagrangian advection scheme allows for a 30-min time step. The ISBA Soil-Vegetation–Atmosphere Transfer model, described by Mahfouf et al. (1995) is included in ARPEGE-Climat. It contains a detailed snow cover formulation (Douville et al. 1995a, b). Soil and vegetation properties are prescribed from the global high-resolution ECOCLIMAP dataset (Masson et al. 2003).

Five experiments are conducted: one control experiment named CTL, and four experiments to test the sensitivity of the atmosphere to the pattern of SST anomalies associated with each weather regime in the  $20^{\circ}\text{N}$ – $80^{\circ}\text{N}$ ,  $80^{\circ}\text{W}$ – $40^{\circ}\text{E}$  domain. These experiments are named respectively SST–AL (forced with the Atlantic Low SST anomaly pattern),



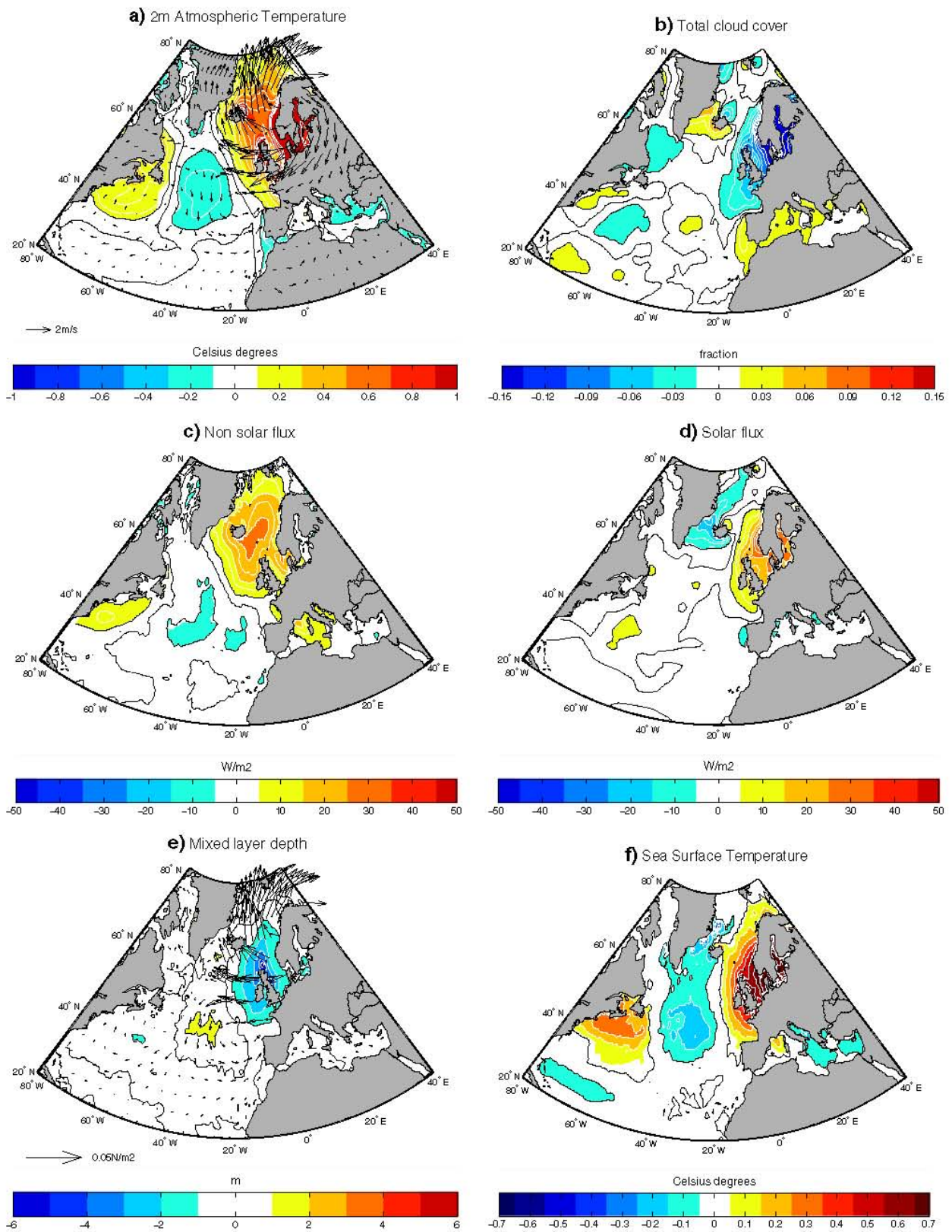


Fig. 6 Same as Fig. 5 but for the Blocking regime

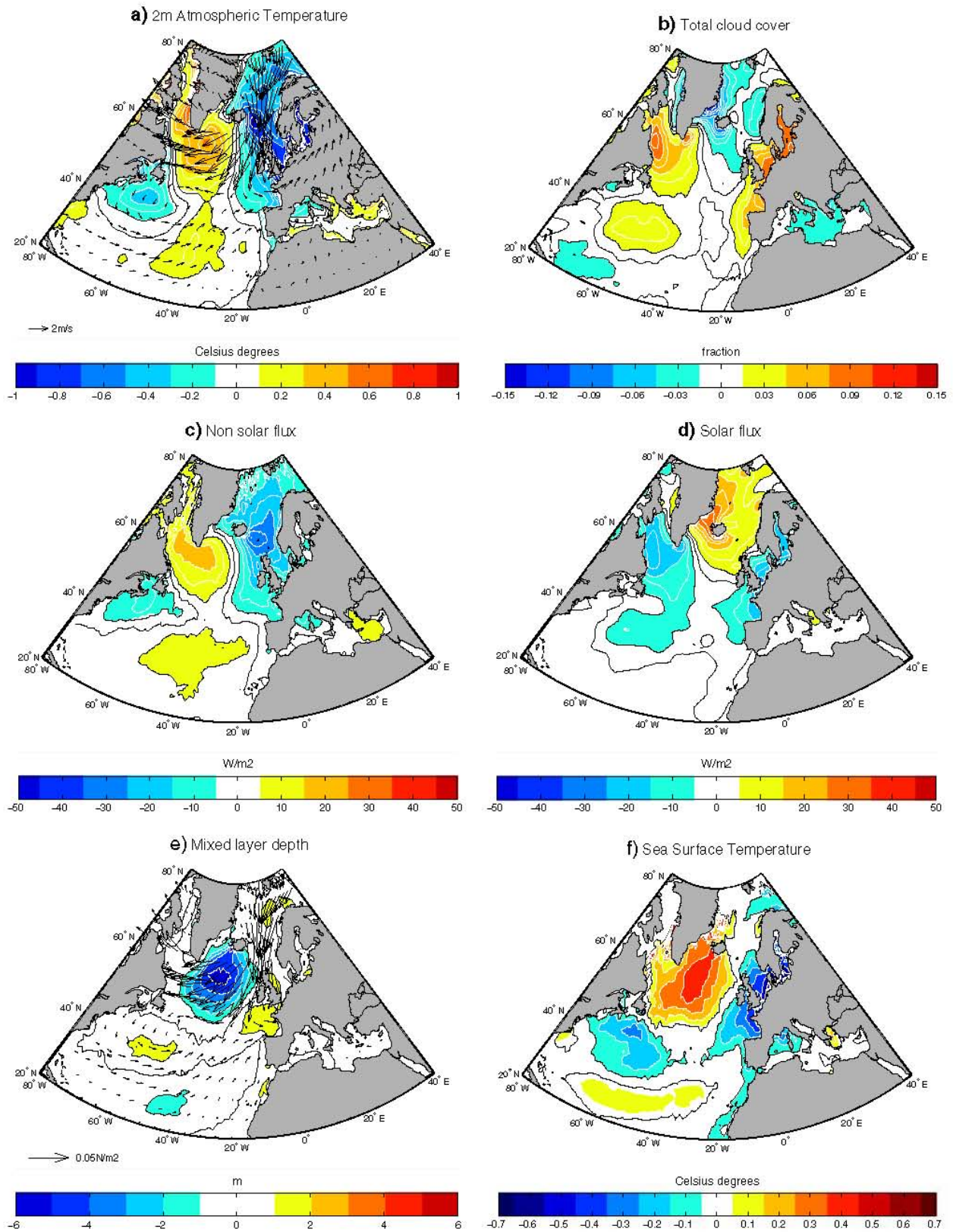
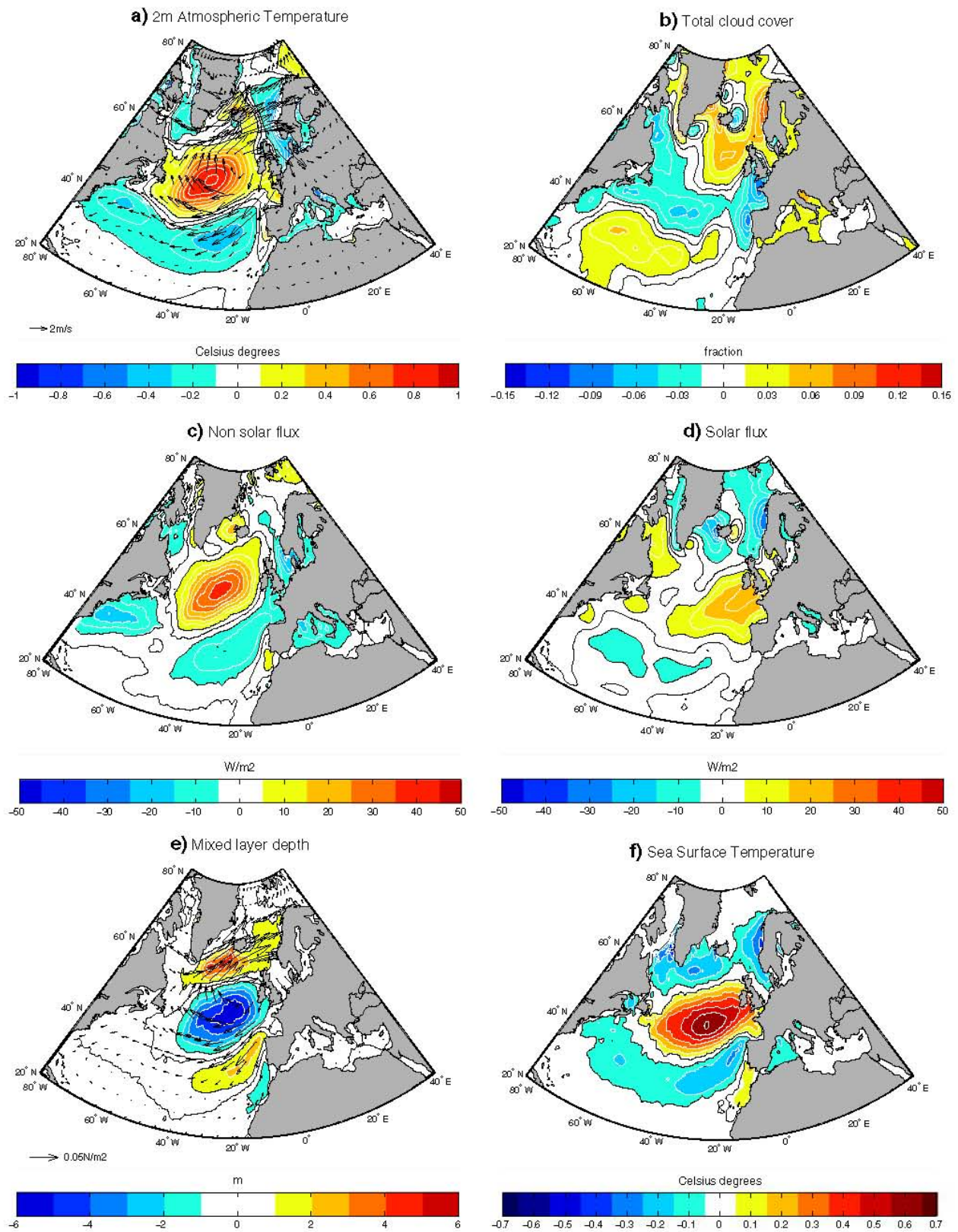
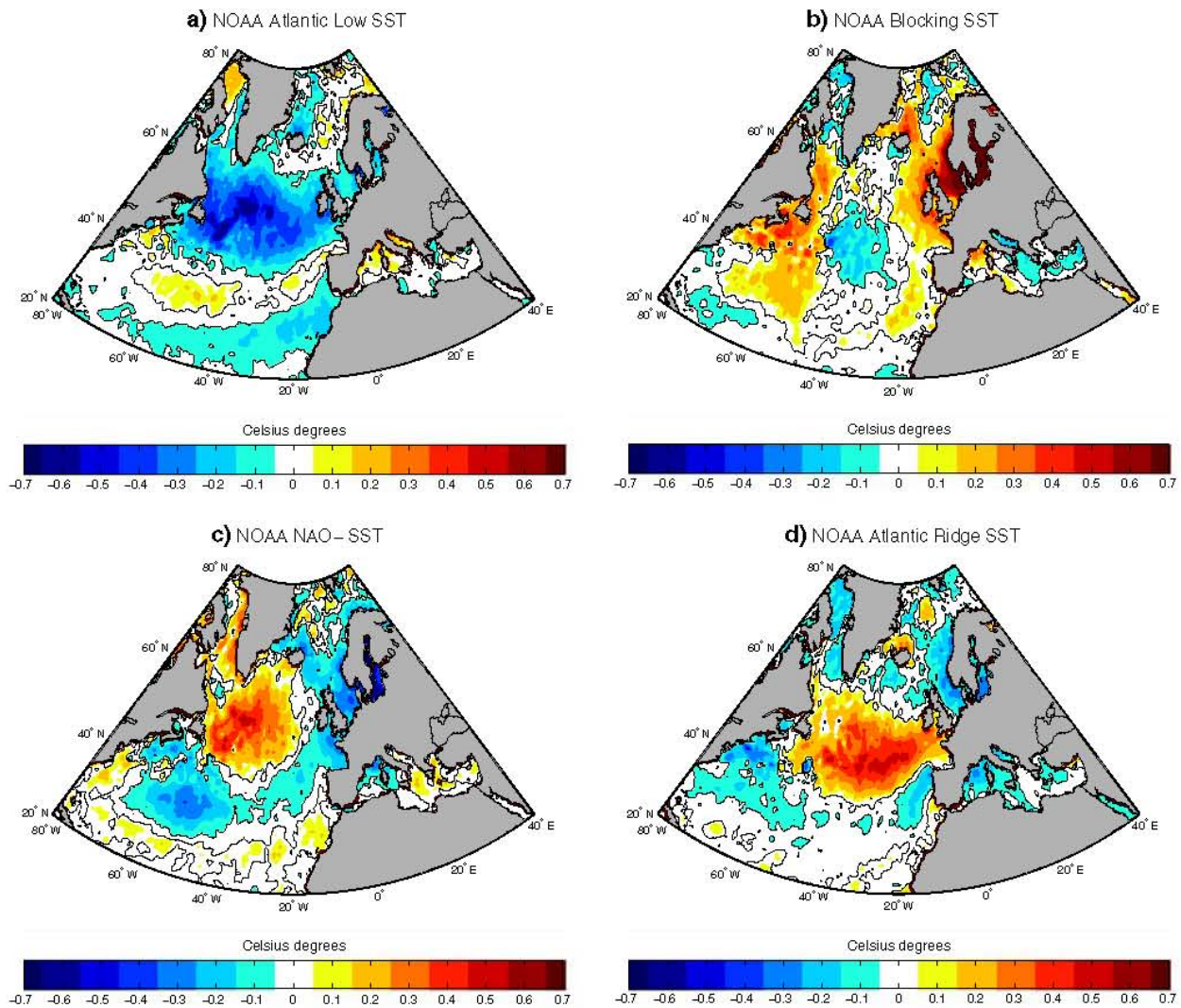


Fig. 7 Same as Fig. 5 but for the NAO-regime



**Fig. 8** Same as Fig. 5 but for the Atlantic Ridge regime



**Fig. 9** Composites of the SST anomalies from NOAA dataset (<http://www.ncdc.noaa.gov/oa/climate/research/sst/oi-daily.php>) during the days for which the atmosphere is classified as **a** an Atlantic

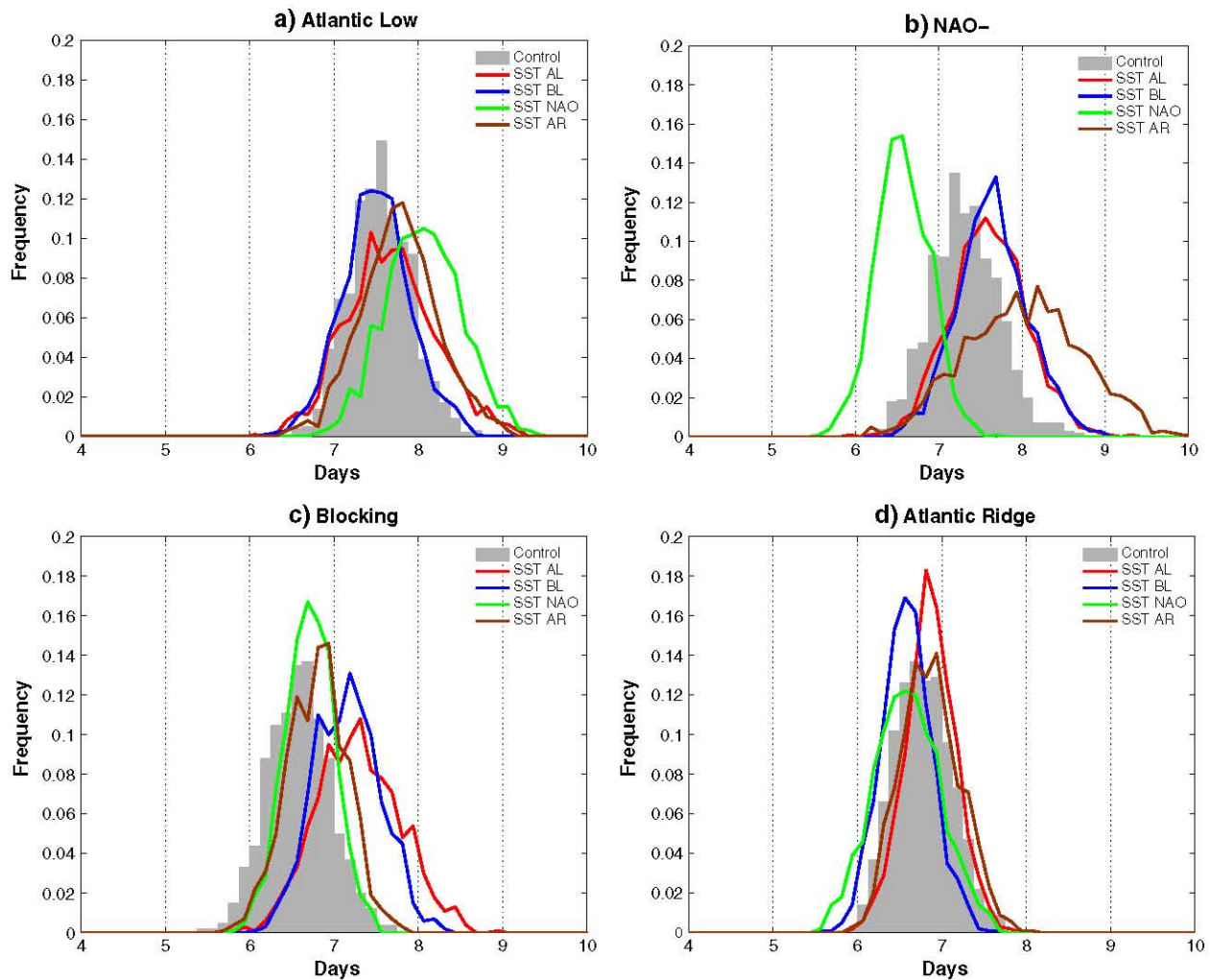
Low day, **b** an Blocking day, **c** a NAO– day, **d** an Atlantic Ridge day. Contour interval: 0.1°C

SST–BL (idem for the Blocking), SST–NAO (idem for the NAO–), SST–AR (idem for the Atlantic Ridge). Each of these five experiments consists of an ensemble of 50 simulations of the summer (June–August) season starting from 50 different initial conditions for the 1st of June. The greenhouse gas and sulphate aerosols concentrations are fixed to the 1990 value. The CTL experiment is forced with a monthly climatology of Reynolds et al. (2002) SSTs, with a conservative quadratic interpolation between consecutive months. In the other four experiments, the surface forcings are computed by adding the SST anomaly patterns shown in Figs. 5f, 6f, 7f and 8f to the SST climatology of Reynolds et al. (2002).

#### 4.2 Impact of the surface ocean on the weather regimes persistence

The daily large scale atmospheric circulation from these five experiments is classified into the four weather regimes obtained from the ERA40 reanalysis. Before performing the classification, the daily anomalies of Z500 for the summer (June–August) season, relative to the climatology computed from the 250 summers, are projected onto the first 30 EOFs computed from the ERA40 reanalysis. Each day is attributed to the class for which the Euclidian distance with the cluster centroid from ERA40 reanalysis is minimal. The classification in weather regimes is achieved





**Fig. 10** Histograms of the 100 estimations of the mean persistence of **a** the Atlantic low, **b** the NAO–, **c** the Blocking, **d** the Atlantic Ridge, in the control experiment CTL and in the four sensitivity experiments: SST–AL, SST–BL, SST–NAO, SST–AR (see details in the text) For

each experiment, the 100 estimations are computed by selecting randomly 25 summers from the 50 ones and computing the mean persistence in those 25 summers

in the space spanned by the leading 30 EOFs of the ERA40 reanalysis. We consider as weather regime episode those lasting at least three consecutive days, as considered in SanchezGomez and Terray (2005). This hypothesis is justified by the persistence properties of the weather regimes (Michelangeli et al. 1995).

The excitation and associated transitions of the four weather regimes are mainly controlled by internal atmospheric dynamical processes, but external forcings are expected to stabilize or destabilize the atmospheric circulation state. The potential role of SST anomalies is assessed by evaluating their ability to influence the mean persistence of each weather regime. Note that no difference in the frequency of occurrence of the weather regimes was detected between the experiments. For each of the five experiments, a set of 25 summers was selected randomly

from the 50, one hundred times. For each of these one hundred sets, the mean persistence of each weather regimes was computed. Thus this method produces one hundred estimations of the mean persistence for each weather regime and each experiment. These one hundred values are not independent but this method allows an assessment of the error in the evaluation of the mean persistence of each weather regime.

The histograms of the hundred estimations of the Atlantic Low persistence in each of the five experiments are shown in Fig. 10a. The mean persistence of the Atlantic Low tends to be enhanced by about half a day when the atmosphere is forced with the pattern of SST induced by the NAO-regime instead of the climatology (CTL). But this shift will not be considered as significant because the classification was performed by another method which is

not detailed here but the results were slightly different. The differences between the two methods relies on the exchange of a few data from the periphery of clusters. The main impact of using the other method was in the location of this peak. This makes feel that the shift of this peak is not physically relevant. All the other peaks commented below were shifted from the control distribution at least by the same distance using the other method.

The same histograms for the NAO–, the Blocking, and the Atlantic Ridge regimes are shown, respectively in Fig. 10b–d. The mean persistence of the NAO– tends to be reduced by about 1 day (Fig. 10b) when the atmosphere is forced with the pattern of SST induced by the NAO–regime instead of the CTL. One percent of the mean persistence estimations in the NAO– distribution forced by the SST–NAO– pattern are larger than the mean of the control distribution. Note that the pattern of SST anomalies forced by the NAO– and shown to reduce the summer NAO– persistence bears strong similarities with the one shown to reduce the winter NAO– frequency of occurrence (Cassou et al. 2004b). The cold anomaly extends further toward northern Europe but the summer NAO–low pressure centre is shifted northeastward compared to the winter NAO centre. The interaction with the ocean surface induces a negative feedback onto the NAO–regime persistence. This conclusion can be linked to Michelangeli et al. (1995)'s results. This study showed, by analysing composites tendencies, that the weather regimes can be unstable regimes, like the NAO– also named Greenland Anticyclone, or self-maintaining regimes like the Blocking. The ocean seems to play a role in the unstable feature of the NAO– found by Michelangeli et al. (1995).

The distribution of the NAO– persistence also spreads toward high values when the atmosphere is forced with the pattern of SST induced by the Atlantic Ridge regime instead of the climatology (CTL). Sixteen percent of the mean persistence estimations in the NAO– distribution forced by the SST–AR pattern are smaller than the mean of the control distribution. The SST–AR pattern enhances the mean persistence of the NAO– by about 1 day and induces the occurrence of more extreme persistence of NAO–(until 10 days). During an occurrence of the Atlantic Ridge regime, the pattern of SST anomalies named SST–AR will be forced by the atmosphere. Then, if due to an internal atmospheric dynamical process, a transition from the Atlantic Ridge to the NAO– is produced, the SST–AR pattern will tend to stabilize the NAO–regime. Thus, the interaction with the ocean surface favours transitions from the Atlantic Ridge toward the NAO– and especially favours the occurrence of extremes in persistence of the NAO– after occurrences of the Atlantic Ridge regime.

The mean persistence of the Blocking tends to be enhanced by about 1 day (Fig. 10c) when the atmosphere

is forced with the pattern of SST induced by the Atlantic Low regime or the Blocking regime instead of the climatology (CTL). Five and 7% of the mean persistence estimations in the Blocking distribution forced, respectively by the SST–BL and SST–AL pattern are smaller than the mean of the control distribution. The pattern of SST associated with the Blocking regime displays a cold anomaly east of Newfoundland flanked to the east by a warm anomaly shown to favour Blocking episodes by Namias (1964). Furthermore, the western part of this SST anomaly pattern, consisting of a warm anomaly along the American coast and a cold anomaly east of Newfoundland, was shown to enhance the frequency of occurrence of the winter Blocking regime by Cassou et al. (2004b). The interaction with the ocean surface induces a positive feedback onto the Blocking regime persistence and favours transitions from the Atlantic Low toward the Blocking regime. The ocean seems to play a role in the self-maintaining feature of the Blocking found by Michelangeli et al. (1995).

## 5 Discussion

### 5.1 An overview of the interaction between summer weather regimes and surface ocean

This study shows that a positive feedback is produced by the surface ocean in the case of the Blocking regime. According to Namias (1964), the thermal wind induced by the pattern of SST anomalies induced by the Blocking favours its persistence. The results presented in our study are thus consistent with Namias (1964). However, in the framework of these considerations about the thermal wind, we would expect a positive feedback operated by the surface ocean onto the four weather regimes. Interestingly, this positive feedback is not highlighted by the results from our study. Particularly, in the case of the NAO–regime, a negative feedback is induced by the interaction with the surface ocean.

Furthermore, anomalies in the meridional SST gradient are expected to affect the storm track activity and the jet stream position. Barotropic anomalies should develop as a response to changes in the meridional SST gradient. The pattern of SST anomalies forced by the Atlantic Ridge regime is associated with an increase in the meridional SST gradient along 55°N (Fig. 8f). This anomaly is expected to work against the NAO–regime while the pattern of SST anomalies induced by the NAO– (Fig. 7f) is expected to favour the NAO–regime. Both effects are opposite to those shown here (Fig. 10). The atmosphere appears not to be sensitive to the meridional SST gradient on the timescale of a few days.

Besides, in an idealized atmosphere where the potential vorticity is uniform, a warm (cold) surface anomaly is associated with a cyclonic (anticyclonic) anomaly in the mid-troposphere downstream of the surface anomaly. This type of atmospheric response corresponds to a transient response to a surface anomaly whereas the mechanisms discussed above rather correspond to a stabilized response to a surface anomaly. These baroclinic transient responses can interact with the barotropic structure of the weather regimes. This could be reason for the positive impact of the SST anomaly pattern induced by the Atlantic Low (Fig. 5f) onto the Blocking regime (Figs. 4, 10). This is also compatible with the simulated impact of the NAO–SST anomaly pattern (Fig. 7f) onto the NAO and the Blocking regimes but not with the positive feedback of the surface ocean onto the Blocking regime (Figs. 4, 10).

Developing a general theory explaining the interaction of the surface ocean with the four weather regime is thus a complex task. This is an open question raised by the results obtained in this study.

## 5.2 Further questions

The patterns of SST anomalies associated with the weather regimes are computed as a composite of the days belonging to this weather regime. Thus, the patterns described in the previous sections correspond to an average of the anomalies occurring during an episode in one weather regime while the atmosphere rather interacts with a pattern of anomalies evolving in time. Under a persistent forcing, the pattern of anomalies described previously should grow in intensity during a weather regime episode. Furthermore, weather noise is superimposed on the large-scale atmospheric circulation which may produce noise in the SST anomalies. The analysis of atmosphere simulations forced with the mean patterns of SST anomalies relies on the hypothesis that the atmospheric response is sensitive neither to the variation in intensity of the pattern of SST anomalies nor to the superimposed noise. The experiments performed in this study are idealised experiments designed to detect a coupling between weather regimes and surface ocean. This method does not allow an accurate estimation of how much of the intraseasonal variability of the large scale atmospheric circulation can be explained by the coupling with surface ocean. The next step will be to couple ARPEGE atmosphere model with CNRMOM1D ocean model and GELATO sea ice model. A comparison between a coupled experiment and an ARPEGE forced experiment will allow to confirm the results shown in this study and assess the ratio of atmospheric circulation variability controlled by coupling with the ocean. This extension will be presented in a forthcoming paper.

## 6 Conclusion

This study focuses on the interactions between surface ocean and summer (June–July–August) weather regimes over the North-Atlantic European region (20°N–80°N, 80°W–40°E). It is divided into two parts. In the first part, the CNRMOM1D ocean model coupled with the GELATO sea ice model are forced by the ERA40 reanalysis. The SST anomalies forced by each weather regime are assessed and the mechanisms explaining these SST anomalies are investigated. In the second part, the pattern of SST anomalies associated with each weather regime are used to drive the ARPEGE model. These experiments allow to assess the role of the surface ocean onto the weather regime persistence or their transition toward another weather regime.

The excitation and transitions of the four weather regimes are mainly controlled by internal atmospheric dynamical processes, but the results of the atmosphere-forced experiments, summed up in Table 1, show that SST anomalies can stabilize or destabilize the atmospheric circulation state initiated by the internal atmospheric dynamical processes. The pattern of SST anomalies induced by the Atlantic Low and the Blocking regimes tend to enhance the persistence of the Blocking regime by about 1 day. The pattern of SST anomalies associated with the NAO-regime tends to reduce the persistence of the NAO-regime by about 1 day while the pattern of SST anomalies induced by the Atlantic Ridge regime tend to enhance the persistence of the NAO by about 1 day. Consequently, the interaction with the surface ocean induces a positive feedback on the persistence of the Blocking regime, a negative feedback on the persistence of the NAO-regime and favours the transition from the Atlantic Ridge regime to the NAO-regime and from the Atlantic Low regime toward the Blocking regime.

This study suggests that the surface ocean can play a role in the onset and break of summer weather regimes. This work establishes a starting point for a deeper analysis of the predictability of weather regimes persistence and transitions based on the coupling with surface ocean.

**Table 1** Change in the mean persistence of each weather regime, in days, induced by the SST anomaly patterns associated with each weather regime

Forcing pattern	Weather regime			
	Atlantic low	Blocking	NAO	Atlantic ridge
Atlantic low SST	0	+1 day	0	0
Blocking SST	0	+1 day	0	0
NAO–SST	0	0	–1 day	0
Atlantic ridge SST	0	0	+1 day	0

**Acknowledgments** This work formed part of a PhD. Thesis at the Centre National de Recherches Météorologiques, Toulouse, funded by Météo-France and the Commissariat à l’Energie Atomique (CEA). The authors wish to thank Soline Bielli for her help in applying the weather regime classification and Pascal Terray and Eric Maisonnave for the availability of their statistical package STATPACK. The two anonymous reviewers are greatly acknowledged for their interesting suggestions. This study was supported by the European Commission’s 6th Framework Programme (ENSEMBLES, contract GOCE-CT-2003-505539).

## References

- Belamari S (2005) Report on uncertainty estimates of an optimal bulk formulation for surface turbulent fluxes. Marine Environment and Security for the European Area—Integrated Project (MERSEA IP), Deliverable D4.1.2, 29 pp
- Belamari S, Pirani A (2007) Validation of the optimal heat and momentum fluxes using the ORCA2-LIM global ocean-ice model. Marine Environment and Security for the European Area—Integrated Project (MERSEA IP), Deliverable D4.1.3, 88 pp
- Bernie DJ, Woolnough SJ, Slingo JM, Guilyardi E (2005) Modeling diurnal and intraseasonal variability of the ocean mixed layer. *J Clim* 18:1190–1202
- Bernie DJ, Guilyardi E, Madec G, Slingo JM, Woolnough SJ (2007) Impact of resolving the diurnal cycle in an ocean-atmosphere GCM. Part 1: a diurnally forced OGCM. *Clim Dyn* 29:575–590
- Bougeault P, Lacarrere P (1989) Parameterization of orography-induced turbulence in mesobeta-scale model. *Mon Wea Rev* 117:1872–1890
- Cassou C, Terray L, Hurrell JW, 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 JW, Drévillon 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
- Cassou C, Terray L, Phillips A (2005) Tropical Atlantic influence on European heat waves. *J Clim* 18:2011–2805
- Caniaux G, Belamari S, Giordani H, Paci A, Prieur L, Reverdin G (2005) A 1 year sea surface heat budget in the northeastern Atlantic basin during the POMME: experiment 2. Flux optimization. *J Geophys Res* 110:C07S03. doi:10.1029/2004JC002695
- Cayan DR (1992a) Latent and sensible heat flux anomalies over the Northern Oceans: driving the sea surface temperature. *J Phys Oceanogr* 22:859–881
- Cayan DR (1992b) Latent and sensible heat flux anomalies over the northern oceans: the connection to monthly atmospheric circulation. *J Clim* 5:354–369
- Czaja A, Frankignoul C (1999) Influence of the North Atlantic SST on the atmospheric circulation. *Geophys Res Lett* 26:2969–2972
- Czaja A, Frankignoul C (2002) Observed impact of Atlantic SST anomalies on the North Atlantic Oscillation. *J Clim* 15:606–623
- Danabasoglu G, Large WG, Tribbia JJ, Gent PR, Briegleb BP, McWilliams JC (2006) Diurnal coupling in the tropical oceans of CCSM3. *J Clim* 19:2347–2365
- De Boyer Montégut C, Madec G, Fischer AS, Lazar A, Ludicone D (2004) Mixed layer depth over the global ocean: an examination of profile data and a profile based climatology. *J Geophys Res* 109:12003. doi:10.1029/2004JC002378
- Déqué M, Braun A, Piedelievre J-P, Marquet P, Dandin P, Guérémy J-F, Geleyn J-F, Bazile E, Piriou J-M, Yessad K, Courtierand P, Rochas P (1999) ARPEGE version 3, documentation algorithmique et mode d’emploi (in French, available from CNRM/GMGEC, Météo-France, 42 avenue G. Coriolis, 31057 Toulouse, France)
- Douville H, Royer J-F, Mahfouf J-F (1995a) A new snow parameterization for the Météo-France climate model. Part I: Validation in stand-alone experiments. *Clim Dyn* 12:21–35
- Douville H, Royer J-F, Mahfouf J-F (1995b) A new snow parameterization for the Météo-France climate model. Part II: Validation in a 3-D GCM experiments. *Clim Dyn* 12:37–52
- Drévillon M, Terray L, Rogel P, Cassou C (2001) Midlatitude Atlantic SST influence on European winter climate variability in the NCEP–NCAR Reanalysis. *Clim Dyn* 18:331–344
- Drévillon M, Cassou C, Terray L (2003) Model study of the wintertime atmospheric response to fall tropical Atlantic SST anomalies. *Quart J Roy Meteor Soc* 129:2591–2611
- Gaspard P, Gregoris Y, Lefevre J-M (1990) A simple eddy kinetic energy model for simulations of the oceanic vertical mixing: tests at station Papa and long-term upper ocean study site. *J Geophys Res* 95(C9):16179–16193
- Gibelin AL, Déqué M (2003) Anthropogenic climate change over the Mediterranean region simulated by a global variable resolution model. *Clim Dyn* 20:327–339
- Gibson JK, Kallberg P, Uppala S, Hernandez A, Nomura A, Serrano E (1997) ERA description. ECMWF Reanalysis Project Report Series No.1, European Centre for Medium-range Weather Forecasts, Reading, UK, 66 pp
- Giordani H, Caniaux G, Prieur L (2005a) A simplified 3D oceanic model assimilating geostrophic currents: application to the POMME experiment. *J Phys Oceanogr* 35:628–644
- Giordani H, Caniaux G, Prieur L, Paci A, Giraud S (2005b) A 1 year mesoscale simulation in the northeast Atlantic: mixed layer heat and mass budgets during the POMME experiment. *J Geophys Res* 110:C07S08. doi:10.1029/2004JC002765
- Giordani H, Prieur L, Caniaux G (2006) Advanced insights into sources of vertical velocity in the ocean. *Ocean Dyn* 56:513–514
- Grötzer A, Latif M, Barnett TP (1998) A decadal climate cycle in the North Atlantic Ocean as simulated by the ECHO coupled GCM. *J Clim* 11:831–847
- Hoerling MP, Hurrell JW, Xu T (2001) Tropical origins for recent North Atlantic climate change. *Science* 292:90–92
- Hoskins BJ, Sardeshmukh PD (1987) A diagnostic study of the dynamics of the northern hemisphere winter of 1985–1986. *Quart J Roy Meteor Soc* 113:759–778
- Hurrell JW, Kushnir Y, Ottensen G, Visbeck M (2003) An overview of the North Atlantic Oscillation. The North Atlantic Simulation: climate significance and environmental impacts, *Geophys. Monogr.*, No. 134, Amer. Geophys. Union, pp 1–22
- Jerlov NG (1976) *Marine optics*. Elsevier, Amsterdam, 229 pp
- Latif M, Arpe K, Roeckner E (2000) Oceanic control of decadal North Atlantic sea level pressure variability in winter. *Geophys Res Lett* 27:727–730
- Mahfouf JF, Manzi A, Noilhan J, Giordani H, Déqué M (1995) The land surface Scheme ISBA within the Météo-France climate model ARPEGE. Part I. Implementation and preliminary results. *J Clim* 8:2039–2057
- Masson V, Champeaux JL, Chauvin F, Meriguet C, Lacaze R (2003) A global database of land surface parameters at 1 km resolution in meteorological and climate models. *J Clim* 16:1261–1282
- Maykut GA (1982) Large-scale heat exchange and ice production in the Central Arctic. *J Geophys Res* 87:7971–7984
- Mehta V, Suarez M, Manganello JV, Delworth TD (2000) Oceanic influence on the North Atlantic Oscillation and associated Northern Hemisphere climate variations: 1959–1993. *Geophys Res Lett* 27:121–124
- Michelangeli PA, Vautard R, Legras B (1995) Weather regimes: recurrence and quasi stationarity. *J Atmos Sci* 52:1237–1256

- Namias J (1964) Seasonal persistence and recurrence of European blocking during 1958–1960. *Tellus* 16:394–407
- Ohlmann JC (2003) Ocean radiant heating in climate models. *J Clim* 16:1337–1351
- Paulson CA, Simpson JJ (1977) Irradiance measurements in the upper ocean. *J Phys Oceanogr* 7:952–956
- Ramos Buarque S, Giordani H, Caniaux G, Planton S (2004) Evaluation of ERA-40 air–sea surface heat flux spin-up. *Dyn Atmos Oceans* 37:295–311
- Rayner NA, Parker DE, Horton EB, Folland CK, Alexander LV, Rowell DP, Kent EC, Kaplan A (2003) Global analyses of sea surface temperature, sea ice, and night marine air temperature since the late nineteenth century. *J Geophys Res* 108(14):4407. doi:10.1029/2002JD002670
- Reynolds RW, Rayner NA, Smith TM, Stokes DC, Wang W (2002) An improved in situ and satellite SST analysis for climate. *J Clim* 15:1609–1625
- Reynolds RW, Smith TM, Liu C, Chelton DB, Casey KS, Schlax MG (2007) Daily high-resolution blended analyses for sea surface temperature. *J Clim* 20:5473–5496
- Robertson AW, Mechoso CR, Kim YJ (2000) The influence of Atlantic sea surface temperature anomalies on the North Atlantic oscillation. *J Clim* 13:122–138
- Rodwell MJ, Rowell DP, Folland CK (1999) Oceanic forcing of the wintertime North Atlantic Oscillation and European climate. *Nature* 398:320–323
- Salas-Mélia D (2002) A global coupled sea ice-ocean model. *Ocean Model* 4:137–172
- Salas-Mélia D, Chauvin F, Déqué M, Douville H, Gueremy JF, Marquet P, Planton S, Royer JF, Tyteca S (2005) Description and validation of the CNRM-CM3 global coupled model, CNRM technical report 103 (Available from CNRM/GMGEC, 42 ave. G.Coriolis, 31057 Toulouse, France or [http://www.cnrm.meteo.fr/scenario2004/paper\\_cm3.pdf](http://www.cnrm.meteo.fr/scenario2004/paper_cm3.pdf))
- SanchezGomez E, Terray L (2005) Large-scale atmospheric dynamics and local intense precipitation episodes. *Geophys Res Lett* 32:L24711. doi:10.1029/2005GL023990
- Shinoda T (2005) Impact of the diurnal cycle of solar radiation on intraseasonal SST variability in the Western Equatorial Pacific. *J Clim* 18:2628–2636
- Shinoda T, Hendon HH (1998) Mixed layer modeling of intraseasonal variability in the tropical western Pacific and Indian Oceans. *J Clim* 11:2668–2685
- Simonsen K, Haugan PM (1996) Heat budgets of the Arctic Mediterranean and sea surface heat flux parameterizations for the Nordic Seas. *J Geophys Res* 101:6553–6576
- Steele M, Morley R, Ermold W (2001) PHC: a global ocean hydrography with a high quality Arctic Ocean. *J Clim* 14:2079–2087
- Terray L, 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
- Uppala S, Kallberg P, Hernandez A, Saarinen S, Fiorino M, Li X, Onogi K, Sokka N, Andrae U, da Costa Bechtol V (2004) ERA-40: ECMWF 45-year reanalysis of the global atmosphere and surface conditions 1957–2000. *ECMWF Newsl* 101:2–21

### 3.2.3 Champ d'anomalies de SST associés au régime de Blocage

Dans la section d'introduction qui précède l'article, nous nous sommes demandés si les anomalies de SST apparaissant lors de l'exemple d'épisode de Blocage montré sur la Fig. 3.7 sont systématiquement générées ou non lors des épisodes de Blocage. Rappelons que dans le cas de cet exemple, le 18/07/1959, autour de la Péninsule scandinave, les anomalies de SST sont encore quasi-nulles excepté le long de la côte européenne où les anomalies sont d'environ  $0.25^{\circ}\text{C}$  à  $0.5^{\circ}\text{C}$ . Ces anomalies s'étendent et s'amplifient jusqu'à atteindre une extension de quelques milliers de kilomètres et une amplitude de  $1^{\circ}\text{C}$  à  $1.5^{\circ}\text{C}$ , voire  $1.75^{\circ}\text{C}$ . Nous avons ensuite montré dans l'article qu'autour de la Péninsule Scandinave, les anomalies de SST moyennes au cours d'un épisode de Blocage ont une amplitude de  $0.4$  à  $0.5^{\circ}\text{C}$  avec des maxima locaux de plus de  $0.7^{\circ}\text{C}$ . Etant données les amplitudes d'anomalies citées pour l'exemple de Blocage illustré par la Fig. 3.7, les anomalies moyennes autour de la Péninsule Scandinave au cours de cet épisode particulier de Blocage auraient plutôt une amplitude supérieure aux anomalies moyennes observées généralement au cours des épisodes de Blocage. Ce cas de Blocage est donc un cas plutôt favorable au développement des anomalies de SST, tous les événements de Blocage ne l'étant pas forcément autant.

### 3.2.4 Discussion : représentation de la variabilité intrasaisonnière des SST par le modèle CNRMOM1D

La section 3.6 de l'article ci-dessus a présenté une comparaison des champs d'anomalies de SST forcés par chacun des régimes dans la simulation ERA1h avec ceux obtenus à partir des données d'observations satellitaires. Nous revenons dans cette section sur cette comparaison (Figs. 3.8 à 3.11). Rappelons, tout d'abord, que la résolution des données satellitaires est de  $0.25^{\circ}$  alors que celle de la simulation ERA1h est de  $1.125^{\circ}$ . Les structures spatiales des champs obtenus à partir des données satellitaires sont donc plus bruitées que celle tirées de la simulation ERA1h. Nous avons déjà noté plus haut que les structures spatiales et les amplitudes des anomalies de SST simulées par le modèle CNRMOM1D sont cohérentes avec celles de la NOAA. Les différences majeures apparaissent à l'est de Terre-Neuve dans le cas de la Dépression Atlantique et de la Dorsale Atlantique ainsi que dans les mers du Groenland et du Labrador pour chacun des régimes.

A l'est de Terre-Neuve, on constate que le modèle sous-estime, d'environ  $0.3^{\circ}\text{C}$  en valeur absolue, à la fois l'anomalie négative de SST dans le cas de la Dépression Atlantique et l'anomalie positive de SST dans le cas de la Dorsale Atlantique. Ce biais peut être attribué à la non-représentation de la variabilité intrasaisonnière du transport de chaleur par le Gulf Stream dans le modèle CNRMOM1D. En effet, les régimes de Dépression et Dorsale Atlantiques sont deux régimes pour lesquels l'on observe des anomalies significatives de tension de vent (voir section 3 de l'article) à l'est de Terre-Neuve qui tendrait à déplacer le transport du Gulf Stream vers le sud dans le cas de la Dépression Atlantique et vers le nord dans le cas de la Dorsale Atlantique. Cet impact sur le transport du Gulf Stream pourrait favoriser une anomalie négative de température à l'est de Terre-Neuve dans le

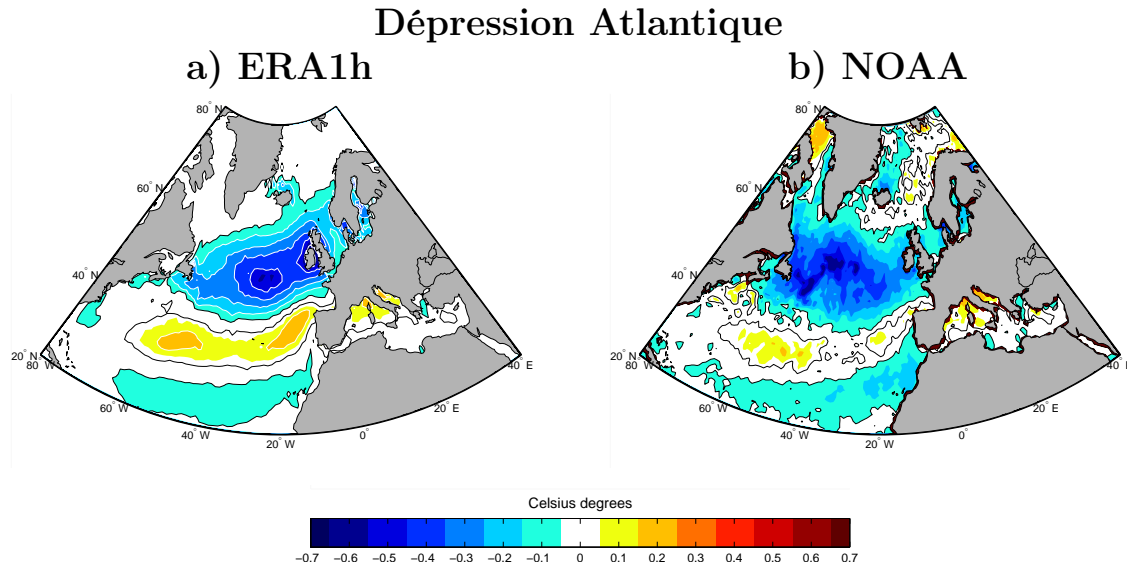


FIG. 3.8 – Composites des anomalies de SST pour les jours d’occurrence de la Dépression Atlantique selon les données de la réanalyse ERA40 : a) dans la simulation ERA1h, b) dans les données de la NOAA (Reynolds et al., 2007) qui couvrent la période 1985-2001. Intervalle entre les contours : 0.1°C.

cas de la Dépression Atlantique ainsi qu’une anomalie positive de température dans le cas de la Dorsale Atlantique. La variabilité intrasaisonnière du transport de chaleur par le Gulf Stream, qui n’est pas représentée par le modèle CNRMOM1D, pourrait donc être responsable des biais constatés à l’est de Terre-Neuve. Pour confirmer de manière qualitative cette hypothèse, l’analyse d’une simulation océanique forcée par les données de la réanalyse ERA40 à partir d’un modèle de circulation générale océanique tel que NEMO (Madec, 2008; Ethé et al., 2006) serait nécessaire. On pourrait ainsi effectuer un bilan des anomalies de transport océanique de chaleur associées à chacun des régimes de temps. Cependant, étant donné les biais dans la représentation du Gulf Stream dans les modèles de circulation générale océanique, il serait impossible de quantifier le rôle du transport de chaleur par le Gulf Stream sur la variabilité intrasaisonnière des SST.

Dans les mers du Groenland et du Labrador, on constate un biais, positif ou négatif selon les cas, d’environ 0.3°C sur les anomalies de température de surface simulées par le modèle CNRMOM1D pour chacun des régimes. Ce biais pourrait être attribué à la variabilité du transport d’eau froide provenant de l’Océan Arctique par le détroit de Fram et le détroit de Davis. En effet, cette variabilité n’est pas représentée par le modèle CNRMOM1D. La confirmation de cette deuxième hypothèse pourrait également être basée sur l’analyse d’une simulation océanique forcée du modèle NEMO par les données de la réanalyse ERA40.

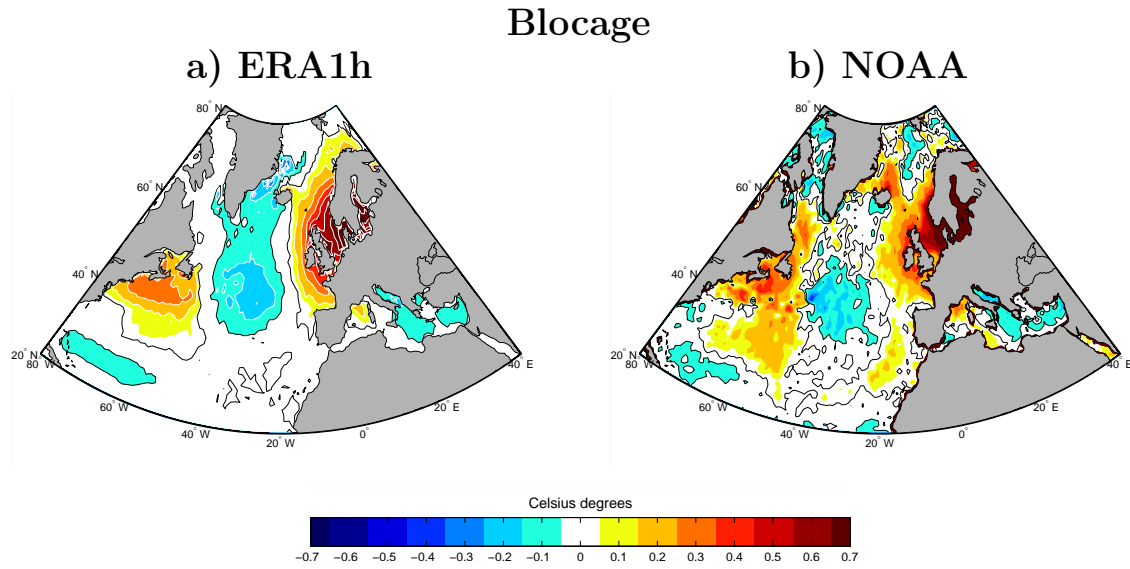


FIG. 3.9 – Composites des anomalies de SST pour les jours d’occurrence du Blocage selon les données de la réanalyse ERA40 : a) dans la simulation ERA1h, b) dans les données de la NOAA (Reynolds et al., 2007) qui couvrent la période 1985-2001. Intervalle entre les contours : 0.1°C.

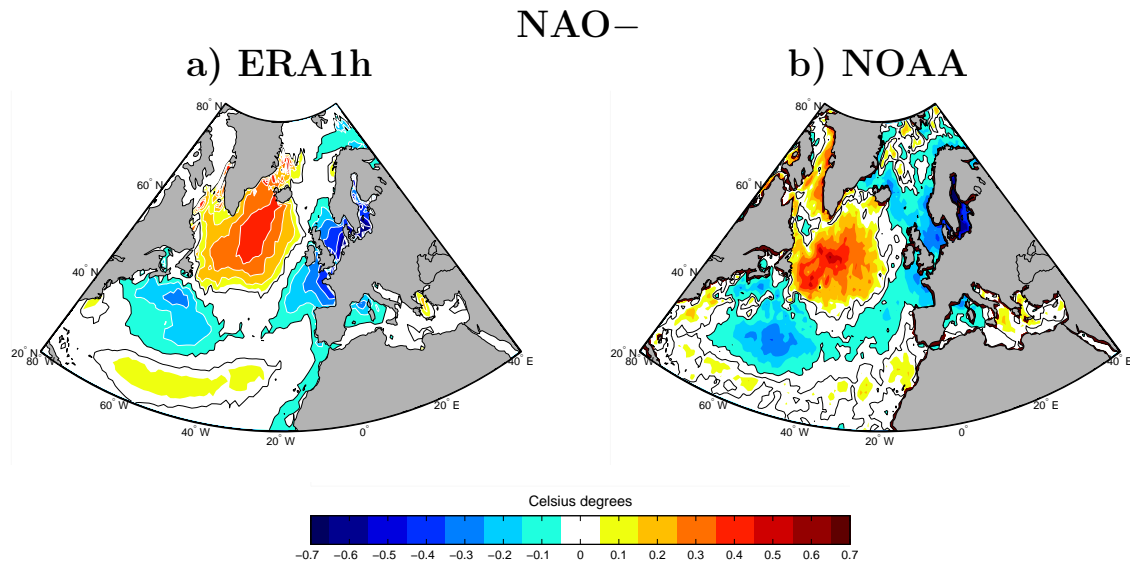


FIG. 3.10 – Composites des anomalies de SST pour les jours d’occurrence de la NAO– selon les données de la réanalyse ERA40 : a) dans la simulation ERA1h, b) dans les données de la NOAA (Reynolds et al., 2007) qui couvrent la période 1985-2001. Intervalle entre les contours : 0.1°C.



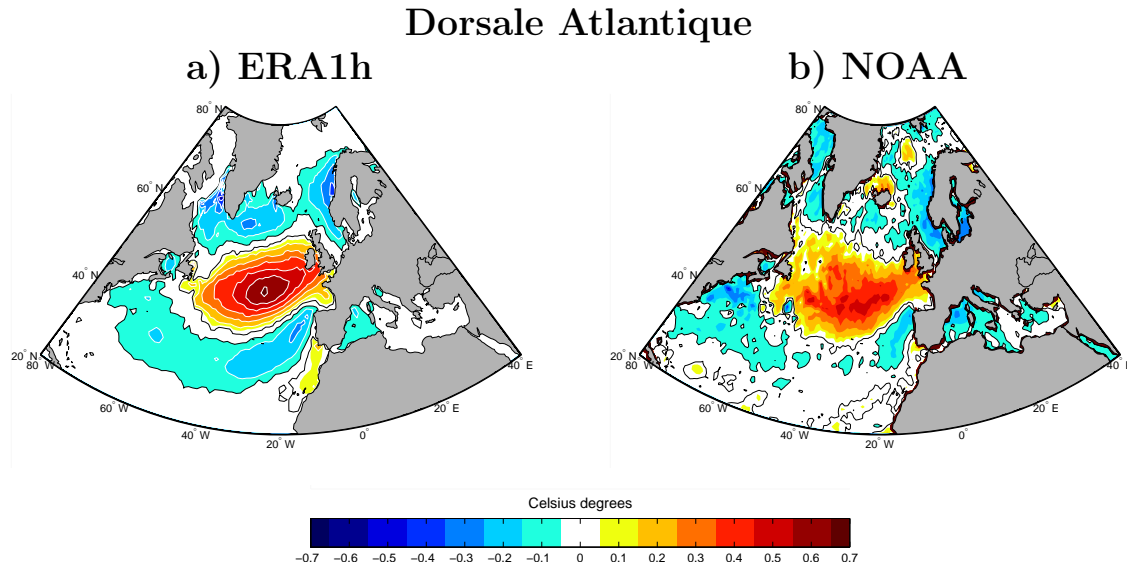


FIG. 3.11 – Composites des anomalies de SST pour les jours d’occurrence de la Dorsale Atlantique selon les données de la réanalyse ERA40 : a) dans la simulation ERA1h, b) dans les données de la NOAA (Reynolds et al., 2007) qui couvrent la période 1985-2001. Intervalle entre les contours : 0.1°C.

Ces comparaisons entre les anomalies de SST simulées par le modèle d’océan CNR-MOM1D et celles observées dans les données satellitaires de la NOAA (Reynolds et al., 2007) montrent que le modèle CNRMOM1D reproduit la variabilité intrasaisonnière des SST sur le bassin Atlantique avec une amplitude et des structures de grande échelle correctes. Cependant, dans quelques régions localisées telles qu’à l’est de Terre-Neuve et dans les mers du Groenland et du Labrador, cette variabilité est mal représentée probablement du fait de la non-représentation de la variabilité du transport de chaleur par les courants océaniques de surface.

### 3.2.5 Complément d’article : Nouvelles simulations atmosphériques forcées du modèle ARPEGE-climat

La section 4 de l’article ci-dessus suggère, via des diagnostics sur des simulations atmosphériques forcées, que certaines des anomalies de SST induites par les régimes de temps peuvent rétroagir sur ces régimes de temps. Dans cette section, une erreur a été commise dans le test statistique employé, ce qui a conduit à une surestimation du niveau de significativité des résultats analysés. La surestimation des niveaux de significativité découle d’une sous-estimation de l’incertitude sur la différence de persistance. Cette différence est calculée à partir de deux valeurs de persistance chacune estimée à partir d’une simulation et donc ayant chacune une incertitude. Dans le test utilisé dans la section 4 de l’article, seule l’incertitude sur l’une des valeurs de persistance a été prise en compte alors qu’il

faut tenir compte de l'incertitude sur chacune des valeurs. L'incertitude est donc plus importante que celle estimée dans l'article. Il est à noter que cette erreur porte sur des notions élémentaires de statistiques mais que, camouflée dans une procédure de test, elle a été difficile à détecter. Un erratum a été écrit à ce sujet.

Un nouveau test statistique a donc été mis en place : la persistance moyenne d'un régime de temps dans une expérience est calculée 1000 fois en tirant de manière aléatoire et avec remise le même nombre de valeurs de persistance que la taille de l'échantillon, cette taille étant définie comme le nombre d'épisodes de ce régime dans l'expérience. Du fait du tirage avec remise, une même valeur de persistance peut être tirée plusieurs fois. Les 1000 tirages produisent donc 1000 estimations différentes de la persistance moyenne. Puis 1000 différences sont calculées entre les 1000 valeurs de persistance moyenne dans l'expérience de sensibilité et les 1000 valeurs dans l'expérience de contrôle. Ces 1000 différences permettent de construire un histogramme estimant la distribution de la différence entre la persistance moyenne d'un régime dans l'expérience de sensibilité et sa persistance dans l'expérience de contrôle. A partir de cette distribution, on peut réaliser un test bilatéral de l'hypothèse nulle d'égalité des persistances.

Dans la version publiée, l'idée d'une rétroaction potentielle de la surface marine sur la circulation atmosphérique de grande échelle est appuyée par des changements de persistance des régimes de NAO- et Blocage estivaux en réponse chacun à deux champs différents d'anomalies de SST. Les niveaux de significativité de ces changements de persistance s'échelonnent entre 85% et 99%. Après correction du test mais en conservant les mêmes données de simulation, il s'avère que ces niveaux de significativité s'abaissent à 70% à 90%. Seulement un résultat est statistiquement significatif à 90% : la persistance du régime NAO- estival est diminuée quand l'atmosphère est forcée par le champ de SST induit par la NAO-. Pour évaluer si les liens entre changement de persistance et modification de température de surface océanique, constatés dans cet article, sont robustes, les cinq expériences composées chacune d'un ensemble de 50 simulations estivales sont complétées chacune par 50 simulations supplémentaires. Les cinq expériences sont ainsi constituées de 100 membres chacune. La différence entre la persistance de chaque régime de temps dans chaque expérience de sensibilité et sa persistance dans l'expérience de contrôle est calculée à partir de ces nouveaux ensembles de 100 membres (Tableau 3.4). La p-value ( $1 - 0.01 \times$  le niveau de significativité en %) associée à ces différences est donné dans le tableau 3.4 et a été calculée à partir du test décrit dans le paragraphe précédent.

La seule différence de persistance moyenne qui est significative au niveau 99% est la diminution de la persistance de la NAO- d'un jour dans l'expérience forcée par le champ d'anomalies de SST associé à la NAO- (SST-NAO) par rapport à l'expérience de contrôle. Cette diminution de persistance représente environ 15% de sa persistance moyenne. Ce résultat suggère que l'interaction avec la surface marine est responsable d'une rétroaction négative sur le régime NAO- estival, via les anomalies de SST induites par le régime de NAO-. C'est le seul résultat robuste parmi ceux annoncés dans l'article. L'idée que

	Dépression Atlantique	Blocage	NAO–	Dorsale Atlantique
SST-AL	$d = -0.49$ $p = 0.26$	$d = -0.29$ $p = 0.61$	$d = 0.20$ $p = 0.68$	$d = 0.27$ $p = 0.42$
SST-BL	$d = -0.32$ $p = 0.48$	$d = -0.52$ $p = 0.29$	$d = -0.40$ $p = 0.38$	$d = 0.13$ $p = 0.66$
SST-NAO	$d = -0.27$ $p = 0.57$	$d = -0.35$ $p = 0.58$	$d = -1.11$ $p < 0.01$	$d = -0.12$ $p = 0.72$
SST-AR	$d = -0.19$ $p = 0.70$	$d = -0.03$ $p = 0.98$	$d = -0.76$ $p = 0.11$	$d = -0.03$ $p = 0.95$

TAB. 3.4 – Différence ( $d$ ) entre la persistance moyenne de chaque régime (colonnes) dans chaque expérience (lignes) et sa persistance dans l'expérience de contrôle donnée avec la  $p$ -value ( $p$ ) associée obtenue grâce au test de bootstrap décrit dans le texte. Les expériences SST-AL, SST-BL, SST-NAO et SST-AR correspondent aux expériences forcées par les anomalies de SST associées respectivement aux régimes de Dépression Atlantique, Blocage, NAO– et Dorsale Atlantique et obtenus à partir de la simulation ERA1h du modèle CNRMOM1D forcée par les données de la réanalyse ERA40. La couleur marron est associée à un résultat significatif à 99%. En gris, sont les autres résultats analysés dans le texte.

la surface marine peut rétroagir sur la circulation atmosphérique de grande échelle à des échelles de temps de quelques jours est donc appuyée par un seul résultat contrairement à ce qui a été annoncé dans l'article (4 résultats). Ce résultat est par ailleurs soutenu par les résultats de la simulation couplée donnés dans la section 3.1.3. Notons que les autres changements de persistance annoncés dans la section 4 de l'article ne sont pas cohérents avec ceux obtenus dans les nouvelles expériences. En effet, l'estimation de ces différences était comprise dans l'intervalle d'incertitude et était effectivement entachée d'une forte erreur comme nous pouvons le constater avec les nouveaux résultats. Ces nouveaux résultats décrits dans le tableau 3.1.3 montrent que la persistance des régimes de Dépression Atlantique et de Blocage est également diminuée d'environ 0.5 jour dans l'expérience forcée respectivement par le champ d'anomalies de SST associé au régime de Dépression Atlantique (SST-AL) et par celui associé au régime de Blocage (SST-BL). Ces différences de persistance moyenne sont plus grandes que les autres du tableau 3.4 mais n'atteignent cependant pas le niveau de significativité à 95%. Le fait qu'elle n'atteignent pas le niveau de significativité à 95% signifie que ces différences sont faibles par rapport à la variabilité de la persistance de ces régimes. Deux interprétations sont donc possibles à ces résultats : 1) le signal est compris dans l'intervalle d'incertitude et donc n'a aucun sens physique, 2) le signal est compris dans l'intervalle d'incertitude et donc est trop faible pour être détecté de façon significative. Nous remarquerons que ce signal est cohérent avec ceux obtenus dans la section 3.1.3, avec le modèle couplé ARPEGE-climat/CNRMOM1D. La deuxième alternative est donc la plus probable.

La persistance des régimes de Dépression Atlantique, Blocage et NAO— dans les expériences forcées respectivement par les champs d’anomalies de SST qui leur sont associés est plus faible que dans l’expérience de contrôle, ce qui suggère que la surface marine produit une rétroaction négative sur chacun de ces trois régimes, via les anomalies de SST induites par chacun de ces régimes de temps. Ces résultats sont cohérents avec ceux obtenus dans la section 3.1.3 dans laquelle nous avons observé que le couplage avec la surface marine tend à diminuer la persistance de ces trois régimes de temps. On peut également remarquer que le signal est plus faible dans les expériences de sensibilité réalisées dans cette section que le signal observé lors de la comparaison des expériences C1h et E-CTL dans la section 3.1.3. En effet, on avait noté une réduction de la persistance des régimes de Dépression Atlantique, Blocage et NAO— d’environ 15% en cas de couplage avec la surface marine dans la section 3.1.3 alors que les expériences de sensibilité décrites ici montrent une sensibilité comprise entre 5 à 15% de la persistance de ces régimes aux anomalies de SST qui leur sont associées. On peut également remarquer dans le tableau 3.4 que le régime de Dorsale Atlantique semble insensible aux anomalies de SST qui lui sont associées. Ce résultat est à nouveau cohérent avec celui obtenu dans la section 3.1.3 dans laquelle nous avons constaté que le couplage avec la surface marine n’affectait pas de façon significative la persistance du régime de Dorsale Atlantique. Cependant, nous avons remarqué à la section précédente que ce régime est le moins bien représenté par le modèle d’atmosphère ARPEGE-climat.

### 3.2.6 Synthèse des résultats des expériences océaniques et atmosphériques forcées

1. Les anomalies de SST associées à chaque régime de temps et simulées par le modèle d’océan CNRMOM1D montrent une bonne cohérence avec les anomalies observées dans les données satellitaires de la NOAA (*Reynolds et al.*, 2007) sur le bassin Atlantique Nord, tant en termes de structures spatiales qu’en termes d’amplitudes. Ces résultats montrent que le modèle CNRMOM1D reproduit de façon réaliste la variabilité intrasaisonnière des SST. Quelques biais localisés, d’environ 0.3°C en valeur absolue, apparaissent cependant à l’est de Terre-Neuve, et dans les mers du Groenland et du Labrador, probablement du fait de la variabilité de transport océanique de chaleur non-représentée par le modèle.
2. Les anomalies de SST forcées par chacun des quatre régimes de temps en l’espace de quelques jours peuvent atteindre environ 0.7°C. Ces anomalies sont comparables aux anomalies typiques de SST journalières estivales dans l’océan Atlantique Nord qui sont de l’ordre de 1°C à 2°C comme nous l’avons vu avec la Fig. 2.9 montrant les écarts-types de SST journalières en été. La décomposition de la variabilité de la circulation atmosphérique de grande échelle en régime de temps permettrait donc d’expliquer environ la moitié de la variabilité des SST.

3. Ces anomalies peuvent à leur tour influencer la circulation atmosphérique de grande échelle. Les expériences de sensibilité réalisées avec le modèle ARPEGE-climat suggèrent que les anomalies de SST induites par les régimes de Dépression Atlantique, Blocage et NAO– tendent à diminuer respectivement la persistance de ces régimes de Dépression Atlantique, Blocage et NAO–. Ces expériences, en accord avec les résultats de la section 3.1.3, suggèrent que la surface marine produit une rétroaction négative sur ces trois régimes de temps estivaux via les anomalies de SST.

### 3.2.7 Discussion

Les expériences produites dans cette section sont des expériences idéalisées :

✎ Les champs d'anomalies de SST utilisés pour réaliser les expériences de sensibilité avec le modèle d'atmosphère sont les champs moyens de SST forcés par chaque régime de temps dans la simulation ERA1h. On aurait pu choisir de réaliser ces expériences de sensibilité en utilisant les champs d'anomalies de SST issus de la simulation C1h. Cependant, dans la section 3.2.4, on a montré que les champs d'anomalies de SST tirés de la simulation ERA1h ont des structures spatiales et des amplitudes proches de ceux obtenus à partir des données satellitaires de la NOAA (*Reynolds et al.*, 2007). Comme nous le verrons dans la section 4.3, les champs d'anomalies de SST associés à chaque régime de temps dans la simulation C1h présentent des biais par rapport à ceux obtenus à partir de la simulation ERA1h ou des observations de la NOAA. La méthode utilisée pour produire les simulations de sensibilité est donc plus cohérente avec les observations disponibles.

✎ Les anomalies de SST imposées comme conditions aux limites inférieures dans les expériences de sensibilité correspondent à des anomalies moyennes au cours d'un épisode de régime de temps. Cependant, l'atmosphère "voit" plutôt un champ d'anomalies qui évolue au cours du temps. D'une part, l'amplitude des anomalies augmente au cours du temps sous l'influence du forçage par le régime de temps. D'autre part, à ce champ d'anomalies de SST est superposé un "bruit" océanique qui affecte la structure spatiale du champ "vu" par l'atmosphère. Ces expériences idéalisées reposent donc sur l'hypothèse peu réaliste que l'atmosphère n'est sensible ni à l'un ni à l'autre de ces deux facteurs. Un diagnostic plus réaliste de l'impact du couplage avec la surface marine sur la persistance des régimes de temps a été effectué dans la section 3.1.3 en se basant sur la simulation couplée C1h. Le caractère idéalisé de ces expériences de sensibilité atmosphérique peut être à l'origine du signal plus faible dans ces expériences que dans les résultats tirés de la comparaison des expériences C1h et E-CTL effectuée dans la section 3.1.3.

## 3.3 Limites de l'étude

Les diagnostics présentés dans ce chapitre sur les relations entre circulation atmosphérique de grande échelle et surface marine sont basés sur l'outil des régimes de temps. Cet

outil offre l'avantage de donner une vision synthétique de la variabilité atmosphérique de grande échelle et facilite ainsi notre compréhension des mécanismes impliqués dans cette variabilité. Cependant, cette vision synthétique s'accompagne de certaines limitations. D'une part, la variabilité représentée par ces régimes de temps représente environ 90% de la variabilité journalière totale. 10% de cette variabilité a donc été laissée de côté. D'après les explications données dans la section 3.1.2, la variabilité non prise en compte par l'outil des régimes de temps serait plutôt la variabilité d'échelle spatiale fine. Les résultats montrés dans cette section concernent donc seulement la variabilité dite "de grande échelle spatiale". De plus, les régimes de temps étudiés représentent une structure spatiale moyenne des champs appartenant à la classe considérée. Nous avons également utilisé des champs composites associés à chaque régime de temps dans la section 3.2.2 et étudié les caractéristiques moyennes de ces régimes de temps. Dans cette démarche, nous nous limitons à une vision encore très synthétique des interactions océan-atmosphère à des échelles de temps de quelques jours. Il n'est pas assuré que pour chacun des jours appartenant à chaque classe, les relations mises en évidence au cours de ce chapitre soient toujours systématiquement observées.

Les résultats apportés d'abord par la comparaison des expériences C1h, couplée océan-atmosphère, et E-CTL, forcée atmosphérique, ensuite par la comparaison d'un ensemble de simulations forcées atmosphériques de sensibilité avec l'expérience de contrôle E-CTL, ont montré un lien statistique qui suggère un rôle de la surface marine sur la circulation atmosphérique de grande échelle à des échelles de temps de seulement quelques jours. Mais un lien statistique ne correspond pas nécessairement à un lien physique, il peut parfois être attribué à un simple hasard. Ce lien statistique amène donc deux questions essentielles : par quel mécanisme chacun des régimes de temps force-t-il les champs d'anomalies de SST observés ? par quel mécanisme la surface marine peut-elle rétroagir sur les régimes de temps ? C'est ce qui fera l'objet du chapitre 4.

### 3.4 Relation avec les résultats d'études antérieures

Nous avons évoqué dans, la section 1.5.1, la variété des mécanismes proposés pour expliquer la réponse atmosphérique à des anomalies de température de surface océanique selon les modèles atmosphériques utilisés, la période de l'année ou l'échelle temporelle considérés. Cependant, un point d'accord entre ces études est la faiblesse du rapport signal/bruit qui rend difficile la détection de l'impact océanique sur la circulation atmosphérique (*Frankignoul, 1985; Kushnir et al., 2002*). Les outils actuels offrent l'opportunité de revisiter la thématique. En effet, d'une part, les calculateurs mis à disposition sont plus performants et permettent de produire des données en quantité suffisante pour maximiser le rapport signal/bruit. D'autre part, les outils statistiques à notre disposition permettent la détection de signaux faibles. Nous avons ainsi pu mettre en évidence dans ce chapitre un impact de la surface marine sur la circulation atmosphérique de grande échelle à des

échelles de temps de seulement quelques jours. En accord avec les études antérieures, nous obtenons un signal faible : la persistance des régimes de temps de Dépression Atlantique, Blocage et de NAO– semble être réduite d'environ 15% sous l'influence de la surface marine. Cependant, avec les outils actuels, il aura été possible de quantifier cet impact, ce qui était difficile à l'époque où ont été effectuées les études antérieures.





# Synthèse

## ① Questions posées

✍ Le couplage avec la surface marine influence-t-il les caractéristiques des régimes de temps ?

✍ Les régimes de temps ayant une persistance de quelques jours, ils sont susceptibles de forcer des anomalies de SST. Quelle amplitude peuvent atteindre ces anomalies ?

✍ Cette amplitude est-elle suffisante pour qu'une rétroaction de la surface marine sur la circulation atmosphérique se produise ?

## ② Méthodologie

✍ L'impact du couplage avec la surface marine sur les caractéristiques des régimes de temps est diagnostiqué à partir d'une comparaison entre :

1. la simulation couplée C1h dans la région NAE entre le modèle d'atmosphère ARPEGE-climat et le modèle d'océan CNRMOM1D.
2. l'ensemble de simulations forcées atmosphériques E-CTL utilisant comme conditions aux limites inférieures la climatologie mensuelle de SST de *Reynolds et al.* (2002) et celle de concentration de glace de mer des données HadISST (*Rayner et al.*, 2003).

✍ Les champs d'anomalies de SST induits par chacun des quatre régimes de temps sont diagnostiqués dans la simulation océanique ERA1h forcée par les données de la réanalyse ERA40.

✍ L'impact de ces anomalies de SST sur les caractéristiques des régimes de temps est diagnostiqué à partir de comparaisons entre :

1. des expériences de sensibilité réalisées avec le modèle d'atmosphère seule pour lesquelles les anomalies de SST induites par chaque régime de temps sont ajoutées aux conditions aux limites inférieures de l'ensemble E-CTL.
2. l'ensemble de contrôle E-CTL.

### ③ Résultats obtenus

✍ La comparaison entre les expériences C1h et E-CTL montre que le couplage avec la surface marine dans la région NAE tend à diminuer la persistance des régimes de Dépression Atlantique, Blocage et NAO– d'environ 15%. Aucun impact significatif n'est détecté sur la persistance du régime de Dorsale Atlantique.

✍ L'étude de la simulation forcée ERA1h montre que chacun des régimes de temps induit des anomalies de SST dont l'extension spatiale est de quelques milliers de kilomètres dans l'océan Atlantique Nord et dont l'amplitude est, en moyenne au cours de l'épisode, d'environ 0.3 à 0.4°C en valeur absolue et atteint localement 0.7°C. Ces anomalies sont comparables aux écarts-types de SST journalières estivales dans l'océan Atlantique Nord qui sont de l'ordre de 1°C à 2°C.

✍ Les expériences de sensibilité atmosphérique utilisant le modèle d'atmosphère ARPEGE-climat ont montré que les anomalies de SST induites par les régimes de Dépression Atlantique, Blocage et NAO– tendent à diminuer respectivement la persistance des régimes de Dépression Atlantique, Blocage et NAO– de 5 à 15%. Le régime de Dorsale Atlantique est insensible aux anomalies de SST qui lui sont associées.

### ④ Perspectives

✍ Dans la section 3.2.4, nous avons attribué les biais des champs d'anomalies de SST associés à chaque régime de temps dans la simulation ERA1h à l'est de Terre-Neuve, dans la mer du Labrador et dans la mer du Groenland à la variabilité du transport de chaleur non représentée par le modèle CNRMOM1D. Pour valider cette hypothèse, une analyse qualitative de l'impact du transport de chaleur sur la variabilité intrasaisonnière des SST pourrait être réalisée dans une simulation océanique forcée par les réanalyses ERA40 utilisant un modèle de circulation générale océanique tel que NEMO.

✍ L'ensemble E-CTL utilisé comme expérience de contrôle pour comparaison avec la simulation couplée C1h est composé de simulations forcées avec une climatologie mensuelle de SST. Dans la simulation C1h, une variabilité journalière des SST est simulée et transmise à l'atmosphère par le modèle d'océan. Les différences de caractéristiques des régimes de temps entre les expériences C1h et E-CTL pourraient donc être liées à la variabilité des SST transmise à l'atmosphère plutôt qu'au couplage avec la surface marine. On pourrait utiliser comme conditions aux limites inférieures les observations satellitaires journalières de SST de la NOAA (*Reynolds et al.*, 2007) pour produire un deuxième ensemble de simulations forcées de contrôle. On pourrait également utiliser les SST journalières de la simulation C1h pour réaliser cette nouvelle expérience. Cette deuxième expérience de contrôle permettrait de déterminer si le facteur responsable des résultats observés dans ce chapitre est la variabilité journalière des SST ou bien le couplage avec la surface marine.

# Chapitre 4

## Mécanisme de rétroaction de la surface marine sur les régimes de temps

Le chapitre 3 a mis en évidence, à partir d'un ensemble de diagnostics, un lien statistique qui suggère une influence de la surface marine sur la circulation atmosphérique de grande échelle à des échelles de temps de seulement quelques jours, via la génération d'anomalies de SST qui rétroagissent sur l'atmosphère. Pour conforter la relation mise en évidence dans le chapitre 3, nous avons donc cherché dans ce chapitre à répondre aux deux questions suivantes : par quel mécanisme chacun des régimes de temps force-t-il les champs d'anomalies de SST observés ? par quel mécanisme ces anomalies de SST peuvent-elles rétroagir sur les régimes de temps ?

Pour répondre à ces questions, nous utiliserons, tout d'abord, la simulation océanique forcée ERA1h, décrite dans la section 2.3.1 et utilisée dans la section 3.2.2 pour diagnostiquer les anomalies de SST induites par chaque régime de temps. Nous présenterons les pistes qui suggèrent un mécanisme décrivant l'impact des régimes de temps sur la surface océanique ainsi que les limites de l'étude menée.

Nous analyserons ensuite l'ensemble d'expériences forcées atmosphériques de sensibilité décrites dans la section 3.2.5 : SST-AL, SST-BL, SST-NAO et SST-AR, que nous comparerons à l'expérience de contrôle E-CTL. Pour faciliter la lecture, les expériences SST-AL, SST-BL, SST-NAO et SST-AR seront respectivement renommées E-AL, E-BL, E-NAO et E-AR. Rappelons que dans chacune des expériences de sensibilité, les champs d'anomalies moyennes de SST associées à un régime de temps sont ajoutés aux conditions aux limites utilisées pour l'expérience de contrôle. A partir de ces comparaisons, nous chercherons à détecter le développement du signal de la réponse atmosphérique aux anomalies de SST et nous décrirons les lois théoriques qui expliquent cette réponse.

Il est évident que les mécanismes d'interaction océan-atmosphère sont représentés de façon plus réaliste en mode couplé qu'en mode forcé. Cependant, l'analyse de simulations forcées peut permettre d'isoler les liens de cause à effet à l'origine de ces mécanismes

d'interactions. Nous tenterons donc, dans les deux premières sections, d'extraire un mécanisme d'interactions entre les régimes de temps et la surface marine à partir de simulations forcées. Les pistes de mécanisme présentées dans ce chapitre visent à appuyer les relations statistiques obtenues dans le chapitre précédent. Nous reviendrons ensuite, dans la troisième section, sur l'analyse de la simulation couplée C1h, décrite dans la section 2.3.2 et qui a fait l'objet des premiers diagnostics du chapitre 3 (sections 3.1.2 et 3.1.3) afin de déterminer si les pistes de mécanisme proposées à partir des simulations forcées sont cohérentes avec ce que l'on peut observer en mode couplé.

### 4.1 Par quel mécanisme les anomalies de SST associées à chaque régime de temps apparaissent-elles ?

#### • Champs d'anomalies de SST associés à chaque régime de temps

La Fig. 4.1 rappelle les champs d'anomalies de SST induits par chaque régime de temps obtenus à partir de la simulation ERA1h. Chaque jour de la réanalyse ERA40 et donc chaque jour de la simulation océanique forcée ERA1h peut être, soit un jour de transition entre deux régimes de temps, soit associé à l'occurrence de l'un des quatre régimes de temps. Les jours de la simulation ERA1h associés à chacun des quatre régimes de temps ont alors été sélectionnés pour calculer les composites d'anomalies de SST associés à chaque régime de temps.

#### • Champs d'anomalies de tendance en SST correspondants

Suivant la même procédure, les composites d'anomalies de tendance en SST ont été calculés pour chacun des régimes de temps (Fig. 4.2). Les structures spatiales de ces champs d'anomalies de tendance en SST correspondent à celles des champs d'anomalies de SST (Fig. 4.1). Dans le cas du régime de Dépression Atlantique, une bande d'anomalies négatives, d'environ  $-0.05^{\circ}\text{C}/\text{jour}$  et dont l'amplitude maximale atteint  $-0.1^{\circ}\text{C}/\text{jour}$ , s'étend de l'est de Terre-Neuve jusqu'au nord de l'Europe. Au sud de ces anomalies négatives, une bande d'anomalies positives d'amplitude plus faible (environ  $0.02^{\circ}\text{C}/\text{jour}$ ) s'étend de la côte américaine jusqu'à la Péninsule Ibérique. Ce champ de tendances en SST est compatible avec une apparition des anomalies de SST montrées sur la Fig. 4.1a) en une durée d'environ 7 jours.

Dans le cas du régime de Blocage, le champ d'anomalies de tendances en SST (Fig. 4.2b) est caractérisé par une zone d'anomalies positives qui s'étend au nord de l'Europe et dont l'amplitude est d'environ  $0.1^{\circ}\text{C}/\text{jour}$  avec un maximum de  $0.18^{\circ}\text{C}/\text{jour}$ . Ce champ de tendance en SST peut permettre l'apparition de l'anomalie positive de SST centrée sur la Péninsule Scandinave (Fig. 4.1b) en moins de 5 jours. Cependant, ce champ d'anoma-

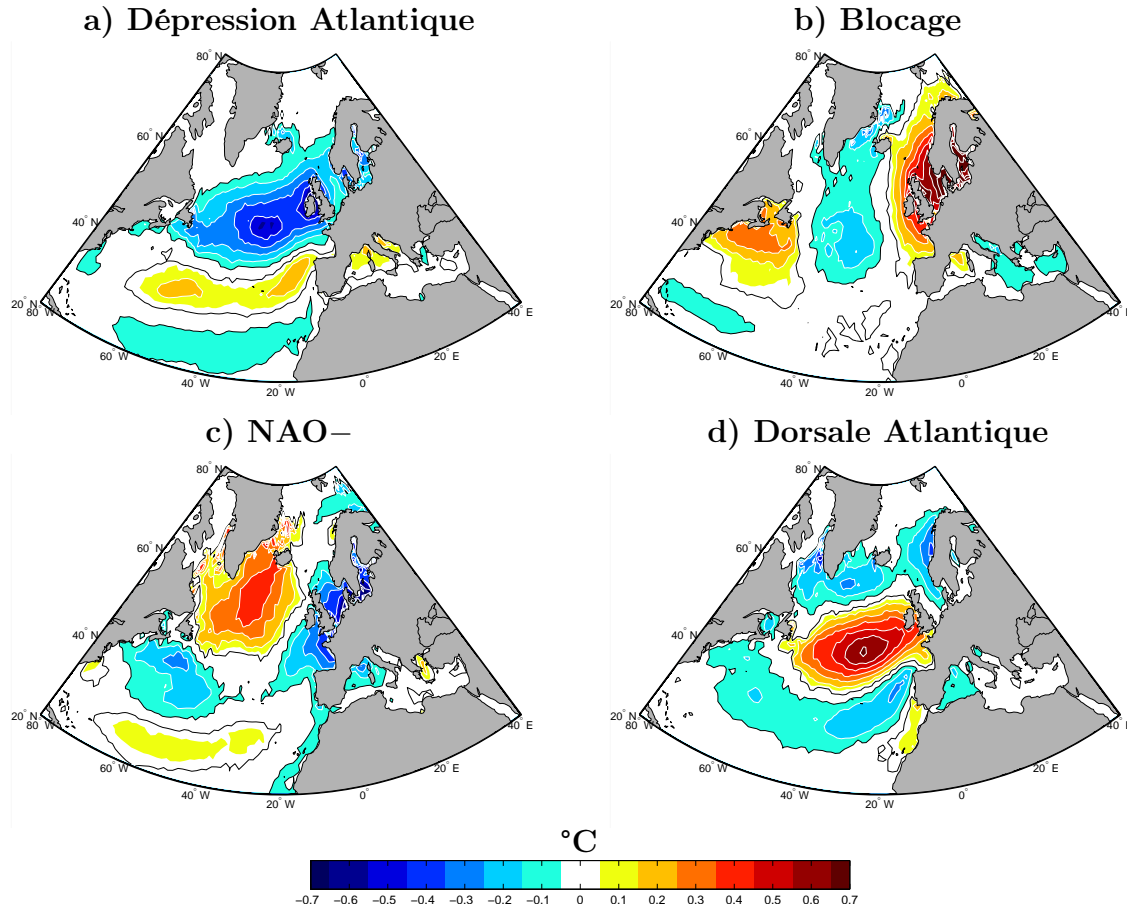


FIG. 4.1 – Composites des anomalies de SST associées à chacun des régimes de temps dans la simulation ERA1h. Seules sont colorées les zones pour lesquelles les anomalies de SST atteignent le niveau de significativité à 95%. Intervalle entre les contours : 0.1°C.

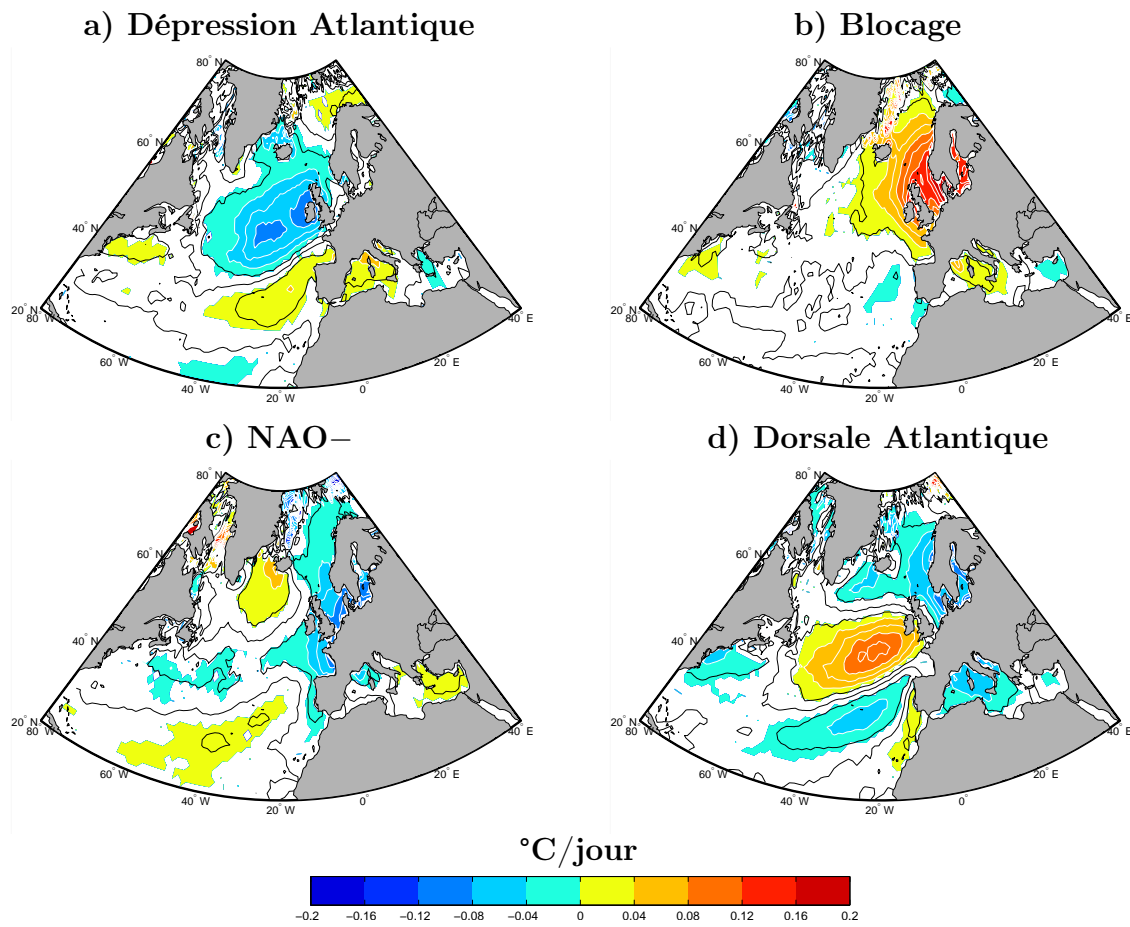


FIG. 4.2 – Composites des anomalies de tendance en SST associées à chacun des régimes de temps dans la simulation ERA1h. Seules sont colorées les zones pour lesquelles les anomalies de tendance en SST atteignent le niveau de significativité à 95%. Intervalle entre les contours :  $0.02^{\circ}\text{C}/\text{jour}$ .

lies de tendance en SST ne permet pas d'expliquer les deux autres pôles d'anomalies du tripôle longitudinal montré sur la Fig. 4.1b.

Dans le cas du régime de NAO–, le champ d'anomalies de tendances en SST (Fig. 4.2c) est constitué d'une zone d'anomalies positives au sud du Groenland dont l'amplitude est d'environ  $0.02^{\circ}\text{C}/\text{jour}$  accompagné au sud et à l'est d'une bande d'anomalies négatives d'environ  $-0.02^{\circ}\text{C}$  atteignant un maximum de  $-0.1^{\circ}/\text{jour}$  autour de l'Europe. Ce champ de tendances en SST peut conduire au champ d'anomalies de SST montré sur la Fig. 4.1c) en environ 7 à 8 jours.

Dans le cas du régime de Dorsale Atlantique, le champ d'anomalies de tendance en SST (Fig. 4.2d) est constitué d'une zone d'anomalies positives au coeur de l'océan Atlantique Nord dont l'amplitude est d'environ  $0.06^{\circ}\text{C}/\text{jour}$  avec un maximum atteignant  $0.1^{\circ}\text{C}/\text{jour}$  entouré d'anomalies négatives d'environ  $-0.04^{\circ}\text{C}$ . Ce champ de tendances en SST peut permettre l'apparition du champ d'anomalies de SST montré sur la Fig. 4.1d) en environ 7 jours.

• **Discussion : Temps caractéristiques d'apparition des anomalies de SST**

Les champs d'anomalies de SST montrés sur la Fig. 4.1 correspondent à des champs moyens d'anomalies au cours d'un épisode de chacun des régimes de temps. On s'attendrait à une croissance des anomalies de SST au cours d'un épisode de régime de temps de telle sorte que ces anomalies de SST soient négligeables au début de l'épisode et atteignent leur maximum à la fin de l'épisode, comme dans l'exemple de Blocage montré sur la Fig. 3.7. Si les anomalies de Z500 associées au régime de temps sont d'abord croissantes jusqu'à environ la moitié de l'épisode puis décroissantes, on peut s'attendre à une croissance d'abord lente des anomalies de SST puis accélérée en milieu d'épisode et enfin ralentie à la fin de l'épisode, les champs moyens de SST montrés sur la Fig. 4.1 correspondraient donc aux champs présents environ au 2/3 des épisodes de chaque régime de temps. La durée moyenne de persistance des régimes de temps est d'environ 7 à 8 jours. Ainsi, on s'attendrait à ce que les temps caractéristiques d'apparition des champs d'anomalies de SST moyens montrés sur la Fig. 4.1 soient d'environ 4 à 5 jours. Dans le cas d'une croissance quasi-linéaire de ces anomalies, les temps caractéristiques d'apparition des champs d'anomalies pourraient même n'être que de 3 à 4 jours.

Les champs d'anomalies de tendance en SST associés à chaque régime de temps (Fig. 4.2) tendent à montrer que ces temps caractéristiques d'apparition sont de l'ordre de 5 à 8 jours plutôt que de 3 à 5 jours. On note donc une incohérence entre les amplitudes des anomalies de SST et les amplitudes des tendances en SST associées à chaque régime de temps. Les tendances moyennes journalières utilisées pour calculer les composites de la Fig. 4.2 correspondent à la tendance moyenne entre  $0h$  et  $24h$  TU. Il est possible que cette tendance moyenne de SST entre  $0h$  et  $24h$  ne soit pas tout à fait représentative, en termes quantitatifs, de la tendance de la SST moyenne journalière d'un jour sur l'autre.

Par exemple, le pic de SST en milieu de journée associé au cycle diurne océanique pourrait expliquer que la SST moyenne journalière soit supérieure de  $0.1^{\circ}\text{C}$  à  $0.2^{\circ}\text{C}$  à ce qui est expliqué par les tendances en SST entre  $0h$  et  $24h$  TU (*Shinoda, 2005; Bernie et al., 2005*).

### • Les différents facteurs à l'origine des anomalies de SST

Dans les sections 3.2 à 3.5 de l'article en section 3.2.2, nous avons également calculé les composites de :

- température atmosphérique à  $2m$  et vitesse du vent à  $10m$  donnés par la réanalyse ERA40
- couverture nuageuse donnée par la réanalyse ERA40
- flux de chaleur non solaire qui est la somme des flux de chaleur sensible et latent et du flux radiatif infrarouge montant donnés par le modèle CNRMOM1D ainsi que du flux radiatif infrarouge descendant donné par la réanalyse ERA40
- flux de chaleur solaire descendant donné par la réanalyse ERA40
- profondeur de couche de mélange et tension de vent donnés par le modèle CNRMOM1D

L'analyse de ces différents flux de surface a alors montré que les anomalies de température à  $2m$  sont pilotées par les anomalies d'advection de masses d'air associées à chaque régime de temps, tandis que les anomalies de couverture nuageuse résultent des anomalies de transport d'humidité et de chaleur associées à chaque régime de temps. Nous avons ensuite remarqué que les anomalies de flux non solaire en surface sont principalement pilotées par les anomalies de température à  $2m$  et les anomalies de flux solaire en surface par les anomalies de couverture nuageuse. Enfin, nous avons utilisé les anomalies de profondeur de couche de mélange comme proxy pour le flux d'entraînement à la base de la couche de mélange. En effet, les couches supérieures de l'océan sont généralement plus chaudes que les couches profondes. Ainsi un approfondissement de la couche de mélange correspond à un flux d'entraînement de chaleur négatif. Les champs d'anomalies de tendance en SST montrés sur la Fig. 4.2 résultent du bilan des anomalies de flux non solaire, de flux solaire absorbé par la couche de mélange, de flux d'entraînement de chaleur et du flux turbulent à la base de la couche de mélange, ce dernier tendant à diffuser les anomalies de SST vers l'océan profond donc à s'opposer à ces anomalies de SST.

### • Discussion : Quantification de la contribution de chacun de ces facteurs

Cette étude a ensuite mené à des conclusions qualitatives sur la contribution du flux solaire, du flux non solaire ainsi que du flux d'entraînement de chaleur dans la génération des anomalies de SST associées à chacun des régimes de temps. Pour aller plus loin, un bilan quantitatif des flux de chaleur appliqués à la couche de mélange permettrait de quantifier la contribution de chacun de ces facteurs aux termes de tendance totale en SST montrés sur la Fig. 4.2. Ce bilan correspondrait aux composites du flux solaire absorbé dans la couche de mélange, de flux non solaire total, de flux turbulent à la base de la



couche de mélange ainsi que de flux d'entraînement de chaleur à la base de la couche de mélange, à partir de ces différents flux calculés au cours de la simulation à chaque pas de temps du modèle.

## 4.2 Par quel mécanisme ces anomalies de SST peuvent-elles rétroagir sur les régimes de temps ?

Pour comprendre comment les champs d'anomalies de SST forcés par chaque régime de temps peuvent à leur tour influencer la circulation atmosphérique de grande échelle, nous analysons dans cette section les ensembles de simulations atmosphériques forcées E-AL, E-BL, E-NAO et E-AR qui sont comparées à l'expérience de contrôle E-CTL. Rappelons que dans chacune des expériences de sensibilité, les champs d'anomalies moyennes de SST associées à un régime de temps sont ajoutées aux conditions limites utilisées pour l'expérience de contrôle.

### 4.2.1 Contexte bibliographique

De nombreuses études ont visé à déterminer la réponse atmosphérique à des anomalies de SST extratropicales et à en comprendre les mécanismes. Les réponses obtenues peuvent être très différentes selon le modèle d'atmosphère utilisé, la saison ou l'échelle temporelle considérée (*Kushnir et al.*, 2002; *Hurrell et al.*, 2006) Nous résumons ici succinctement les principaux résultats des études antérieures.

- ⇒ *Palmer and Sun* (1985) ont mis en évidence, à partir de données d'observations, un lien entre anomalies de SST moyennes mensuelles à l'est de Terre-Neuve (40°N-50°N, 60°W-40°W) et champs de pression de surface ou de Z500 entre novembre et février. A partir de simulations atmosphériques forcées, ils ont ensuite montré qu'une anomalie chaude (froide) génère une dorsale (anomalie dépressionnaire) sur l'Océan Atlantique dont l'amplitude croît avec l'altitude en aval de l'anomalie de SST. Cette anomalie de circulation atmosphérique est associée à une anomalie dépressionnaire centrée sur la Péninsule Scandinave et une deuxième dorsale sur la Sibérie. Ces anomalies ont une structure barotrope. Le temps de réponse de l'atmosphère est d'environ 1 mois.
  
- ⇒ Les études de *Pitcher et al.* (1988) et *Kushnir and Lau* (1992) s'intéressent ensuite à l'influence d'anomalies de SST dans l'océan Pacifique étudiées à partir de simulations forcées atmosphériques du mois de janvier perpétuel utilisant deux modèles d'atmosphère différents. Les simulations produites durent plus de 1000 jours.

- ⇒ *Pitcher et al.* (1988) montrent une forte non-linéarité de la réponse : que l'anomalie de SST soit négative ou positive, la même réponse atmosphérique stabilisée après les 60 premiers jours, est obtenue, à savoir une anomalie dépressionnaire barotrope en aval de l'anomalie de SST. Cette réponse est cohérente avec celle de *Palmer and Sun* (1985) dans le cas d'une anomalie négative de SST mais pas dans le cas d'une anomalie positive.
  
- ⇒ *Kushnir and Lau* (1992) montrent que la réponse transitoire de l'atmosphère à une anomalie négative de SST au cours des 90 premiers jours est une anomalie dépressionnaire barotrope au-dessus de l'anomalie de SST alors que la réponse stabilisée après les 90 premiers jours est plutôt une anomalie anticyclonique. Dans le cas d'une anomalie positive de SST, aucune réponse significative de l'atmosphère n'est détectée au cours de la période transitoire, mais la réponse stabilisée est une anomalie dépressionnaire en aval de l'anomalie de SST. Leur réponse stabilisée n'est donc pas cohérente avec celle obtenue par *Palmer and Sun* (1985). Mais aucune explication n'avait alors été trouvée pour expliquer ces différences.
  
- ⇒ *Ferranti et al.* (1994) retrouvent les résultats de *Palmer and Sun* (1985) à la fois dans l'océan Atlantique Nord et dans l'océan Pacifique Nord avec un modèle à plus haute résolution horizontale, sur une grille de troncation triangulaire T63.
  
- ⇒ *Latif and Barnett* (1994), avec un modèle de résolution équivalente à celui de *Ferranti et al.* (1994) observent également une dorsale barotrope en réponse à une anomalie positive de SST dans une simulation du mois de janvier perpétuel mais au-dessus de la zone d'anomalies de SST plutôt qu'en aval.
  
- ⇒ *Lau and Nath* (1994) et *Graham et al.* (1994) ne trouvent cependant aucun lien entre les anomalies de SST extratropicales et la circulation atmosphérique des moyennes latitudes. Leurs résultats soulignent les difficultés rencontrées dans la détection de la réponse atmosphérique.
  
- ⇒ *Kushnir and Held* (1996) obtiennent dans des simulations à basse résolution en janvier ou en octobre perpétuel une réponse barocline plutôt que barotrope, contrairement aux résultats de *Palmer and Sun* (1985), *Pitcher et al.* (1988), *Kushnir and Lau* (1992), *Ferranti et al.* (1994) ou *Latif and Barnett* (1994). Une anomalie cyclonique apparaît au-dessus d'une anomalie chaude en surface accompagnée d'une dorsale dans la partie haute de la troposphère. Mais la réponse est faible et le lien n'est pas robuste.
  
- ⇒ L'étude de *Peng et al.* (1995) suggère ensuite que les différences entre les réponses stabilisées à une anomalie positive de SST obtenues par *Palmer and Sun* (1985) et *Ferranti et al.* (1994), d'une part, et *Pitcher et al.* (1988) et *Kushnir and Lau* (1992) d'autre part, sont liées à l'initialisation différentes de leurs expériences qui impose

un état moyen climatologique respectivement de novembre ou de janvier. En effet, l'état climatologique de l'atmosphère varie au cours de l'année et c'est ce qui est à l'origine de la dépendance de la réponse atmosphérique à une anomalie de SST en fonction du mois considéré. *Peng et al.* (1995) montrent qu'une anomalie positive de température se développe verticalement en novembre mais reste confinée près du sol en janvier. *Peng et al.* (1995) notent également une réponse non-linéaire au mois de novembre, une anomalie chaude produisant une réponse mais pas une anomalie froide.

- ⇒ La forte dépendance saisonnière de la réponse atmosphérique est cohérente avec l'évolution au cours de l'hiver des liens statistiques entre anomalies de SST et de pression de surface obtenus à partir d'observations par *Peng and Fyfe* (1996).
- ⇒ L'étude de *Peng et al.* (1997) confirme ensuite la dépendance de la réponse atmosphérique au mois considéré en montrant que la réponse stabilisée à une anomalie positive de SST est une anomalie cyclonique d'amplitude décroissante avec l'altitude en janvier mais une anomalie anticyclonique dont l'amplitude croît avec l'altitude en février. La réponse atmosphérique sous forme de dorsale est favorisée par un flux méridien climatologique faible.
- ⇒ D'après l'étude de *Peng and Whitaker* (1999), le signe de la réponse atmosphérique à une anomalie de SST dépend fortement du flux de moment qui résulte de l'interaction entre la trajectoire des tempêtes et les tourbillons synoptiques. Si les flux de moments sont trop faibles, la réponse à une anomalie chaude est barocline avec une anomalie dépressionnaire au-dessus de l'anomalie de SST accompagnée d'une dorsale au-dessus et en aval. Une dorsale de structure barotrope se développe dans le cas contraire.
- ⇒ D'après l'étude de *Peng and Robinson* (2001), la dépendance saisonnière de la réponse aux anomalies de SST est liée à l'évolution des modes propres de variabilité atmosphérique au cours de l'année, les anomalies de SST excitant nécessairement un mode propre de l'atmosphère.
- ⇒ *Czaja and Frankignoul* (2002) s'intéressent ensuite à un champ d'anomalies de SST plus étendu appelé "Horseshoe" ou "Fer à Cheval" et caractérisé par une anomalie froide à l'est de Terre-Neuve entourée d'une anomalie chaude. Ce champ favoriserait une phase négative du mode saisonnier NAO (*Rodwell et al.*, 1999) suivant un mécanisme proposé par *Cassou et al.* (2004a).
- ⇒ *Conil and Li* (2005) mettent en évidence une réponse asymétrique de l'atmosphère à la polarité du champ d'anomalies de SST "Horseshoe". Une anomalie froide à l'est de Terre-Neuve entourée d'une anomalie chaude génère une réponse atmosphérique

plus importante que des anomalies de signe opposées.

- ⇒ Cependant, *Peng et al. (2005)* montrent que la prévisibilité associée au mode "Horseshoe" de variabilité des SST extratropicales est très faible. Les anomalies de SST équatoriales joueraient un rôle plus important dans la prévisibilité de la NAO. Ce résultat est par la suite vérifié et quantifié par l'étude de *Kushnir et al. (2006)*.
- ⇒ Les études plus récentes ciblent surtout la variabilité des SST tropicales comme source de prévisibilité de la circulation atmosphérique dans la région Nord Atlantique Europe (*Haarsma and Hazeleger, 2007; García-Serrano et al., 2008; Deser and Philips, 2009*).

Les études mentionnées ci-dessus montrent que les réponses de l'atmosphère à des anomalies extratropicales de SST sont variées et tentent de comprendre la diversité de ces réponses. Cependant, ces études s'intéressent en particulier à la réponse stabilisée de l'atmosphère à des échelles de temps de l'ordre du mois voire plus. La réponse transitoire, c'est-à-dire au cours des quelques premiers jours qui suivent l'apparition d'un champ d'anomalies de SST n'est pas nécessairement identique à ce que l'on peut observer dans la réponse stabilisée, comme suggéré par *Kushnir and Lau (1992)*.

Le mécanisme issu de l'ouvrage de *Malardel (2009)* concerne la réponse de l'atmosphère à des anomalies de SST sur de courtes échelles de temps. Cet ouvrage reprend les résultats de *Kalnay et al. (1986)*, *Mo et al. (1987)* et *Mo and Kalnay (1991)*. Pour l'étude de processus à des échelles de temps de quelques jours, sans processus diabatiques ou de changements de phase de l'eau, on peut se placer dans le cadre d'une troposphère idéalisée à tourbillon potentiel quasi-géostrophique uniforme (*Malardel, 2009*), ce qui permet d'établir un lien entre anomalies de température et anomalies de hauteur géopotentielle. Le tourbillon potentiel quasi-géostrophique est donné par :

$$q = \zeta_g + S_\theta = \frac{1}{\rho_0 f_0} \nabla_h^2 p + \frac{f_0}{N_0^2} \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad (4.1)$$

où

- $\zeta_g$  est le tourbillon géostrophique,
- $S_\theta$  est la stabilité statique de l'atmosphère,
- $\rho_0$  est la masse volumique atmosphérique de l'état de référence dans l'approximation de Boussinesq, i.e. la masse volumique moyenne de la troposphère,
- $N_0^2$  est la fréquence de Brunt-Vaisala de l'état de référence dans l'approximation de Boussinesq,
- $\theta_0$  est la température moyenne de la troposphère,
- $f_0$  est le paramètre de Coriolis considéré comme constant : nous nous plaçons sur un f-plan,
- $\nabla_h^2$  est le laplacien sur une surface isohypse
- $p$  est la pression

- $g$  est l'accélération de la pesanteur,
- $\theta$  est la température potentielle,
- $z$  est l'altitude

Sous ces hypothèses, le champ de tourbillon potentiel quasi-géostrophique  $q$  est constant. Un équilibre se met donc en place entre les structures dynamiques (anomalies de circulation  $\zeta_g$ ) et thermodynamiques (anomalies de stabilité statique de la troposphère  $S_\theta$ ).

Une anomalie chaude (froide) en surface est associée à une courbure des isentropes vers le bas (haut) donc à une augmentation (diminution) de l'épaisseur entre les isentropes qui est maximale près du sol et qui décroît avec l'altitude. Une anomalie négative (positive) de gradient de température potentielle et donc de stabilité statique apparaît avec un maximum d'amplitude au niveau du sol. Cette anomalie de stabilité statique est compensée par une anomalie positive (négative) de tourbillon quasi-géostrophique maximale au sol. Une anomalie chaude (froide) en surface est donc associée à une anomalie dépressionnaire (anticyclonique) maximale au sol et qui décroît avec l'altitude. Dans le cas d'une anomalie négative de SST, cette relation est cohérente avec les résultats de *Kushnir and Lau (1992)* concernant la réponse transitoire. Rappelons que dans le cas d'une anomalie chaude, aucune réponse transitoire n'est détectée par cette étude. Cette association entre anomalie négative (positive) de pression et anomalie positive (négative) de température n'est cependant valable que dans ce contexte précis d'échelle de temps de quelques jours. Les études que nous avons mentionnées plus haut proposent des mécanismes plus complexes d'ajustement de l'atmosphère à des échelles de temps plus longues qui mettent en jeu, par exemple des anomalies d'advection de vorticité planétaire ou des anomalies d'advection de vorticité par les transitoires (*Palmer and Sun, 1985; Peng et al., 1995*). C'est à partir du mécanisme concernant les échelles de temps courtes tiré de l'ouvrage de *Malardel (2009)* que nous avons cherché à comprendre la réponse de l'atmosphère aux anomalies de SST induites par chaque régime de temps. D'après ce mécanisme, l'amplitude de la réponse transitoire de l'atmosphère décroît avec l'altitude. Nous analyserons donc en premier lieu la réponse des basses couches troposphériques puis nous chercherons à déterminer si ce signal se propage vers la moyenne troposphère.

### 4.2.2 Impact des anomalies de SST sur la température en basse troposphère

Le champ de température atmosphérique moyenne à 2 m dans chacune des expériences de sensibilité estivales présente des anomalies par rapport à l'expérience de contrôle ECTL qui atteignent environ plus ou moins 0.5°C dans l'océan Atlantique Nord et dans les mers nordiques (Fig. 4.3). Ces anomalies moyennes de température à 2 m ont des structures spatiales qui correspondent à celles des anomalies de SST imposées comme conditions aux limites et correspondant à chacun des régimes de temps (Fig. 4.1) mais leur amplitude est réduite d'environ 30% par rapport aux anomalies de SST. Les anoma-

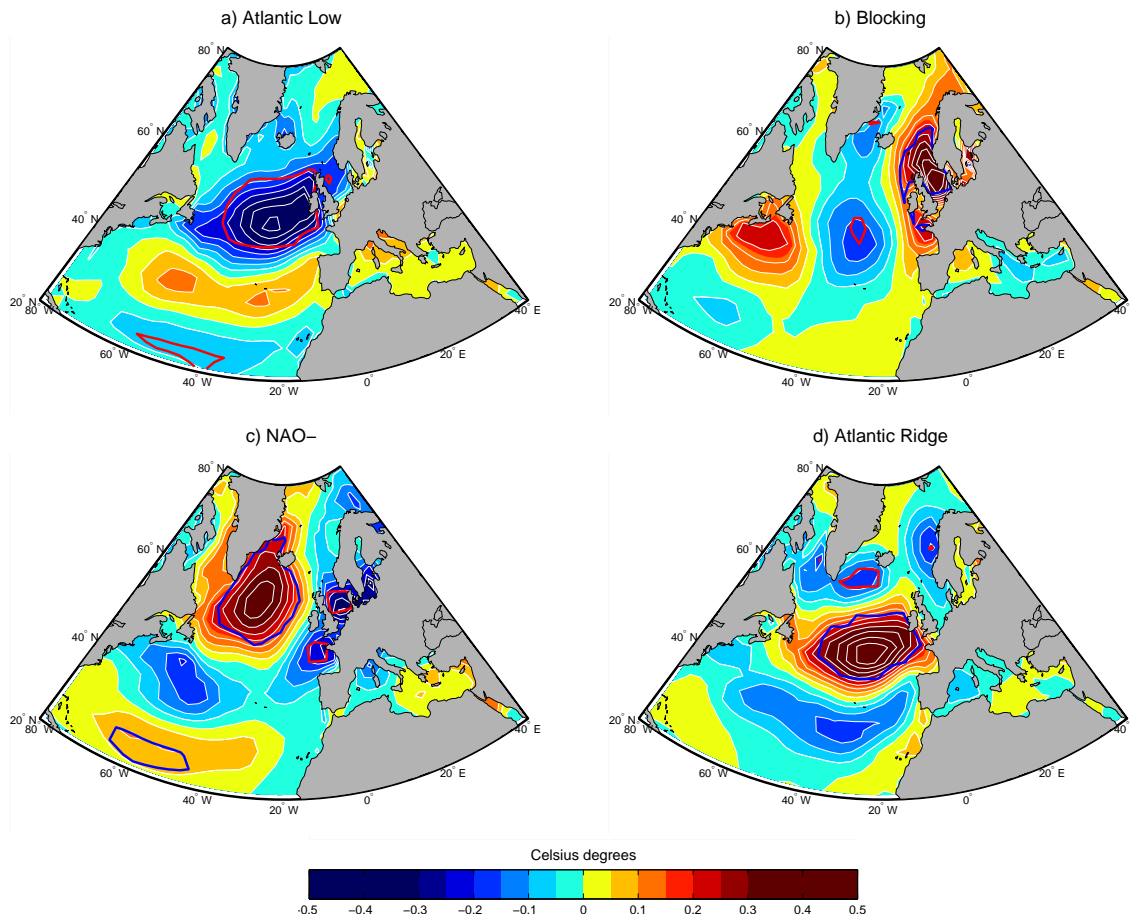


FIG. 4.3 – Différence moyenne de température atmosphérique à 2m entre l'expérience a) E-AL (=SST-AL), b) E-BL (=SST-BL), c) E-NAO (=SST-NAO), d) E-AR (=SST-AR) et l'expérience E-CTL. Intervalle entre les contours : 0.05°C. Les zones entourées d'un contour rouge (anomalies négatives) ou bleu (anomalies positives) correspondent à des anomalies significatives à 95%, suivant un test de student (VonStorch and Zwiers, 1999).

lies de SST induisent des anomalies de flux de chaleur latente, sensible et de flux radiatif infrarouge qui sont responsables des anomalies de température atmosphérique observées sur la Fig. 4.3.

### **4.2.3 Impact des anomalies de SST sur la circulation atmosphérique de surface**

- **Méthode**

La persistance moyenne d'un régime de temps étant de 7 à 8 jours, c'est la réponse au cours des 7 premiers jours des simulations de sensibilité qui nous importe pour l'analyse de l'impact des champs d'anomalies de SST sur l'atmosphère.

Rappelons que les ensembles de simulations E-AL, E-BL, E-NAO et E-AR et E-CTL sont constitués chacun de 100 membres produits à partir de 100 conditions initiales différentes. A partir de chacune de ces 100 conditions initiales différentes, un été de contrôle ainsi que quatre étés associés à chacune des quatre expériences de sensibilité sont simulés. Nous pouvons donc analyser les 7 à 8 premiers jours des 100 membres de chaque ensemble. A partir d'un même jeu de conditions initiales, les différences entre les cinq simulations d'été sont initialement induites par les différences de conditions aux limites inférieures (SST) puis la nature chaotique de l'atmosphère (bruit atmosphérique) finit par masquer l'impact des SST. Chaque membre d'une expérience de sensibilité est comparé avec le membre de l'expérience de contrôle issu du même état initial. Ceci nous permet de cibler l'impact des SST en nous affranchissant des autres facteurs pouvant induire des différences entre les simulations, i.e. les différences d'état initial ou la nature chaotique de l'atmosphère.

On pourrait également choisir de ne conserver dans les expériences E-AL, E-BL, E-NAO et E-AR que les membres dont l'état initial est un jour d'occurrence respectivement du régime de Dépression Atlantique, de Blocage, de NAO– ou de Dorsale Atlantique. En effet, nous nous intéressons à la rétroaction des champs d'anomalies de SST induits par chaque régime de temps sur ce même régime de temps. Cependant, l'inconvénient de cette méthode aurait été le nombre faible de membres restants. Nous disposons d'un jeu de 100 conditions initiales parmi lesquelles seulement une vingtaine correspond à un jour d'occurrence de chaque régime de temps. Il est difficile d'obtenir des résultats statistiquement robuste sur seulement une vingtaine de membres. Cette option n'a donc pas été choisie.

### • Un signal d'amplitude faible

Les Figs. 4.4 à 4.7 montrent les anomalies moyennes de hauteur géopotentielle à 1000hPa (Z1000) dans les expériences de sensibilité E-AL, E-BL, E-NAO et E-AR, par rapport à l'expérience de contrôle E-CTL au cours des 7 premiers jours de ces ensembles. Elles montrent une croissance des anomalies de hauteur géopotentielle au cours des 7 premiers jours des expériences de sensibilité. Cependant, ces anomalies de Z1000 liées aux anomalies de SST atteignent seulement des amplitudes de 2 *m* alors que la variabilité du Z1000 se caractérise par des anomalies qui peuvent typiquement atteindre 20 *m*. L'interaction avec la surface océanique explique donc au maximum 10% de la variabilité de la circulation atmosphérique de grande échelle. Ce pourcentage de variabilité expliqué, qui n'atteint qu'environ 10%, est cohérent avec le signal faible détecté dans le chapitre précédent. En effet, l'influence de la surface marine sur les régimes de temps a été estimée à une diminution de 5% à 15% de leur persistance à partir de diagnostics sur les ensembles de simulations atmosphériques forcés E-AL, E-BL, E-NAO et E-AR.

### • Structure spatiale du signal

Pour chacune des expériences de sensibilité E-AL, E-BL, E-NAO et E-AR, les anomalies moyennes de température à 2 *m* (Fig. 4.3) sont associées à des anomalies de Z1000 (Figs. 4.4, 4.5, 4.6 et 4.7) dont la structure spatiale est très proche des anomalies de température à 2 *m* mais avec un signe opposé. Cependant, les anomalies de Z1000 n'atteignent le niveau de significativité à 95% qu'au cours des premiers jours. A partir d'un même jeu de conditions initiales, les différences entre les cinq simulations d'été sont initialement induites par les différences de conditions aux limites inférieures (SST) puis la nature chaotique de l'atmosphère (bruit atmosphérique) finit par masquer l'impact des SST. C'est pourquoi des anomalies significatives de Z1000 peuvent être détectées au cours des premiers jours d'été simulés mais pas par la suite. Pour chaque jour *t*, le test de significativité utilisé est basé sur une comparaison de l'amplitude de l'anomalie de Z1000 moyenne pour ce jour *t* calculée à partir des 100 membres, avec la variance des anomalies de Z1000 au sein de l'ensemble des 100 membres pour ce même jour *t*, une anomalie de Z1000 étant définie comme la différence de Z1000 entre l'expérience de sensibilité et l'expérience de contrôle E-CTL. Comme nous le verrons plus loin, les SST ne contribuent qu'à hauteur d'environ 5% à 10% à la variabilité atmosphérique ce qui rend difficile la détection de leur impact après les premiers jours de simulation.

Dans l'expérience E-AL (Fig. 4.4), une anomalie positive de Z1000 se développe de Terre-Neuve jusqu'à la mer Baltique tandis qu'une anomalie négative apparaît au sud. Ces anomalies sont masquées par la nature chaotique de l'atmosphère (le bruit atmosphérique) au bout de 7 jours. Dans l'expérience E-BL (Fig. 4.5), un tripôle longitudinal d'anomalies se forme, caractérisé par une anomalie négative couvrant l'Europe du nord associée à une anomalie positive dans l'Océan Atlantique nord et une anomalie négative à l'est de Terre-Neuve et de la côte américaine, ces anomalies étant masquées au bout de



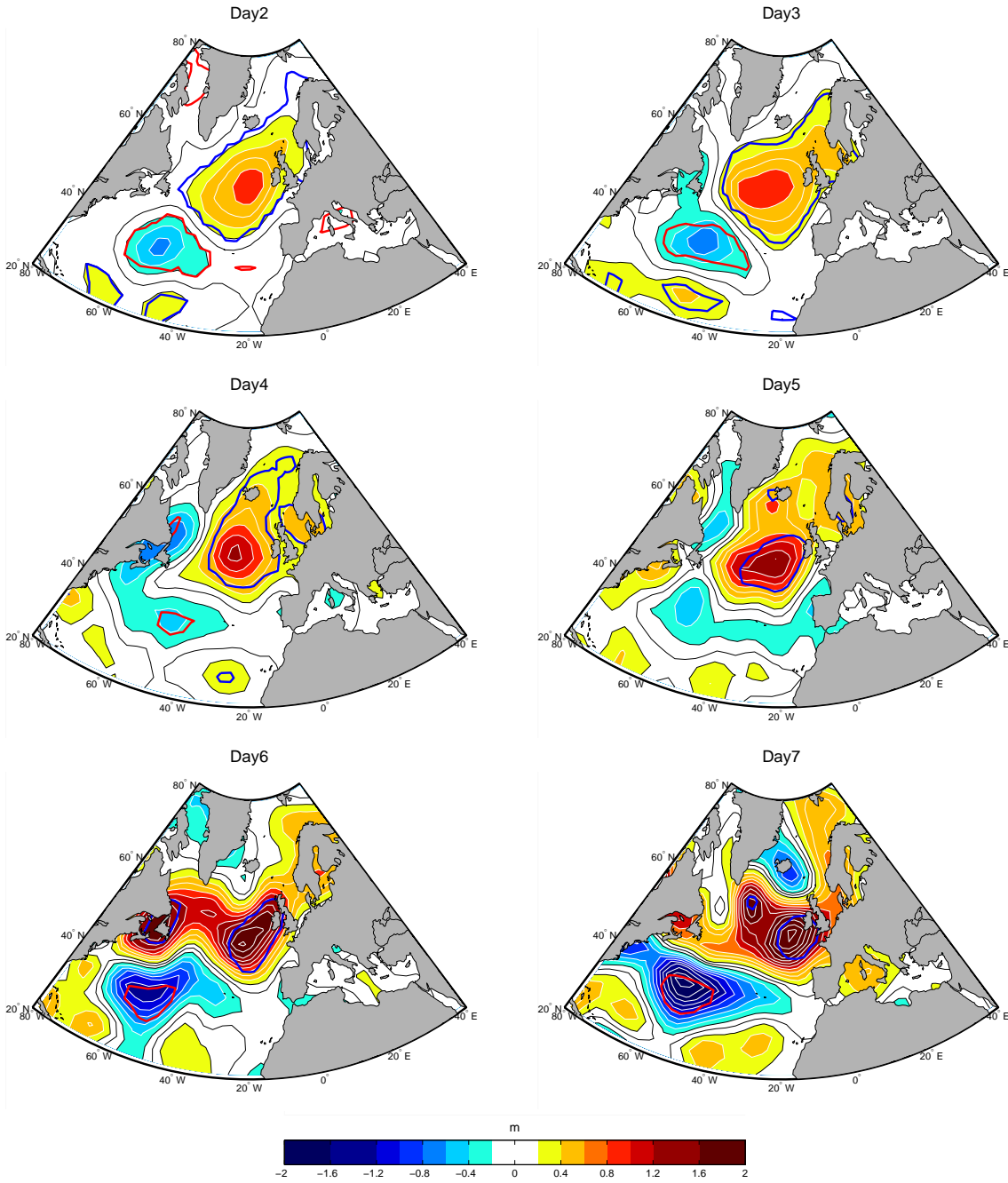


FIG. 4.4 – Différence moyenne de hauteur géopotentielle à 1000hPa entre E-AL et E-CTL pour différents jours de simulation à partir de la date initiale des ensembles. Intervalle entre les contours : 0.2 m. Les zones entourées d'un contour rouge (anomalies négatives) ou bleu (anomalies positives) correspondent à des anomalies significatives à 95%.

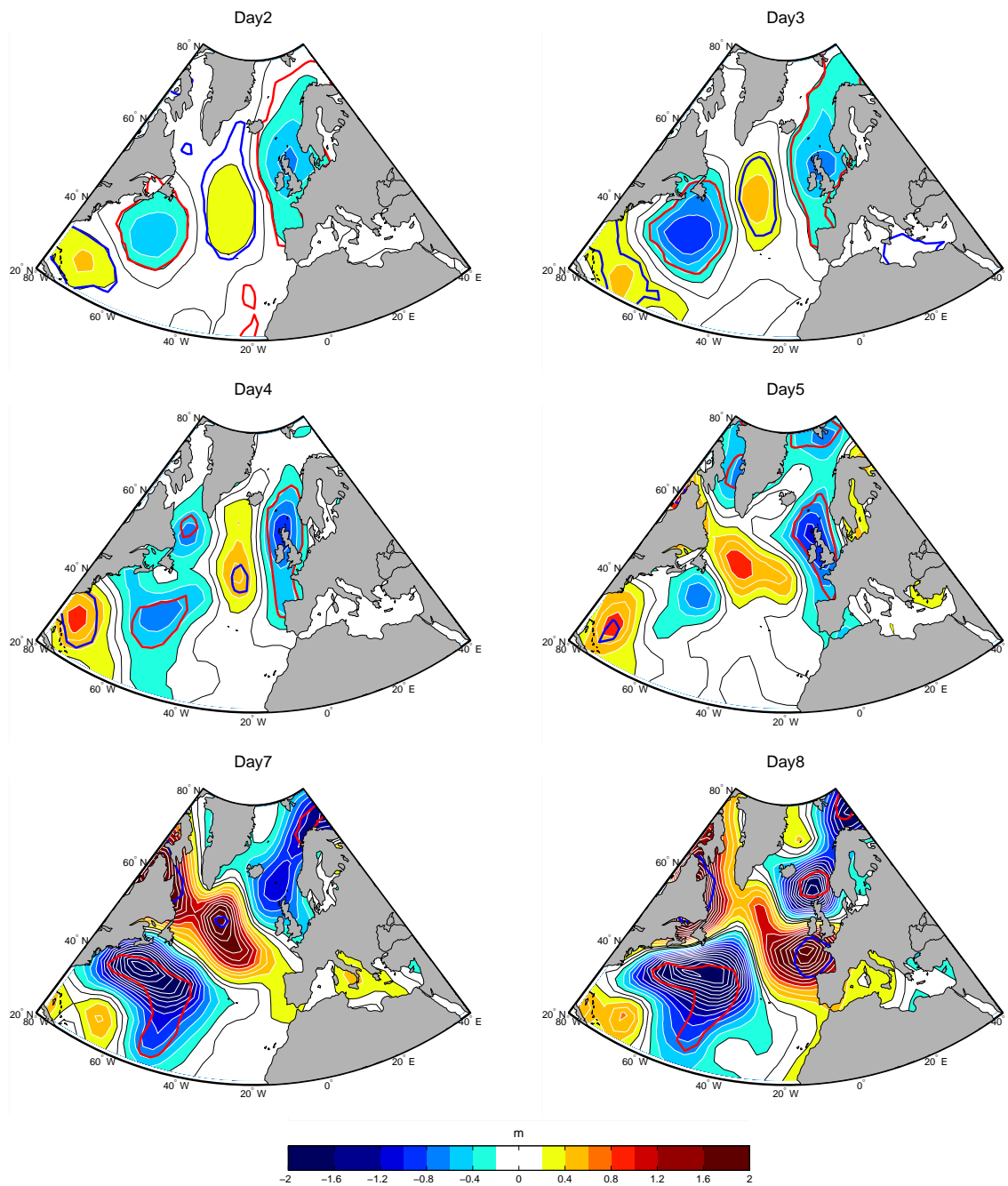


FIG. 4.5 – Différence moyenne de hauteur géopotentielle à 1000hPa entre E-BL et E-CTL pour différents jours de simulation à partir de la date initiale des ensembles. Intervalle entre les contours : 0.2m. Les zones entourées d'un contour rouge (anomalies négatives) ou bleu (anomalies positives) correspondent à des anomalies significatives à 95%.

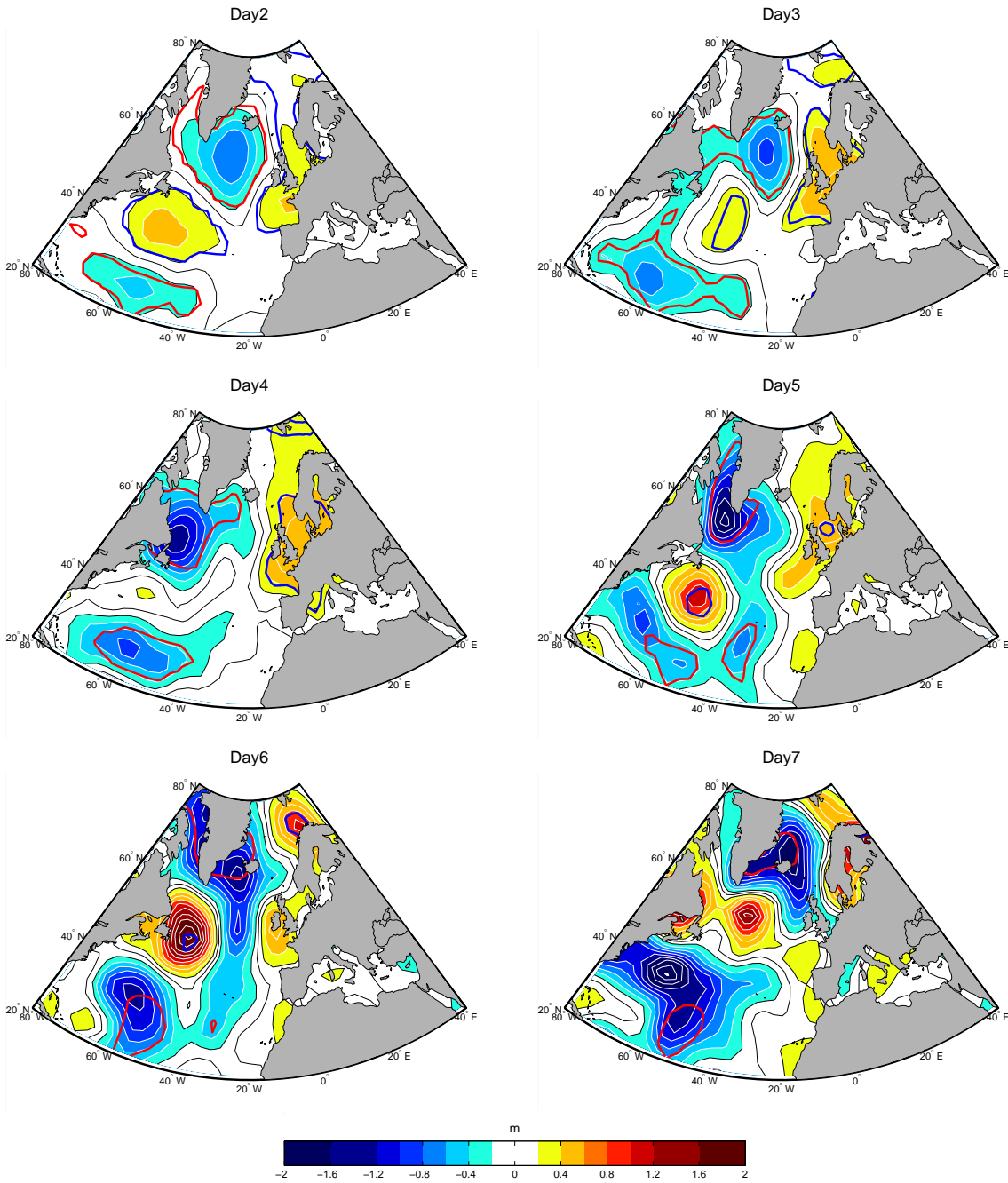


FIG. 4.6 – Différence moyenne de hauteur géopotentielle à 1000hPa entre E-NAO et E-CTL pour différents jours de simulation à partir de la date initiale des ensembles. Intervalle entre les contours : 0.2m. Les zones entourées d'un contour rouge (anomalies négatives) ou bleu (anomalies positives) correspondent à des anomalies significatives à 95%.

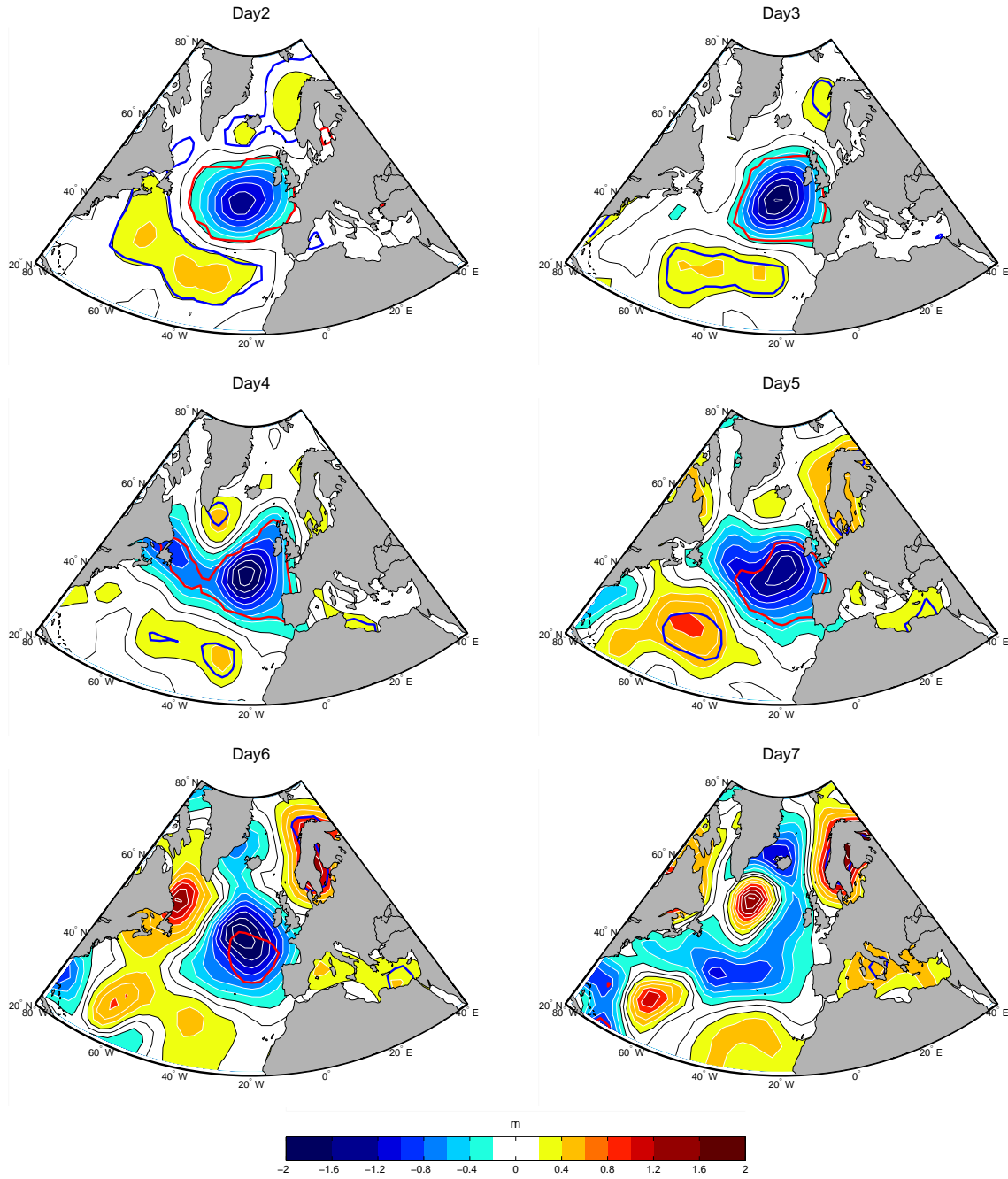


FIG. 4.7 – Différence moyenne de hauteur géopotentielle à 1000hPa entre E-AR et E-CTL pour différents jours de simulation à partir de la date initiale des ensembles. Intervalle entre les contours : 0.2m. Les zones entourées d'un contour rouge (anomalies négatives) ou bleu (anomalies positives) correspondent à des anomalies significatives à 95%.

seulement 6 jours. Dans l'expérience E-NAO (Fig. 4.6), une anomalie négative de Z1000 se développe au sud du Groenland et de l'Islande entourée d'anomalies positives de la côte américaine jusqu'à l'Europe du Nord mais la nature chaotique de l'atmosphère masque ces anomalies au bout de seulement 5 jours. Dans l'expérience E-AR (Fig. 4.7), une anomalie négative apparaît au centre de l'Océan Atlantique nord entourée d'anomalies positives qui sont masquées au bout de 7 jours.

Dans les expériences E-AL, E-BL, E-NAO et E-AR, les anomalies de Z1000 (Figs. 4.4, 4.5, 4.6 et 4.7) induites par les anomalies de SST imposées ont une structure spatiale proche des anomalies de Z500 associées respectivement au régime de Dépression Atlantique, de Blocage, de NAO- et de Dorsale Atlantique (Fig. 4.8) mais avec des signes opposés. La réponse atmosphérique aux anomalies de SST associées à chaque régime de temps tend donc à destabiliser ce même régime de temps. Ces résultats tendent donc à confirmer que la surface océanique opère une rétroaction négative sur chacun des régimes de temps, via les anomalies de SST générées et leur rétroaction sur l'atmosphère.

• **Discussion : Sur les hypothèses utilisées**

La réponse atmosphérique à court terme aux anomalies de SST induites par chaque régime de temps dans nos expériences de sensibilité est cohérente avec la relation proposée dans l'ouvrage de *Malardel* (2009). Cette relation est donc observée, dans le modèle d'atmosphère ARPEGE-climat, même si les hypothèses qui ont permis de l'obtenir ne sont pas strictement vérifiées, le modèle étant libre de générer des processus diabatiques ou de changements d'état au cours des simulations produites.

• **Discussion : Sur la conception des expériences**

Nous avons imposé comme conditions aux limites inférieures dans ces expériences de sensibilité les champs d'anomalies moyens de SST au cours des épisodes de chaque régime de temps. Les anomalies de SST "vues" par l'atmosphère au cours d'un épisode de chaque régime de temps correspondent plutôt à un champ d'anomalies de SST dont l'amplitude croît au cours de cet épisode. On s'attendrait donc à une réponse atmosphérique plus faible que celle observée sur les Figs. 4.4 à 4.7 au cours des 2 ou 3 premiers jours et plus importante au cours des 6 ou 7 derniers jours. La croissance au cours du temps de la réponse atmosphérique serait donc amplifiée par la croissance des anomalies de SST par rapport à la réponse que nous avons observée sur les Figs. 4.4 à 4.7. C'est peut-être la croissance au cours du temps de la réponse atmosphérique aux anomalies de SST qui est à l'origine de la transition précoce vers un autre régime de temps lorsque l'on tient compte de l'interaction avec la surface marine. Un certain seuil de réponse atmosphérique atteint au bout de quelques jours pourrait déclencher cette transition. Pour évaluer la validité de cette hypothèse, un deuxième ensemble d'expériences de sensibilité atmosphérique pourrait être produit. Nous décrirons ce jeu d'expériences complémentaires dans la section 4.2.5.

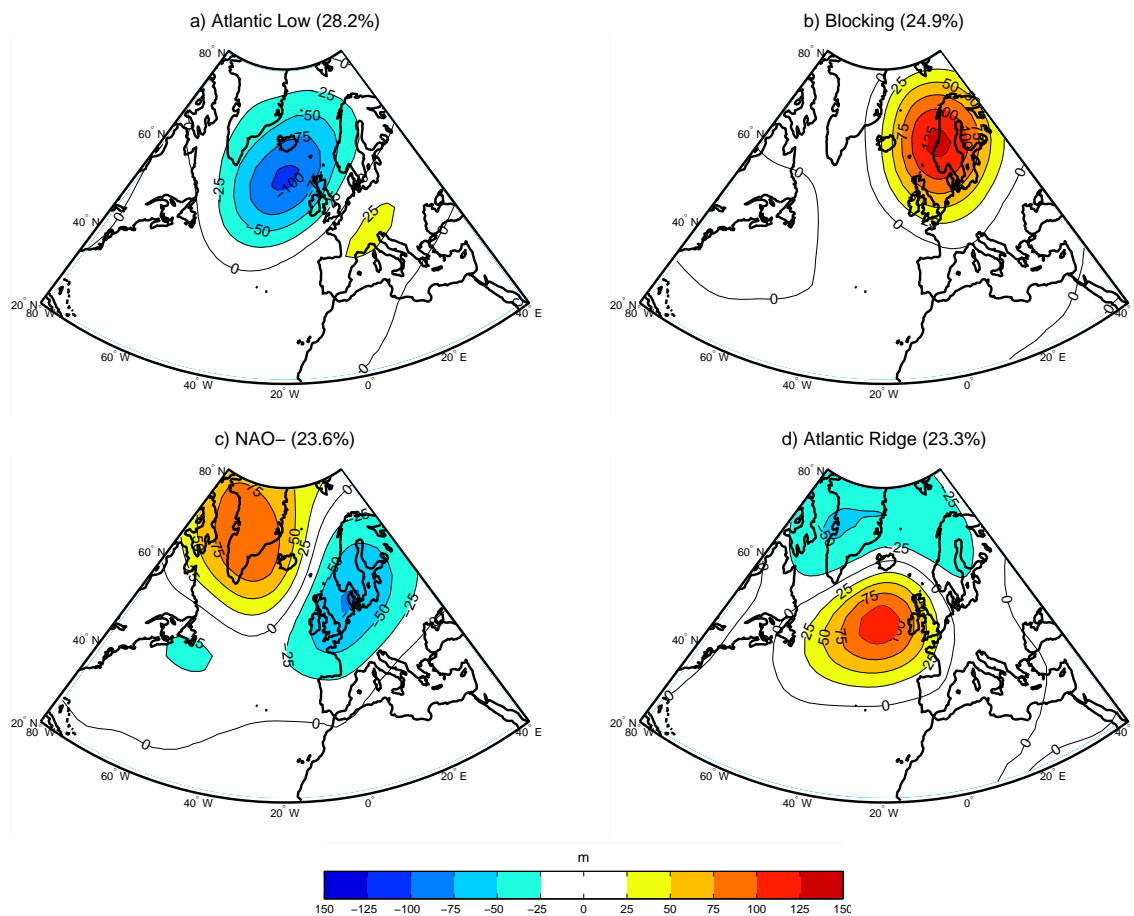


FIG. 4.8 – Composites des anomalies de Z500, en m, correspondant à chacun des quatre régimes calculés à partir des données de la réanalyse ERA40 sur le domaine NAE en été (juin-août). Les zones colorées correspondent à des anomalies significatives à 95%, suivant un test de bootstrap. a) Dépression Atlantique, b) Blocage, c) NAO-, d) Dorsale Atlantique. Intervalle entre les contours : 25 m.

#### 4.2.4 Transmission du signal vers la moyenne troposphère

- **Problèmes de détection liés à l'amplitude faible du signal**

La propagation du signal de la basse troposphère vers la moyenne troposphère s'est avérée très difficile à détecter. Le signal dans la basse troposphère est déjà très faible mais peut tout de même se distinguer de la variabilité interne atmosphérique, ce que l'on peut constater par les niveaux de significativité à 95% sur les Figs. 4.4 à 4.7. Dans les couches supérieures de l'atmosphère, on ne distingue plus de signal significatif. Ceci est probablement lié au fait que le signal est trop faible par rapport à la variabilité interne atmosphérique. On présentera donc dans cette section, seulement un faisceau d'indices tendant à montrer qu'il y a bien une propagation mais aucune preuve formelle de cette propagation.

- **Anomalies de Z500 associées aux anomalies de SST**

Le champ de hauteur géopotentielle moyenne à  $500hPa$  dans chacune des expériences de sensibilité estivales présente des anomalies d'environ  $5m$  par rapport à l'expérience de contrôle E-CTL (Fig. 4.9). Les anomalies de Z500 caractérisant les quatre régimes de temps atteignent plutôt des amplitudes de l'ordre de  $100m$ . Le signal moyen en moyenne troposphère en réponse aux anomalies de SST représente donc seulement 5% d'une anomalie typique associée à la variabilité de la circulation atmosphérique de grande échelle. De plus, les anomalies montrées sur la Fig. 4.9 n'atteignent pas le niveau de significativité à 90%. On peut tout de même noter que dans les expériences E-AL, E-NAO et E-AR, ces anomalies tendent à s'opposer respectivement aux régimes de Dépression Atlantique, de NAO- et de Dorsale Atlantique. En effet, on constate une zone d'anomalies positives de Z500 couvrant la partie Nord de l'océan Atlantique Nord dans l'expérience E-AL, une anomalie négative de Z500 au-dessus du Groenland accompagnée d'une anomalie positive de Z500 sur le nord de l'Europe dans l'expérience E-NAO et une anomalie négative de Z500 sur l'océan Atlantique dans l'expérience E-AR. Il faut bien noter qu'une forte incertitude est associée à ces estimations de l'impact des anomalies de SST sur le champ de Z500 car le niveau de significativité des anomalies de Z500 est très faible. Cependant, ces anomalies tendent à montrer que les anomalies de SST induites par chaque régime de temps tendent à destabiliser ces mêmes régimes de temps, ce qui est cohérent avec les diagnostics obtenus dans le chapitre précédent.

- **Anomalies de fréquence d'occurrence des régimes de temps associées aux anomalies de SST**

Dans chaque expérience, pour chaque jour d'été simulé, il est possible d'évaluer le nombre d'occurrences de chacun des régimes, en comptabilisant les occurrences obtenues

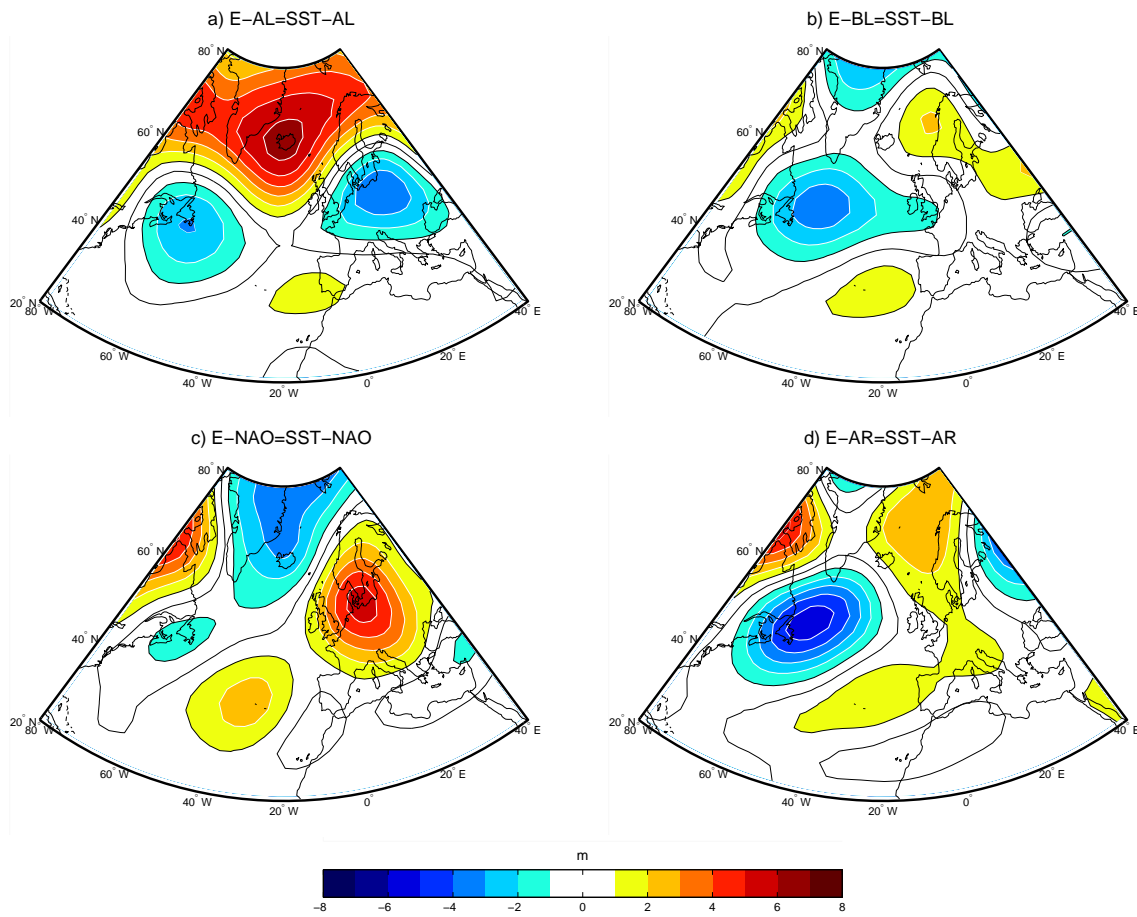


FIG. 4.9 – Différence moyenne de Z500 entre l'expérience a) E-AL (=SST-AL), b) E-BL (=SST-BL), c) E-NAO (=SST-NAO), d) E-AR (=SST-AR) et l'expérience E-CTL. Intervalle entre les contours : 2 m. Aucune des anomalies n'atteint le niveau de significativité à 90%



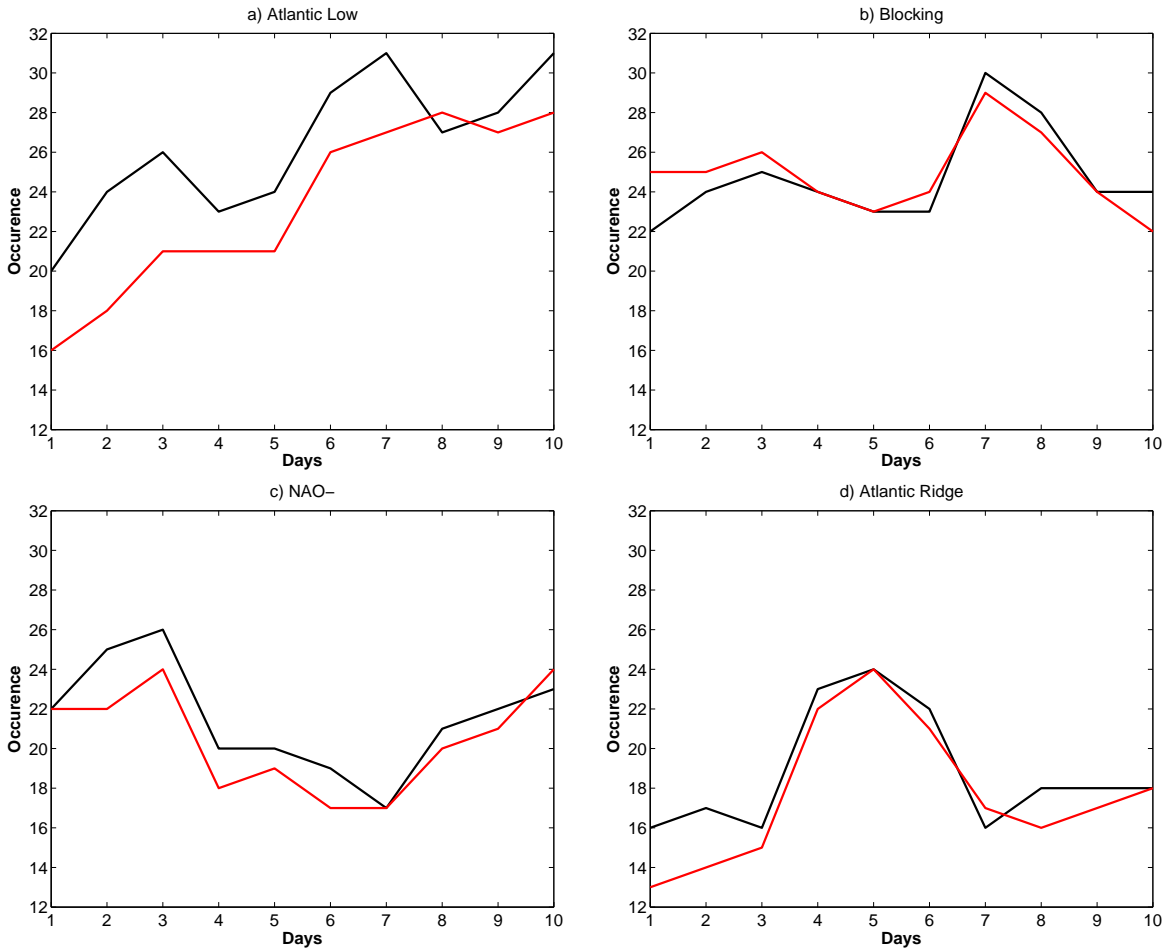


FIG. 4.10 – Sur les 100 étés simulés avec le modèle ARPEGE-climat, nombre d’occurrences a) du régime de Dépression Atlantique, b) du régime de Blocage, c) du régime NAO– et d) du régime de Dorsale Atlantique pour chacun des 10 premiers jours de simulation dans l’expérience E-CTL (en noir) et (en rouge) dans les expériences a) E-AL, b) E-BL, c) E-NAO et d) E-AR.

sur les 100 étés simulés. Selon les résultats du modèle ARPEGE-climat, au cours des sept premiers jours de simulation, le nombre d'occurrences du régime de Dépression Atlantique est plus faible de 2 à 5 jours (sur 100 jours) dans l'expérience E-AL que dans l'expérience de contrôle (Fig. 4.10a). Partant des mêmes conditions initiales, ces différences entre les deux expériences sont initialement induites par les différences de conditions aux limites inférieures (SST). Ces résultats tendent à confirmer la rétroaction négative de la surface océanique sur le régime de Dépression Atlantique. Cependant, cette rétroaction négative n'est observée qu'au cours des premiers jours simulés et est rapidement masquée par le bruit atmosphérique (au bout de 8 jours). Le cas du régime de Blocage est bien moins concluant (Fig. 4.10b). En ce qui concerne le régime NAO–, au cours des 7 premiers jours de simulation, le nombre d'occurrences du régime NAO– est également plus faible de 1 à 3 jours dans l'expérience E-NAO (en rouge sur la Fig. 4.10c) que dans l'expérience de contrôle. De même, au cours des 5 premiers jours de simulation, le nombre d'occurrences du régime de Dorsale Atlantique est plus faible de 1 à 3 jours dans l'expérience E-AR que dans l'expérience de contrôle (Fig. 4.10d). Ces deux derniers résultats tendent à confirmer la rétroaction négative de la surface océanique, cependant d'amplitude faible, sur le régime NAO– et sur le régime de Dorsale Atlantique.

### 4.2.5 Limites de l'étude

L'analyse des expériences de sensibilité atmosphérique E-AL, E-BL, E-NAO, E-AR en regard de l'expérience de contrôle E-CTL a montré que :

- ☞ la réponse aux anomalies de SST dans les basses couches troposphériques est détectable mais le signal est faible : on observe des anomalies de Z1000 d'environ 2 m alors que les anomalies typiques de Z1000 sont de l'ordre de 20 m. La rétroaction des anomalies de SST explique au maximum 10% de la variabilité de la circulation atmosphérique de grande échelle.
- ☞ la réponse aux anomalies de SST n'est pas détectable de façon significative en moyenne troposphère. On remarque cependant un signal faible qui tend à montrer que les anomalies de SST induites par chaque régime de temps tendent à destabiliser ce même régime de temps, ce qui est cohérent avec les diagnostics obtenus dans le chapitre précédent.

Le fait que le signal soit faible est également cohérent avec la faiblesse de l'amplitude de la rétroaction de la surface marine sur les régimes de temps détectée dans le chapitre précédent : la persistance des régimes de Dépression Atlantique, Blocage et NAO– est plus faible de 5% à 15% respectivement dans les expériences E-AL, E-BL et E-NAO par rapport à l'expérience de contrôle E-CTL. Dans le cas des résultats sur les régimes de Dépression Atlantique et de Blocage, nous avons alors noté que cette diminution de persistance n'atteint pas le niveau de significativité à 95%. Ce sont les diagnostics plus robustes effectués en comparant la simulation couplée C1h à la simulation de contrôle E-CTL, qui ont conduit à persévérer dans la recherche d'un mécanisme de rétroaction des

anomalies de SST sur les régimes de temps. Le fait que les résultats diagnostiqués dans le chapitre précédent sur les expériences forcées atmosphériques montrent un signal faible est très certainement à l'origine des difficultés rencontrées au cours de ce chapitre dans la détection de la propagation du signal vers la moyenne troposphère.

On peut certainement incriminer dans ces difficultés les limites des expériences de sensibilité conçues. En effet, les anomalies de SST imposées comme conditions aux limites inférieures dans les expériences de sensibilité E-AL, E-BL, E-NAO et E-AR correspondent à des anomalies moyennes associées à des épisodes respectivement de Dépression Atlantique, de Blocage, de NAO– et de Dorsale Atlantique. Cependant, l'atmosphère "voit" plutôt un champ d'anomalies qui évolue au cours du temps. En particulier, l'amplitude des anomalies augmente au cours du temps sous l'influence du forçage par le régime de temps. D'autre part, l'état initial de ces expériences de sensibilité ne correspond pas nécessairement au régime de temps sur lequel on veut tester l'impact du champ d'anomalies de SST. Ce caractère idéalisé et simplifié des expériences de sensibilité atmosphérique peut être à l'origine du signal faible et difficilement détectable dans ces expériences.

Pour aller plus loin, il serait intéressant de produire de nouvelles expériences de sensibilité pour lesquelles l'état initial des nouveaux ensembles de simulations E-AL, E-BL, E-NAO et E-AR serait choisi respectivement comme étant un jour d'occurrence respectivement du régime de Dépression Atlantique, de Blocage, de NAO– et de Dorsale Atlantique. De plus, au lieu de forcer le modèle d'atmosphère par des champs moyens d'anomalies de SST, il serait plus adéquat de le forcer avec des composites d'anomalies de SST évoluant au cours du temps conformément à l'évolution moyenne du champ de SST au cours d'un épisode du régime de temps dont on teste la sensibilité.

### 4.3 Les interactions entre régimes de temps et surface océanique dans la simulation couplée C1h

- **Comparaison des champs d'anomalies de SST associés à chaque régime de temps dans les simulations C1h et ERA1h**

La section 3.2.4 a fait l'objet d'une description des biais apparaissant dans les champs de SST forcés par chaque régime de temps dans la simulation océanique ERA1h par rapport aux données d'observations satellitaires fournies par la NOAA (*Reynolds et al.*, 2007). La conclusion de cette section a été que les biais majeurs sont localisés à l'est de Terre-Neuve ainsi que dans la mer du Labrador et dans la mer du Groenland, la variabilité intrasaisonnière des SST étant représentée de façon réaliste par le modèle CNRMOM1D dans le reste de bassin Atlantique Nord. Les anomalies de SST qui apparaissent lors d'épisodes de chacun de quatre régimes de temps dans la simulation couplée C1h présentent

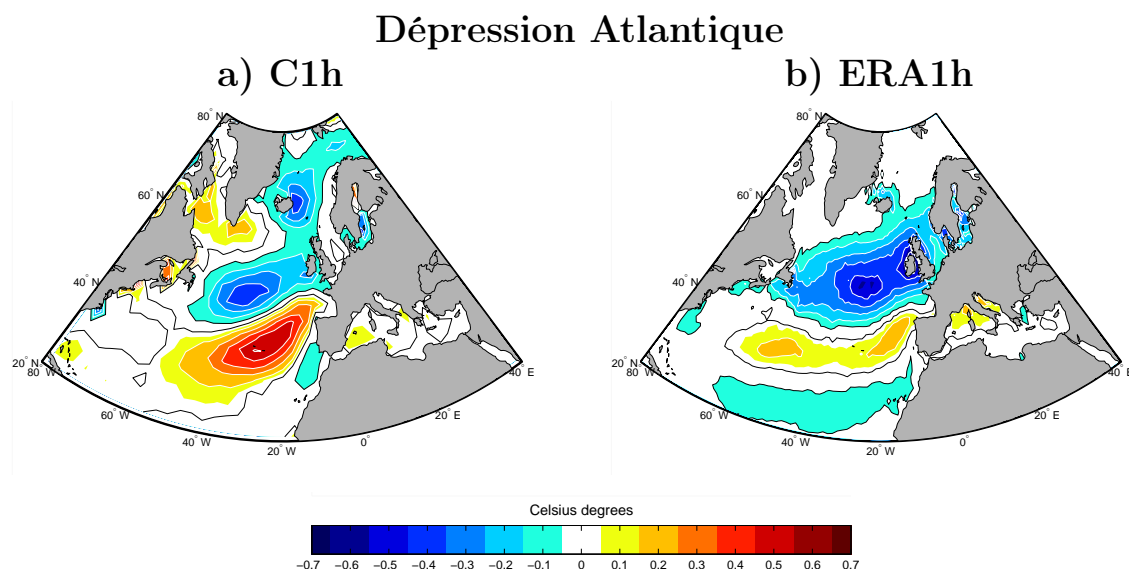


FIG. 4.11 – Composites des anomalies de SST pour les jours d’occurrence de la Dépression Atlantique : a) dans la simulation C1h, b) dans la simulation ERA1h. Intervalle entre les contours :  $0.1^{\circ}\text{C}$ .

des biais supplémentaires par rapport à ceux obtenus dans la simulation ERA1h. Nous nous limiterons dans cette section à la présentation des biais supplémentaires apparaissant dans la simulation C1h. Les anomalies de SST qui apparaissent lors d’épisodes de chacun de quatre régimes de temps dans la simulation couplée C1h sont donc comparées dans cette section avec les anomalies de SST forcées par ces mêmes régimes de temps dans la simulation ERA1h (Fig. 4.11 à 4.14). Nous proposons ci-dessous quelques pistes pour tenter d’expliquer ces biais.

Lors d’un épisode de Dépression Atlantique (Fig. 4.11), on observe dans la simulation C1h comme dans la simulation ERA1h, l’apparition d’une bande d’anomalies négatives qui s’étend de Terre-Neuve jusqu’à la mer Baltique accompagnée au sud par une bande d’anomalies positives de la côte américaine jusqu’à la Péninsule Ibérique. Les différences majeures entre ces deux champs consistent en une sous-estimation de l’amplitude de l’anomalie négative et une surestimation de l’amplitude de la bande positive dans la simulation C1h par rapport à la simulation ERA1h. Rappelons que nous avons constaté dans la section 3.1.2 une sous-estimation des anomalies de Z500 associées à la Dépression Atlantique dans la simulation C1h par rapport aux données ERA40. Dans la section 3.2.2, la partie ouest de l’anomalie négative associée au régime de Dépression Atlantique a été majoritairement attribuée à une anomalie d’advection de masses d’air froides polaires vers cette zone. Ainsi, une sous-estimation de cette advection d’air froide liée à une sous-estimation de la Dépression Atlantique serait cohérente avec la sous-estimation de l’anomalie négative de SST dans la simulation C1h. Il est en revanche plus difficile d’expliquer les disparités

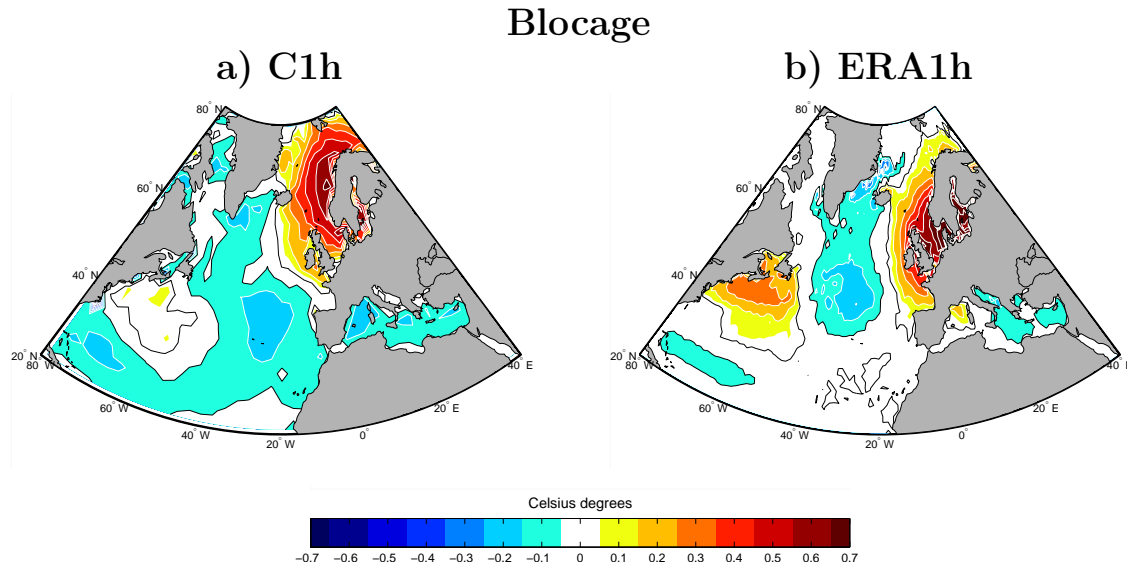


FIG. 4.12 – Composites des anomalies de SST pour les jours d’occurrence de Blocage : a) dans la simulation C1h, b) dans la simulation ERA1h. Intervalle entre les contours :  $0.1^{\circ}\text{C}$ .

entre les simulations C1h et ERA1h près de la Péninsule Ibérique. En effet, cette zone ne correspond pas à la zone où les anomalies de circulation de grande échelle liées à la Dépression Atlantique sont prédominantes.

Lors d’un épisode de Blocage, une zone d’anomalies positives de SST au nord et à l’ouest de l’Europe se développe dans les deux simulations C1h et ERA1h. Cependant, le coeur de cette anomalie est décalé d’environ  $15^{\circ}$  vers le nord dans la simulation C1h par rapport à la simulation ERA1h. Nous avons noté dans la section 3.1.2 que la cellule anticyclonique associée au Blocage est centrée sur la Péninsule Britannique plutôt que sur la Péninsule Scandinave dans la simulation C1h. Ce décalage est accompagné d’un deuxième biais : une anomalie cyclonique trop creusée sur le Groenland. Cette anomalie cyclonique peut favoriser le transport de masses d’air chaudes vers les mers nordiques et donc favoriser le décalage de l’anomalie positive de SST vers le nord dans la simulation C1h.

Lors d’un épisode de NAO–, on observe dans la simulation C1h comme dans la simulation ERA1h l’apparition d’une zone d’anomalies positives au sud du Groenland accompagnée d’anomalies négatives le long de la côte américaine ainsi qu’au nord de l’Europe. La disparité majeure entre ces deux champs consiste en une extension trop marquée de l’anomalie positive de SST au sud du Groenland vers la zone subtropicale dans la simulation C1h. Dans la section 3.1.2, nous avons constaté un décalage du centre cyclonique situé au-dessus de l’Europe du Nord vers le Golfe de Gascogne dans la simulation C1h. Nous

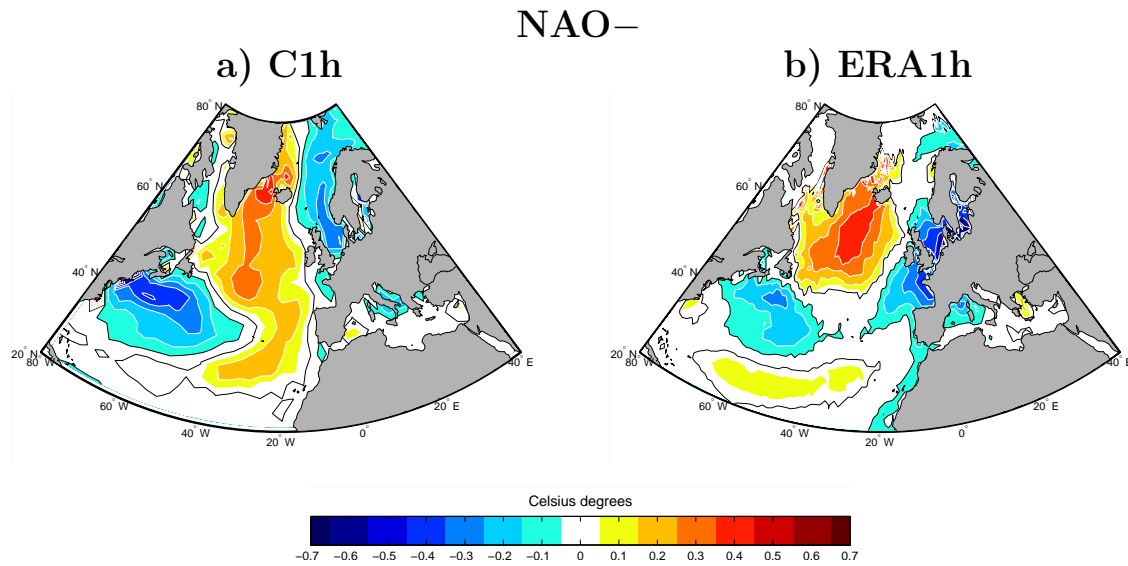


FIG. 4.13 – Composites des anomalies de SST pour les jours d’occurrence de la NAO– : a) dans la simulation C1h, b) dans la simulation ERA1h. Intervalle entre les contours :  $0.1^{\circ}\text{C}$ .

avons vu dans le section 3.2.2 que les anomalies de transport d’humidité et de couverture nuageuse jouent un rôle important dans l’apparition de l’anomalie négative à l’ouest de la Péninsule Ibérique dans la simulation ERA1h. Le décalage du centre cyclonique dans la simulation C1h pourrait affecter la trajectoire des tempêtes et ainsi les anomalies de SST à l’ouest de la Péninsule Ibérique. Cependant, des analyses complémentaires sur la trajectoire des tempêtes et leurs conséquences dans ces deux simulations seraient nécessaires pour valider cette hypothèse.

Enfin, lors d’un épisode de Dorsale Atlantique, une zone d’anomalies positives de SST apparaît au centre de l’océan Atlantique Nord entourée d’anomalies négatives dans les deux simulations ERA1 et C1h. On observe une sous-estimation de l’anomalie positive ainsi que de l’anomalie négative située au sud dans la simulation C1h. La sous-estimation de l’anomalie positive de SST est cohérente avec la sous-estimation par de moitié environ des anomalies de Z500 associées à la Dorsale Atlantique dans la simulation C1h que nous avons montré dans la section 3.1.2. Cependant, il est difficile d’expliquer la surestimation de l’anomalie négative située au sud. Des analyses complémentaires sur le bilan des flux de chaleur sur la couche de mélange océanique dans la simulation C1h seraient nécessaires.

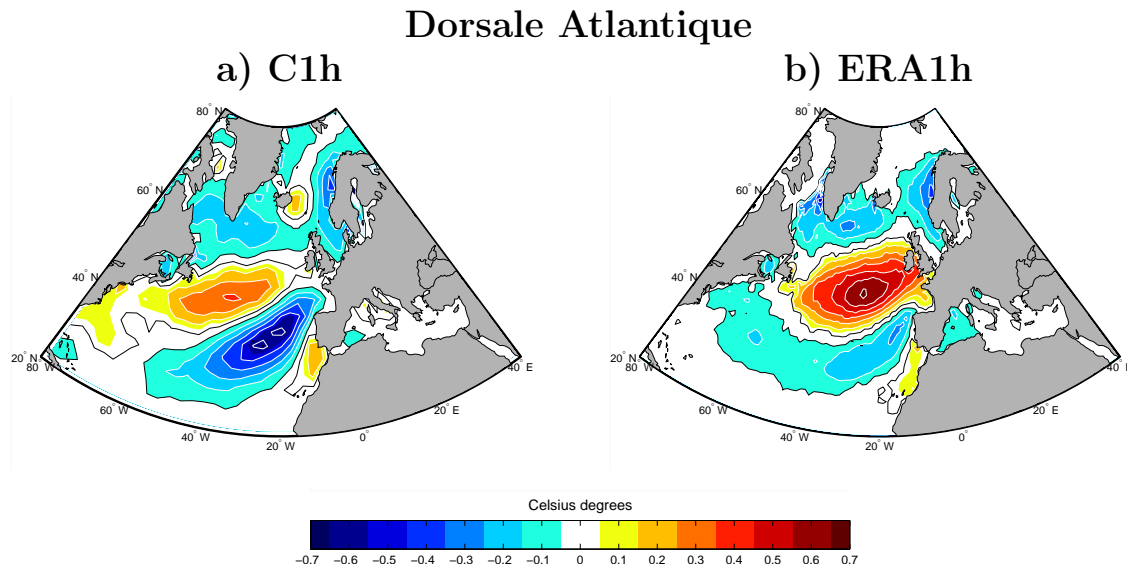


FIG. 4.14 – Composites des anomalies de SST pour les jours d’occurrence de la Dorsale Atlantique : a) dans la simulation C1h, b) dans la simulation ERA1h. Intervalle entre les contours :  $0.1^{\circ}\text{C}$ .

• Discussion sur l’origine des biais des champs de SST associés à chaque régime de temps dans la simulation C1h

Nous avons proposé dans la section précédente certaines pistes pour expliquer les biais des champs d’anomalies de SST associés à chacun des quatre régimes de temps dans la simulation C1h. Cependant, ces divers éléments ne sont que des propositions de mécanismes et il est essentiel pour statuer sur les causes de ces biais de réaliser des études quantitatives sur les différences de transports de chaleur et d’humidité atmosphérique entre la simulation C1h et les données de la réanalyse ERA40 puis de compléter ces analyses par une comparaison des bilans de flux de chaleur s’appliquant à la couche de mélange entre les simulations C1h et ERA1h.

Cette section a recensé les différences de champs d’anomalies de SST associées à chaque régime de temps entre les simulations ERA1h et C1h. Les expériences de sensibilité E-AL, E-BL, E-NAO et E-AR analysées dans la section 4.2 ont été forcées par les champs d’anomalies de SST tirés de la simulation ERA1h. Les différences entre les champs d’anomalies de SST issus des simulations C1h et ERA1h peuvent donc affecter la réponse atmosphérique décrite dans la section 4.2. Les implications de ces différences de champs d’anomalies de SST sur la rétroaction de la surface marine sur les régimes de temps dans la simulation C1h sont décrites dans la section suivante.

### • Cohérence entre les structures spatiales des anomalies de SST et celles des régimes de temps

Les anomalies de SST associées au régime de Blocage dans la simulation C1h (Fig. 4.12) présentent les biais les moins marqués parmi celles associées aux quatre régimes de temps par rapport aux observations de la NOAA. La structure spatiale de ce champ d'anomalies de SST se projette quasiment parfaitement sur la structure des anomalies de Z500 associées au régime de Blocage (Fig. 4.8) mais avec des anomalies opposées. La rétroaction de la surface marine sur le régime de Blocage est ainsi la rétroaction dont l'amplitude est la plus forte : la persistance du régime de Blocage est plus faible d'environ 1,5 jour dans la simulation C1h que dans la simulation forcée de contrôle E-CTL (Tab. 3.3).

Les champs d'anomalies de SST associées au régime de Dépression Atlantique et au régime NAO– présentent tous deux des biais plus marqués que dans le cas du régime de Blocage. Dans le cas du régime de Dépression Atlantique, l'anomalie négative dans l'océan Atlantique Nord est sous-estimée (Fig. 4.11). Dans le cas du régime NAO–, l'anomalie négative à la latitude 40°N n'est pas assez étendue zonalement (Fig. 4.13). La structure spatiale de ces anomalies de SST se projette moins bien que dans le cas du régime de Blocage sur celle des anomalies de Z500 associées à chacun des deux régimes. La rétroaction de la surface marine sur les régimes de Dépression Atlantique et de NAO– a donc une amplitude plus faible que celle sur le Blocage : la persistance de ces deux régimes est plus faible d'environ 1 jour dans la simulation C1h que dans la simulation forcée de contrôle E-CTL (Tab. 3.3).

Enfin, le champ d'anomalies de SST associées au régime de Dorsale Atlantique présente les biais les plus marqués. L'anomalie positive dans l'océan Atlantique Nord est trop peu étendue et d'amplitude sous-estimée dans l'expérience C1h (Fig. 4.14), et l'anomalie négative au sud est surestimée. Ce champ d'anomalies de SST se projette moins bien que dans le cas des autres régimes sur le champ d'anomalies de Z500 associé au régime de Dorsale Atlantique. Ainsi, on ne détecte pas de rétroaction de la surface marine sur le régime de Dorsale Atlantique (Tab. 3.3).

### • Discussion : Rôle de la cohérence entre structure spatiale des anomalies de SST et des régimes de temps

Des expériences de sensibilité aux anomalies de SST associées à chaque régime de temps ont également été réalisées avec le modèle d'atmosphère LMDZ3.3 (*Li and Conil, 2003*). Aucun signal significatif de réponse de ce modèle d'atmosphère n'a été détecté dans ces expériences de sensibilité. On pourrait attribuer ce résultat aux différences de structures spatiales entre les régimes de temps simulés par le modèle d'atmosphère ARPEGE-climat et le modèle d'atmosphère LMDZ3.3. En effet, le modèle d'atmosphère LMDZ3.3 présente des biais dans la localisation des anomalies de Z500 associées à chaque régime de temps. Cependant, des analyses complémentaires de ces expériences de sensibilité sont



nécessaires pour expliquer les différences de réponse entre les deux modèles d'atmosphère.

## 4.4 Comparaison avec les résultats d'autres études

Les études précédentes visant à déterminer la réponse atmosphérique à des anomalies de SST extratropicales ont montré que les réponses obtenues peuvent être très différentes selon le modèle d'atmosphère utilisé, la saison ou l'échelle temporelle considérée (*Kushnir et al.*, 2002; *Hurrell et al.*, 2006) comme cela a été développé en section 4.2.1. *Peng et al.* (1995), *Peng and Whitaker* (1999) et *Peng and Robinson* (2001) ont tenté d'expliquer ces différences de réponse. Les études de *Peng et al.* (1995) et *Peng et al.* (1997) suggèrent que la réponse atmosphérique est dépendante de la saison considérée du fait des variations de l'état moyen climatologique au cours de l'année. Une étude de sensibilité des régimes de temps hivernaux au couplage avec la surface marine a également été effectuée au cours de cette thèse, pour comparaison avec l'étude de sensibilité des régimes de temps estivaux. Cette étude est présentée en Annexe D. La principale conclusion de cette étude est que les régimes de temps hivernaux sont moins sensibles au couplage avec la surface marine que les régimes de temps estivaux essentiellement pour trois raisons : 1) la profondeur de couche de mélange est plus importante en hiver qu'en été donc les anomalies journalières de SST sont environ de moitié plus faibles en hiver qu'en été, 2) les anomalies d'extension de la glace de mer associées à chaque régime de temps perturbent les interactions entre les régimes de temps et la surface océanique, 3) la variabilité de la circulation atmosphérique de grande échelle est environ deux fois plus importante en hiver qu'en été. Aux échelles de temps de l'ordre de quelques jours, on observe une dépendance à la saison des mécanismes d'interactions océan-atmosphère comme l'ont observé *Peng et al.* (1995) et *Peng et al.* (1997) à des échelles de temps supérieures au mois.

*Peng and Robinson* (2001) suggèrent que la réponse atmosphérique est dépendante de la variabilité interne atmosphérique simulée par le modèle, les anomalies de SST ayant tendance à exciter les modes propres atmosphériques. Les régimes de temps pouvant être perçus comme des modes propres atmosphériques, les résultats de *Peng and Robinson* (2001) peuvent expliquer que l'on puisse détecter une sensibilité des régimes de temps aux anomalies de SST imposées dans nos expériences de sensibilité, à des échelles de temps de seulement quelques jours, bien que le signal soit faible. Le régime de Dorsale Atlantique étant le moins bien simulé par le modèle d'atmosphère ARPEGE-climat, à la fois en termes d'amplitudes et en termes de structure spatiale (voir section 3.1.2), la théorie de *Peng and Robinson* (2001) pourrait expliquer que l'on n'ait pas détecté d'influence du couplage avec la surface marine sur ce régime.

*Kushnir and Lau* (1992) se sont intéressés à la réponse transitoire de l'atmosphère à des anomalies de SST. Ils montrent que la réponse à une anomalie négative de SST au cours des 90 premiers jours est une anomalie dépressionnaire barotrope au-dessus de l'anomalie de SST. Les résultats obtenus dans ce chapitre ne sont donc pas cohérents avec

les leurs dans le cas d'anomalies négatives de SST. En imposant une anomalie positive de SST, *Kushnir and Lau* (1992) ne détectent cependant aucune réponse de l'atmosphère. Dans notre cas, la réponse de l'atmosphère aux anomalies de SST n'est pas asymétrique : elle est aussi faible pour un anomalie négative de SST que pour une anomalie positive. Cependant, leur réponse transitoire concernent la réponse moyenne au cours des 90 premiers jours de simulation. Les échelles de temps considérées sont plus longues que celles étudiées ici.

*Cassou et al.* (2004b) ont étudié l'impact d'anomalies de SST sur la fréquence d'occurrence des quatre régimes de temps hivernaux à partir de simulations forcées du modèle ARPEGE-climat d'une durée de 30 ans pour lesquelles les champs d'anomalies de SST sont imposés de décembre à mai. Les champs d'anomalies de SST imposés dans nos expériences E-NAO et E-AL sont respectivement similaires aux champs d'anomalies imposés dans leurs expériences MIDLAT+ et MIDLAT-. La fréquence d'occurrence du régime NAO- (Dépression Atlantique) est diminuée de 3 à 4% (par rapport à une fréquence d'environ 23 à 26%) dans l'expérience MIDLAT+ (MIDLAT-) par rapport à l'expérience de contrôle. Ces résultats sont en accord avec la rétroaction négative de la surface marine sur les régimes de Dépression Atlantique et de NAO- constatée ici.

De plus, le champ d'anomalies de SST imposé dans l'expérience E-NAO a une structure spatiale proche du champ d'anomalies de SST estival nommé "Fer à cheval" (Fig. 1.12) mais avec des anomalies de signes opposés. *Cassou et al.* (2004a) comparent 3 ensembles de 30 simulations forcées du modèle ARPEGE-climat à juillet à mars en ajoutant ou retranchant les anomalies "Fer à Cheval" du 15 juillet au 15 décembre aux conditions de surface dans les deux expériences de sensibilité par rapport à l'expérience de contrôle. Leurs résultats montrent que le champ d'anomalies estival "Fer à Cheval" est capable de favoriser une phase négative de la NAO l'hiver suivant. Selon cette étude, la réponse atmosphérique, déclenchée par des modifications de l'activité tourbillonnaire, n'apparaît qu'à partir du mois d'octobre. Nous avons montré que ce champ d'anomalies de SST aurait tendance à favoriser le régime NAO- à des échelles de temps de quelques jours mais le signal de réponse atmosphérique est très faible. Les résultats présentés ici suggèrent donc que la réponse atmosphérique proposée par *Cassou et al.* (2004a) pourrait être seulement amplifiée à partir du mois d'Octobre plutôt que déclenchée à ce moment-là.

*Pena et al.* (2004) effectuent des diagnostics statistiques sur les champs de SST et de vorticité à 850 hPa journaliers donnés par les réanalyses NCEP-NCAR (*Kalnay et al.*, 1996; *Kistler et al.*, 2001) en considérant que les données fournies par la réanalyse NCEP représentent les interactions océan-atmosphère. Ils effectuent pour comparaison les mêmes diagnostics sur une simulation atmosphérique forcée du modèle d'atmosphère utilisé pour produire les réanalyses par les mêmes champs journaliers de SST. Ces diagnostics montrent que les anomalies journalières de vorticité sont moins persistantes dans les moyennes latitudes si les interactions océan-atmosphère sont représentées. Ces résultats semblent cohérents avec ceux obtenus dans cette thèse. Cependant, ils expliquent ce résultat par le fait

que lorsque le modèle d'atmosphère est forcé par des anomalies journalières de SST, la rétroaction des anomalies de circulation atmosphérique sur les anomalies de SST n'est pas représentée. Nous avons constaté dans le chapitre précédent que la persistance des régimes de Dépression Atlantique, de Blocage et de NAO– est plus faible dans la simulation C1h que dans l'ensemble de simulations E-CTL. Cependant, l'ensemble de simulations E-CTL a été forcé avec une climatologie mensuelle de SST et pas des données journalières de SST comme l'ont fait *Pena et al.* (2004). Leur explication n'est donc pas valable dans notre cas.

*Mosedale et al.* (2006) étudient les liens hivernaux entre les séries temporelles journalières de SST et de l'indice NAO. Leur analyse statistique montre que lorsque l'on utilise des séries temporelles de SST de la zone du Gulf Stream, l'autocorrélation décalée entre la SST et l'indice NAO décroît plus lentement qu'une décroissance exponentielle pour des décalages entre les deux séries temporelles de plus de 10 jours. Cette analyse montre que la variabilité des SST dans la région du Gulf Stream tendrait à favoriser la persistance du mode NAO–. Ces résultats sont en contradiction avec ceux montrés dans ce chapitre. Cependant, aucun mécanisme n'est proposé dans l'étude de *Mosedale et al.* (2006) pour expliquer ce lien entre SST dans la région du Gulf Stream et NAO. Il est donc difficile d'évaluer les raisons pour lesquelles les résultats obtenus ici sont différents de ceux proposés par *Mosedale et al.* (2006).



# Synthèse

## ① Questions posées

✍ Par quel mécanisme, les anomalies de SST associées à chaque régime de temps sont-elles générées ?

✍ Par quel mécanisme ces anomalies de SST peuvent-elle rétroagir sur les régimes de temps ?

✍ Les mécanismes extraits à partir des simulations forcées sont-ils cohérents avec ceux que l'on observe en mode couplé ?

## ② Méthodologie

✍ Les mécanismes impliqués dans la génération des anomalies de SST associées à chaque régime de temps sont analysés à partir de la simulation océanique ERA1h forcée par les données de la réanalyse ERA40. Des composites de différents champs atmosphériques (température à 2 m, couverture nuageuse), de différents flux de surface (flux non solaire, flux solaire) et de la tendance totale en SST associés à chaque régime de temps sont effectués pour analyser ces mécanismes.

✍ La recherche d'un mécanisme de rétroaction des anomalies de SST sur les régimes de temps est effectuée à partir de comparaisons entre :

1. les ensembles de simulations de sensibilité atmosphériques forcées pour lesquelles les anomalies de SST induites par chaque régime de temps sont ajoutées aux conditions aux limites inférieures de la simulation E-CTL : E-AL, E-BL, E-NAO, E-AR.
2. l'ensemble de simulations de contrôle E-CTL.

✍ Les mécanismes proposés à partir des analyses des simulations forcées sont confrontés avec les interactions océan-atmosphère qui apparaissent en mode couplé à partir d'une analyse des champs d'anomalies de SST associés à chaque régime de temps dans la simulation C1h. Les différences pour chaque champs d'anomalies de SST entre les simulations C1h et ERA1h sont évaluées. On compare ensuite l'amplitude détectée dans le chapitre précédent de la rétroaction de la surface marine sur la persistance de chacun des régimes de temps avec la cohérence spatiale de ces champs d'anomalies de SST et des champs d'anomalies de Z500 associés à chaque régime de temps.

### ③ Résultats obtenus

✍ Les anomalies de transport de chaleur atmosphérique associées à chaque régime de temps constituent le principal facteur expliquant les anomalies de température atmosphérique à  $2m$ . Les anomalies de couverture nuageuse résultent des anomalies de transport d'humidité et de chaleur atmosphérique associées à chaque régime de temps. Nous avons ensuite remarqué que les anomalies de flux non solaire sont principalement pilotées par les anomalies de température à  $2m$  et les anomalies de flux solaire par les anomalies de couverture nuageuse. Nous avons ensuite évalué qualitativement la contribution des anomalies de flux non solaire, de flux solaire et de flux d'entraînement de chaleur à la base de la couche de mélange à la génération des anomalies de SST associées à chaque régime de temps.

✍ La rétroaction des anomalies de SST sur les régimes de temps qui les ont induites peut s'expliquer dans le cadre d'une troposphère idéalisée à tourbillon potentiel constant. Sous cette hypothèse, une anomalie positive (négative) de température à  $2m$  est associée à une anomalie négative (positive) de Z1000 maximale au sol et dont l'amplitude décroît avec l'altitude. C'est la réponse qui est effectivement obtenue dans les expériences de sensibilité E-AL, E-BL, E-NAO et E-AR, malgré un signal faible. La correspondance entre la structure spatiale des anomalies de température à  $2m$  induites par les conditions de surface et la structure spatiale des anomalies de hauteur géopotentielle à 1000hPa (Z1000) associée à chaque régime de temps explique le signe et l'amplitude de la rétroaction.

✍ L'analyse de la simulation couplée C1h montre que les biais des champs d'anomalies de SST associés à chaque régime de temps affectent la correspondance entre la structure spatiale de ces anomalies de SST et celle des anomalies de hauteur géopotentielle à 1000hPa (Z1000) associée à chaque régime de temps. Cette correspondance pilote l'amplitude de la rétroaction. Le régime de temps pour lequel l'amplitude de la rétroaction est la plus forte (faible) est le régime de Blocage (Dorsale Atlantique).

#### ④ Perspectives

✍ Pour compléter l'analyse de la section 4.1, il serait intéressant de réaliser un bilan sur la couche de mélange afin de quantifier séparément la contribution du flux solaire, du flux non solaire ainsi que du flux d'entraînement de chaleur à la base de la couche de mélange dans la génération des anomalies de SST associées à chaque régime de temps.

✍ Nous avons mis en évidence dans la section 4.2 les difficultés rencontrées dans la détection du signal de rétroaction des anomalies de SST sur les régimes de temps. Nous avons supposé que ces difficultés pouvaient être attribuées à la conception des études de sensibilité atmosphérique. Un nouvel ensemble d'expériences de sensibilité plus représentatif pourrait être produit pour tenter de pallier à ces difficultés. On choisirait dans les nouvelles expériences de sensibilité E-AL, E-BL, E-NAO et E-AR un état initial étant un jour d'occurrence respectivement du régime de Dépression Atlantique, de Blocage, de NAO- et de Dorsale Atlantique. Il nous faudrait, pour faire ceci un jeu de conditions initiales beaucoup plus large que celui utilisé dans ce chapitre, pour avoir suffisamment de membres pour obtenir des résultats robustes d'un point de vue statistique. De plus, au lieu de forcer le modèle d'atmosphère par des champs moyens d'anomalies de SST, il serait plus adéquat de le forcer avec des composites d'anomalies de SST évoluant au cours du temps conformément à l'évolution moyenne du champs de SST au cours d'un épisode du régime de temps dont on teste la sensibilité.

✍ Lors de l'analyse des champs d'anomalies de SST associés à chaque régime de temps dans la simulation C1h, nous avons proposé quelques pistes pour tenter d'expliquer les biais observés. Pour déterminer l'origine de ces biais, il serait intéressant de réaliser des études quantitatives sur les différences de transports de chaleur et d'humidité atmosphérique entre la simulation C1h et les données de la réanalyse ERA40 puis de compléter ces analyses par une comparaison des bilans de flux de chaleur s'appliquant à la couche de mélange entre les simulations C1h et ERA1h.

✍ Une étude de sensibilité du modèle d'atmosphère LMDZ3.3 (*Li and Conil, 2003*) aux anomalies de SST associées à chaque régime de temps a également été effectuée. Aucun signal significatif de réponse de ce modèle d'atmosphère n'a été détecté. On pourrait attribuer ce résultat aux différences de structures spatiales entre les régimes de temps simulés par le modèle d'atmosphère ARPEGE-climat et le modèle d'atmosphère LMDZ3.3. Cependant, des études complémentaires de comparaison entre ces deux modèles seraient nécessaires pour expliquer les différences entre les réponses obtenues.





## Deuxième partie

# Impact des variations diurnes océaniques sur les plus longues échelles temporelles



# Chapitre 5

## Analyse de simulations océaniques forcées : impact des variations diurnes océaniques sur la variabilité intrasaisonnière des températures de surface

### 5.1 Objectifs et méthode

L'impact potentiel des variations diurnes océaniques sur la variabilité intrasaisonnière des SST a été évoqué dans le chapitre d'introduction. Cette thématique a été explorée dans la zone tropicale (*Shinoda and Hendon, 1998; Bernie et al., 2005; Shinoda, 2005; Bernie et al., 2007*) mais très peu dans les moyennes latitudes alors que le cycle diurne peut aussi y avoir une amplitude importante en été (*Kawai and Wada, 2007; Kennedy et al., 2007*). *Bernie et al. (2005)* et *Shinoda (2005)* ont montré que la prise en compte du cycle diurne océanique induit une augmentation d'environ 20% de l'amplitude de la variabilité des SST dans les tropiques. L'étude conduite dans ce chapitre vise à vérifier d'une part si les résultats obtenus par *Bernie et al. (2005)* et *Shinoda (2005)* sont reproductibles avec le modèle CNRMOM1D et d'autre part d'étendre ces analyses aux moyennes latitudes. La compréhension des processus physiques induisant ces interactions d'échelles temporelles est également un objectif-clé de ces analyses.

Cette étude s'appuie sur la simulation numérique utilisée pour la validation du modèle et présentée dans la section 2.3.1. Nous avons vu dans le chapitre 2 qu'une haute résolution verticale combinée à un forçage avec un pas de temps de 1h du flux solaire permet de simuler un cycle diurne océanique, bien que l'amplitude du réchauffement diurne soit sous-estimée. Cette simulation nommée ERA1h est comparée avec une simulation, nommée ERA24h, forcée avec un pas de temps de 1 jour et dans laquelle les variations

## Analyse de simulations océaniques forcées : impact des variations diurnes 182 océaniques sur la variabilité intrasaisonnière des températures de surface

---

Fréquence de couplage ou forçage	1h	24h
Simulation forcées	ERA1h	ERA24h
Simulation couplées	C1h	C24h

TAB. 5.1 – Tableau récapitulant les expériences réalisées avec le modèle CNRMOM1D. En orange sont les expériences dont traite le chapitre 5

diurnes océaniques ne sont donc pas simulées. La comparaison des séries temporelles de moyenne journalière de SST entre ERA1h et ERA24h permet d'évaluer l'impact des variations diurnes océaniques sur la SST moyenne journalière, en termes d'amplitude et de persistance de cette correction, puis de diagnostiquer les facteurs responsables de cet impact. Pour mieux comprendre les processus non linéaires de mélange turbulent à l'origine de cette interaction entre échelles temporelles diurnes et intrasaisonnières, nous effectuons des expériences de sensibilité en considérant une seule colonne du modèle CNRMOM1D, que nous soumettons à une série de forçages idéalisés. Les résultats de cette étude sont présentés sous forme d'un article en préparation pour *Journal of Climate*.

## 5.2 Article : Impact of the ocean diurnal variations on the intraseasonal variability of Sea Surface Temperatures in the Atlantic Ocean

Virginie Guemas<sup>1,2</sup> & David Salas-Mélias<sup>1</sup> & Masa Kageyama<sup>2</sup> & Hervé Giordani<sup>1</sup> & Aurore Voltaire<sup>1</sup>

1 - CENTRE NATIONAL DE RECHERCHES MÉTÉOROLOGIQUES/GROUPE D'ETUDE DE L'ATMOSPHERE MÉTÉOROLOGIQUE, MÉTÉO-FRANCE, CNRS, TOULOUSE, FRANCE

2 - LABORATOIRE DES SCIENCES DU CLIMAT ET DE L'ENVIRONNEMENT, UMR 1572, CEA-CNRS-UVSQ, GIF-SUR-YVETTE, FRANCE

In preparation for *Journal of Climate*

---

### Abstract

This study investigates the non linear processes by which the ocean diurnal variations can affect the intraseasonal sea surface temperature (SST) variability in the Atlantic Ocean. The CNRMOM1D 1-dimensional ocean model is forced with ERA40 (ECMWF

Re-Analysis) surface fluxes over the 1959-2001 period with a 1-hour frequency in solar heat flux in a first simulation and with a daily forcing frequency in a second simulation. This model has 124 vertical levels with a vertical resolution of 1m near the surface. The comparison between both experiments highlights an impact of the ocean diurnal variations on the intraseasonal SST variability both in the Tropics and in the mid-latitudes. The daily mean temperature can be corrected by about 0.3°C to 0.5°C if the ocean diurnal variations are represented and this correction persists for 15 to 40 days in the midlatitudes and more than 60 days in the Tropics. The mechanism of "rectification" proposed by *Bernie et al.* (2005) and *Shinoda* (2005) is found to be robust in the Tropics. In the mid-latitudes, diurnal variations in wind stress and non solar heat flux are shown to affect the daily mean SST. For example, a weak wind stress or non solar heat flux toward the atmosphere during the second half of the day combined with an intense one during the first half preconditions for a shallow mixed layer. The following day, as heat is trapped near the surface, the daily mean surface temperature is higher than if these diurnal variations in wind stress or non solar heat flux toward the atmosphere were not resolved.

### 5.2.1 Introduction

Sea Surface Temperature (SST) variations play a key role in climate dynamics as they influence the heat exchanges between the atmosphere and the ocean. On average, the SST differs from the mixed layer temperature by about 0.1°C (*Grodsky et al.*, 2008) and thus SST is related to the heat content of the ocean mixed layer. As a large potential source of heat and moisture, the ocean mixed layer can influence the atmospheric modes of variability. Previous studies emphasized the role of the surface ocean on the atmospheric circulation variability in the North Atlantic European region on daily (*Guemas et al.*, 2008, 2009c) to seasonal timescales (*Czaja and Frankignoul*, 1999, 2002; *Terray and Cassou*, 2002; *Drévilion et al.*, 2001, 2003; *Cassou et al.*, 2004a,b). For instance, the North Atlantic Oscillation (NAO) (*Hurrell et al.*, 2003) which constitutes the main mode of variability in the North-Atlantic European region, responds to SST anomalies in the tropical North Atlantic Ocean (*Terray and Cassou*, 2002; *Drévilion et al.*, 2003; *Cassou et al.*, 2004b) via an enhancement of the Hadley cell and a propagation of the stationary-wave activity from the subtropics into the mid- to high latitudes (*Terray and Cassou*, 2002). On a timescale of a few days, the North Atlantic Ocean produces a weak negative feedback on the negative phase of the North Atlantic Oscillation (*Guemas et al.*, 2008). These examples highlight the role of the surface ocean in modulating the atmospheric state.

A better understanding of the processes driving the SST variability is necessary for improving our understanding of the coupling with atmospheric variability. On the high frequency part of the SST variability spectrum, we find the diurnal SST variations of which the diurnal cycle of solar radiation due to the Earth's rotation (*Sverdrup et al.*, 1942; *Roll*, 1965) is the leading order cause. While SST anomalies on subseasonal to in-

terannual timescales can reach approximately 1°C, diurnal variations can reach 3°C in the Tropics (*Fairall et al.*, 1996; *Soloviev and Lukas*, 1997) and even reach 6°C to 8 °C in extreme cases (*Gentemann et al.*, 2008; *Merchant et al.*, 2008). These extreme ocean diurnal warmings can cover regions extending up to 1000 km (*Gentemann et al.*, 2008). Could these ocean diurnal variations affect the SST variability on longer timescales ?

### • Description of the ocean diurnal cycle

We recall here some characteristics of the ocean diurnal cycle. The diurnal variations in mixed layer depth results from the competing effects of the stabilising processes like the absorption of solar heat flux and the destabilising processes such as convective and shear driven turbulent mixing. During the night, as no solar heat flux reaches the surface, the density profile is mixed with underlying layers and the mixed layer reaches its greatest depth just before sunrise. The sunrise causes a rapid shoaling of the mixed layer which accelerates the warming of the surface as the absorbed heat is mixed on a shallower and shallower layer. The minimum in mixed layer depth occurs at about midday and the maximum in sea surface temperature at around 3pm. During the day, the penetration of solar heat flux also contributes to build a stable stratification below the mixed layer. As the sun goes down, the stabilising effect of the solar heat flux decreases and the stratification below the mixed layer is slowly eroded. As the mixed layer deepens, its heat content is mixed downward and the sea surface temperature decreases. The turbulent mixing intensifies during the night and the stratification built up during the day is more or less eroded depending on the intensity of the non solar heat flux and the wind stress.

Diurnal SST variations are therefore primarily induced by the atmospheric forcing, in particular by the solar heat flux. The surface response to this forcing is far from being linear as the vertical mixing in the ocean redistributes the input heat with an amplitude depending on the intensity of turbulence. The level of turbulence depends on the balance between the competing effects of the precipitation and the solar heat flux on one hand, which tend to stratify the upper ocean, and the wind stress, the non solar heat flux and the evaporation on the other hand (*Soloviev and Lukas*, 2006). The non-linearity of the SST response to the atmospheric forcing implies that the daily mean impact of the atmosphere on the ocean can potentially not be reduced to the impact of the daily mean atmosphere on the ocean.

### • Climate impacts of the ocean diurnal cycle in the Tropics

In the Tropics, the ocean diurnal warming can induce an increase in the net surface heat flux toward the atmosphere of more than 50 W/m<sup>2</sup> during the day, under clear sky and calm conditions (*Fairall et al.*, 1996; *Ward*, 2006). Hence, the ocean diurnal cycle can feedback onto the atmosphere and take part in atmosphere-ocean coupling mechanisms. For instance, the SST diurnal variations can affect the life cycle of tropical convective clouds (*Chen and Houze*, 1997; *Woolnough et al.*, 2000; *Dai and Trenberth*, 2004) and the

atmospheric profiles of heat, moisture and cloud properties (*Clayson and Chen, 2002*). *Deser and Smith (1998)* have also shown that the zonally symmetric diurnal cycle of equatorial wind divergence is sensitive to SST diurnal variations. Furthermore, recent studies suggest that resolving the SST variability on diurnal timescales can significantly modulate the amplitude of SST variability on subseasonal timescales (*Shinoda and Hendon, 1998; Bernie et al., 2005; Shinoda, 2005; Bernie et al., 2007; Bellanger, 2007*) or even longer timescales (*Danabasoglu et al., 2006*) and improve the representation of ocean-atmosphere coupled modes of variability, such as the Madden-Julian Oscillation (amplitude of SST anomalies) (*Bernie et al., 2005, 2008*) (phase of the MJO) (*Woolnough et al., 2007*) or the ENSO (frequency spectrum) (*Danabasoglu et al., 2006*).

*Shinoda and Hendon (1998)* and *Bernie et al. (2005)* suggest a mechanism, illustrated by the schematic shown in Fig. 5.1, to explain the impact of the ocean diurnal cycle on the intraseasonal SST variability in the Tropics. The SST time series in blue correspond to a simulation forced every hour (continuous line) and a simulation forced every day (dotted line). The daily mean temperatures of each experiment are plotted in red as segment lines covering the whole day. For *Shinoda and Hendon (1998)* and *Bernie et al. (2005)*, the night temperatures are roughly the same whenever the ocean diurnal cycle is taken into account or not. Thus, the two simulations differ mostly during daytime. Indeed, as turbulent mixing reaches its strongest intensity during the night when the stabilising effect of the solar heat flux absorption disappears, this mixing totally clears the mixed layer memory of its shallowing during the preceding day. Consequently, the temperature profiles of the two experiments are the same during the night. During the day, the shallow mixed layer in the afternoon is associated with a peak in temperature so that the daily mean temperature is higher if the diurnal cycle is taken into account (continuous line) than if not (dotted line). The difference in daily mean temperature between both experiments is represented by a green arrow on Fig. 5.1 and is defined as *dtemp*. The larger the diurnal warming, the larger *dtemp* is. This relies on the hypothesis that the turbulent mixing is strong enough during the night to clear the mixed layer memory and the mixed layer is shallow enough during the day so that the stratification is easily eroded during the following night. This behaviour of the ocean column is demonstrated by *Shinoda (2005)* by performing heat and turbulence budget at the Improved Meteorological Instrument (IMET) mooring site (1.45°S, 156°E) during TOGA-COARE (*Webster and Lukas, 1992*).

*Bernie et al. (2005)* and *Shinoda (2005)* focused on a region where the intraseasonal variability is dominated by the MJO (1.45°S, 156°E). On the one hand, the days for which the cloud cover is sparse are days for which the surface solar irradiance is large. The daily mean temperature (in red) is higher than its seasonal mean (red arrow). Furthermore, the days for which the surface solar irradiance is large are also days for which the diurnal warming is large and *dtemp* (green arrow) is high, i.e. the daily mean temperature is higher if the ocean diurnal cycle is simulated than if not. On the other hand, the days for which the surface solar irradiance is weak are days for which the daily mean temperature (in red) is lower than its seasonal mean (red arrow). These days are also days for which

Analyse de simulations océaniques forcées : impact des variations diurnes  
186 océaniques sur la variabilité intrasaisonnière des températures de surface

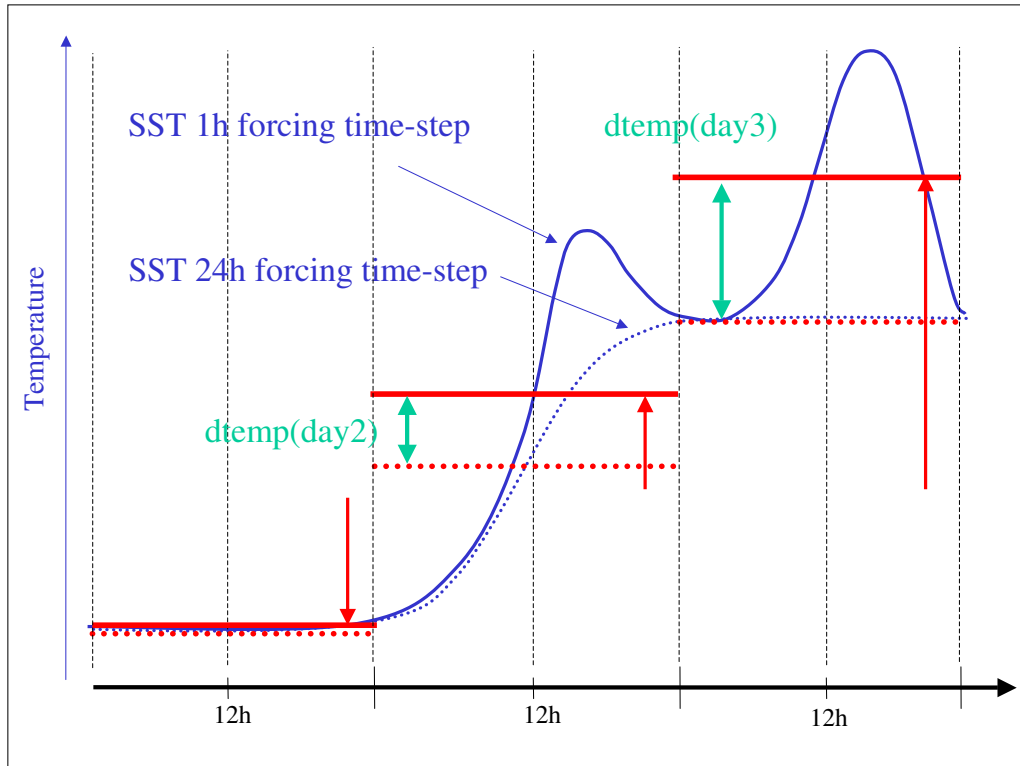


FIG. 5.1 – Schematic summarising Bernie et al (2005) and Shinoda (2005)'s theory. Continuous line : experiment forced every hour. Dotted line : experiment forced every day. Horizontal lines : Daily mean SSTs. Red arrows : differences between the daily mean temperature in the experiment forced on a hourly time step and its seasonal mean. Green arrows : differences between the daily mean temperature in the experiment forced on a hourly time step and in the experiment forced on a daily time step.



there is no diurnal warming and *dtemp* is 0. Consequently, the days of positive anomaly in surface temperature relative to the seasonal mean (red arrow) are also days for which *dtemp* is high (green arrow). Days of negative anomaly in surface temperature are days for which *dtemp* equals 0. As a result, the variability in daily surface temperature is larger in the experiment taking into account the ocean diurnal cycle (red continuous lines) than in the experiment that does not (red dotted lines). Thus, taking into account the ocean diurnal cycle tends to enhance the intraseasonal variability. *Shinoda and Hendon* (1998) quantify this enhancement to about 20% while *Bernie et al.* (2005) quantify it to 40%. This result is illustrated by Fig. 3 in *Bernie et al.* (2005). In a following study, *Bernie et al.* (2007) used an ocean general circulation model with high vertical resolution (1 m near the surface) to confirm the 20% increase of the intraseasonal SST variability when representing the ocean diurnal cycle in the 5°S-5°N, 60°E-180°E region.

• **Climate impacts of the ocean diurnal cycle in the midlatitudes**

Using satellite data, *Kawai and Wada* (2007) show that the diurnal warming amplitude, computed from skin temperature, is about 0.75°C year round in the Tropics but also exceeds 0.75°C in most of the mid-latitudes in summer. Using drifting buoys, *Kennedy et al.* (2007) show that the diurnal warming amplitude, computed from 25 cm depth temperature, is rather about 0.5°C year round in the Tropics but also reaches 0.5°C in the mid-latitudes in summer. The differences between both studies can be explained by the strong temperature gradient in the uppermost meter of the ocean (*Yokoyama et al.*, 1995; *Soloviev and Lukas*, 1997; *Ward*, 2006; *Kawai and Wada*, 2007). *Deschamps and Frouin* (1984) found diurnal warming amplitudes of more than 3°C in the Mediterranean Sea. *Flament et al.* (1994) showed that the diurnal warming amplitude can exceed 6°C near California. *Cornillon and Stramma* (1985) and *Stramma et al.* (1986) observed diurnal warming amplitudes of 4°C near the Azores. *Gentemann et al.* (2008) listed values of extreme diurnal warming given by MODIS satellite of 5.9°C East of Newfoundland, 7.1°C near the East American coast and 7.0°C near the Iberian Peninsula. *Merchant et al.* (2008) found extreme diurnal warmings of 6°C in the Mediterranean Sea using EUMETSAT satellite data. They also found events of diurnal warming exceeding 4°C over extents of about 40 km. For *Gentemann et al.* (2008), diurnal warming events between 5°C and 7°C can be spatially coherent over areas extending up to 1000 km. Being large-scale patterns, these extreme diurnal warmings could affect climate variability on longer timescales. Furthermore, *Gentemann et al.* (2008) showed that most of the extreme diurnal warmings occur in the summer midlatitudes, not in the Tropics, because light winds occur most frequently in the summer midlatitudes than in the Tropics.

Using NOAA/AVHRR (National Oceanic and Atmospheric Administration/Advanced Very High Resolution Radiometer) satellite data, *Cornillon and Stramma* (1985) showed an example for the North Atlantic where the monthly mean SST was higher by about 0.2°C in the case diurnal SST variations were taken into account compared to the case in which they were ignored. This difference reduces the net heat flux entering the ocean

## Analyse de simulations océaniques forcées : impact des variations diurnes 188 océaniques sur la variabilité intrasaisonnière des températures de surface

by about  $5 W/m^2$ . *Fairall et al.* (1996) and *Ward* (2006) indicated that the net heat flux from the ocean to the atmosphere can increase by  $50 W/m^2$  to  $60 W/m^2$  during daytime under clear and calm conditions.

The studies presented above show that the ocean diurnal cycle can have an impact on the intraseasonal variability in the Tropics. The more recent studies showing large diurnal warmings in the midlatitudes imply a potential extension of the role of the ocean diurnal variations to the mid-latitudes and highlight an obvious need for a better understanding of the processes controlling the interactions between the diurnal SST variations and SST variability on longer timescales.

### • Aim of this study

Up to now, the oceanic and atmospheric general circulation models used to produce climate simulations exchange data once a day. Thus, the diurnal cycle simulated in the atmosphere is not transmitted to the ocean which receives daily mean forcings and the ocean diurnal variations are not modelled. The studies cited above show that this simplification could bias the SST variability and the estimations of the surface heat fluxes on intraseasonal timescales. Here, we aim at diagnosing the amplitude of the correction in daily mean SST induced by the representation of the ocean diurnal cycle along with the persistence of this correction. We then investigate the non linear processes due to turbulent mixing by which the ocean diurnal variations affect the daily mean SST and in turn the surface heat fluxes in the midlatitudes. While most of the previous studies on the ocean diurnal cycle focused on the Tropics, we extend these analyses to the midlatitudes.

This study has been designed in this prospect, i.e. to better understand the role of the ocean diurnal variations on the intraseasonal SST variability in the Atlantic Ocean. These analyses are conducted by comparing two simulations run with a 1-dimensional Turbulent Kinetic Energy (TKE) ocean model based on the parametrisation from *Gaspar et al.* (1990), forced with the ERA40 atmospheric reanalyses data (*Gibson et al.*, 1997; *Uppala et al.*, 2004) over the 1959-2001 period (<http://www.ecmwf.int/products/data/technical/index.html>). One simulation resolves the ocean diurnal variations with a forcing frequency of 1 hour while the other is forced with a frequency of 1 day as classically done in coupled ocean-atmosphere general circulation models.

The paper is organized as follows : The ocean model and the forced simulations are presented in section 2. Section 3 presents diagnostics of the role of the ocean diurnal variations on the SST variability on subseasonal timescales and seeks factors that can be involved in such an interaction. Section 4 presents some idealized sensitivity experiments designed to investigate the physical processes by which the ocean diurnal variability can affect the daily mean SST. Section 5 and 6 are respectively dedicated to discussions and conclusions.

### 5.2.2 Model and simulations

The ocean model used in this study is the 1-dimensional CNRMOM1D (Centre National de Recherches Météorologiques Ocean Model 1-dimensional) ocean model. The sea ice model GELATO3 (*Salas-Mélia*, 2002), used in a thermodynamic mode, is embedded in the CNRMOM1D ocean model. This ocean-sea ice model is driven by surface fluxes from ERA40 reanalyses over the 1959-2001 period.

- **The CNRMOM1D ocean model**

The CNRMOM1D ocean model is based on the vertical mixing scheme developed by *Bougeault and Lacarrère* (1989) for the atmospheric boundary layer and adapted to the ocean by *Gaspar et al.* (1990). In this formulation, the vertical mixing coefficients are based on the calculation of two turbulent length scales representing the upward and downward conversions of turbulent kinetic energy into potential energy. The second-order moments are expressed as a function of the turbulent kinetic energy, which is computed via a prognostic equation. This 1.5 turbulence closure parametrization has been validated against observational data from buoys at diurnal to interannual timescales in various locations, for example at stations PAPA (50°N, 145°W), LOTUS (34°N, 70°W) and buoy Marisonde launched at 156°E and 1°S during the TOGA-COARE campaign (*Gaspar et al.*, 1990). *Gaspar et al.* (1990) show that the amplitude of the diurnal cycle and the amplitude of the SST variations on daily timescales in the Sargasso Sea (34°N, 70°W) computed by this turbulent mixing scheme are realistic. The temporal incrementation follows an implicit scheme which guarantees the temporal stability of the model. This initial model core has been embedded in more complex models and used in oceanographic studies such as those of *Caniaux et al.* (2005) focusing on the surface flux estimates and *Giordani et al.* (2005a,b, 2006) focusing respectively on the assimilation of geostrophic currents, the heat budget and the vertical velocity in the oceanic upper layers during the POMME experiment.

The vertical profile of solar absorption is a crucial point in the representation of the stabilisation processes in the upper ocean. The parameterization of solar absorption therefore plays a major role in the representation of the diurnal cycle of SST (*Kantha and Clayson*, 1994; *Sui et al.*, 1997; *Ward*, 2006). *Shinoda* (2005) showed that the diurnal warming amplitude, defined as the difference between the daily maximum and nocturnal minimum temperatures, can turn out to be twice as high between two different water types as described by *Jerlov* (1976), when solar absorption is parametrized according to *Paulson and Simpson* (1977). Recently, *Ohlmann* (2003) developed a new parametrization of the solar transmission function depending on the chlorophyll concentration. *Ohlmann* (2003)'s results show that the bias in the solar transmission profile can be reduced by 50% to 90% compared to the *Paulson and Simpson* (1977) parametrization. *Ohlmann* (2003)'s parametrization has been implemented in the CNRMOM1D model to optimize the representation of the diurnal cycle of SST. The chlorophyll concentration was speci-

fied as a 12-month climatology derived from satellite ocean color measurements from the SEAWIFS project. In addition to the original parameterization, all the solar radiation that reaches the ocean bottom is equally spread between the vertical levels. This choice avoids disturbing the vertical profile of solar absorption, compared to *Ohlmann (2003)*'s results.

As this model does not take into account advective processes, it is much less computationally expensive than 3-dimensional ocean models resolving all physical and dynamical processes. This allows to perform simulations with a high horizontal and vertical resolution. The model has been run on a regular T159 grid, equivalent to horizontal resolution of  $1.125^\circ$ . The choice of the vertical resolution is based on the results from *Bernie et al. (2005)*. They performed a sensitivity study of the diurnal warming amplitude simulated by the *Large et al. (1994)*'s KPP ocean model to its vertical resolution. The diurnal warming amplitude increases rapidly with top layers vertical resolution up to a critical value in model level thickness of  $1\text{ m}$ . The simulated diurnal warming amplitude then saturates (their Fig. 10). To explain this result, they analyse the sensitivity to the vertical resolution of the trend of the upper level temperature, identified as *SST*, without turbulent mixing. This trend is given by :

$$\frac{dSST}{dt} = \frac{1}{\rho C_p \Delta h} [Q_{surf} + \alpha Q_{SWF} \times (1 - Tr(z = \Delta h))] \quad (5.1)$$

where  $\rho$  is the density,  $C_p$  is the specific heat,  $\Delta h$  is the uppermost level thickness,  $Q_{surf}$  is the net non solar heat flux (sum of surface turbulent sensible and latent heat flux and net longwave radiation flux),  $Q_{SWF}$  is the shortwave radiation,  $\alpha$  is the albedo,  $Tr(z)$  is the solar transmission function at depth  $z$ . A positive heat flux  $Q_{surf}$  or  $Q_{SWF}$  corresponds to a flux toward the ocean.

Their Fig 11 shows the sensitivity of this SST trend to the level thickness, for typical daytime values of  $Q_{surf}$  and  $Q_{SWF}$  of  $200\text{ W/m}^2$  and  $800\text{ W/m}^2$ , respectively. The maximum in SST trend without accounting for turbulent mixing, is reached for a level thickness of  $1\text{ m}$ . The thickness for which the maximum is reached can vary by up to 20% if the values of  $Q_{surf}$  and  $Q_{SWF}$  are changed. This sensitivity study shows that when the level thickness is decreased below  $1\text{ m}$ , the non solar heat flux lost by the uppermost level  $Q_{surf}$  becomes larger in absolute value than the absorbed shortwave heat flux  $Q_{SWF}$ . The uppermost level cools down and is mixed up with the underlying level. That is why the diurnal warming amplitude saturates when reducing the level thickness below  $1\text{ m}$ . This saturation reflects the limits of using parametrisations like KPP or TKE, which were developed for lower resolution than the one necessary to perform refined studies of the diurnal warming layers. These parametrizations are not able to reproduce the small scale downward diffusion of non solar heat flux. In agreement with the results from *Bernie et al. (2005)*, we use 124 vertical levels in the CNRMOM1D model with enhanced resolution near the sea surface, where the level thickness reaches  $1\text{ m}$  down to  $75\text{ m}$  depth and then

increases up to a 500 m level thickness at the ocean bottom.

- The simulations

The simulations cover the 1959-2001 period, corresponding to the period of the ERA40 reanalyses. Downwelling radiative fluxes and precipitation are directly taken from the ERA40 reanalyses. Following the recommendations by *RamosBuarque et al.* (2004), the heat and water fluxes lagging the assimilation process by 12h were chosen to avoid biases do to the spin-up of the atmospheric model. The turbulent fluxes are computed based on the ECUME bulk formulae on the ice-free ocean (*Belamari, 2005; Belamari and Pirani, 2007*) using the 2m air temperature, surface pressure, specific humidity and wind speed from ERA40 reanalyses. Over sea ice, turbulent heat fluxes are computed according to the *Simonsen and Haugan* (1996) formulation with a constant exchange coefficient set at  $1.75 \cdot 10^{-3}$  (*Maykut, 1982*). The temporal resolution of the ERA40 reanalyses is 6 hours. Following the recommendations of *Bernie et al.* (2005), a forcing frequency of at least 3 hours for the downwelling shortwave heat flux is needed to obtain a good representation of the diurnal cycle. Tests with a 3-hour resolution were not satisfactory as a 3-hour-period wave appeared around the globe in the climatology of diurnal warming amplitude. Thus, to get more satisfactory results, a forcing frequency of 1 hour was chosen for the first simulation, named ERA1h, designed to resolve the diurnal cycle. To resample the shortwave flux to an hourly basis, the same method as in *Bernie et al.* (2007) was used, except that hourly downwelling shortwave heat fluxes were computed from the 6-hour resolution instead of the daily mean fluxes. This method consists in an energy-conserving interpolation using trigonometrical functions depending on the latitude and the season. Detailed explanations about this method are given in Appendix A of *Bernie et al.* (2007). The ERA1h ocean-sea ice simulation was run by forcing the ocean-sea ice model with a temporal resolution of 6 hours for all other surface fluxes. The sensitivity experiment, named ERA24h, was run by forcing the ocean-sea ice model with a temporal resolution of 1 day for all surface fluxes. In this simulation, the turbulent fluxes are computed via the ECUME bulk formulae using daily averages of sea surface temperatures and the other fluxes are daily averages of ERA40 surface fluxes.

The simulations are initialized from a PHC climatology (Polar science center Hydrographic Climatology) (*Steele et al., 2001*) representing temperature and salinity initial conditions. The PHC climatology merges the 1998 version of the World Ocean Atlas (*Antonov et al., 1998*) with the new regional Arctic Ocean Atlas (*EnvironmentalWorkingGroup, 1997a,b*) and improves the description of the Arctic Ocean and its peripheral seas compared to the LEVITUS data (<http://dataips1.ipsl.jussieu.fr/climatologies-ips1/world-ocean-atlas-1998-analyse-globale-levitus-le-descri-2.html>). To obtain a realistic initial state for sea ice, the ocean-sea ice coupled model is run for 1 year with an initial sea ice extent taken from the HadISST dataset (*Rayner et al., 2003*) (<http://badc.nerc.ac.uk/data/hadisst/>) and ice thickness set at 3m in the Arctic Ocean and 1m around Antarctica. During the 1958 year, the ocean state is relaxed toward

the PHC climatology with an e-folding timescale of 1 day. This year is thus considered as a spin-up year and is removed. Then, the sea ice model evolves freely.

As the advective and horizontal diffusive processes are not represented in the 1-dimensional ocean model, 3-dimensional heat and freshwater flux corrections are needed to obtain a stable mean state. To compute these flux corrections, the ocean model state is forced with a relaxation of temperature and salinity toward PHC climatologies (*Steele et al.*, 2001) with an e-folding timescale of 1 day during the whole 1958-2001 period. Relaxation trends in temperature and salinity are saved at each time step. A daily climatology of these trends is computed from the 1959-2001 period. The 1958 year is considered as a spin up and removed to compute these heat and freshwater flux corrections. This method is applied once with a forcing frequency of 1 hour to produce the flux corrections adapted to the ERA1h experiment and once with a forcing frequency of 1 day to produce the flux corrections adapted to the ERA24h experiment. These 3-dimensional climatologies are then applied as 3-dimensional heat and freshwater flux corrections to a second pair of simulations for the 1959-2001 period (ERA1h and ERA24h). Furthermore, in this second set of simulations, the ocean state is relaxed toward PHC climatologies with an e-folding timescale of 365 days which corresponds to a  $0.12W.m^{-3}.K^{-1}$  heat flux. In the  $2.5^{\circ}S-2.5^{\circ}N$  band, the e-folding timescale is set to 1day, which corresponds to a  $47.41W.m^{-3}.K^{-1}$  heat flux. The e-folding timescale decreases linearly between both values in the  $5^{\circ}S-2.5^{\circ}S$  and  $2.5^{\circ}-5^{\circ}N$  bands. These latitudes will not be used for the analyses and will be shaded on the figures. Using this method, we obtain stable ERA1h and ERA24h simulations.

### • Validation

The 3-dimensional flux correction is applied to account for missing physics in the ocean such as transport by the mean currents. The integration of the heat flux correction along the vertical for the Atlantic Ocean (Fig. 5.2a, b) shows the compensation for horizontal advection along the Gulf Stream and the equatorial cold tongue and associated upwellings. The heat flux correction associated with the transport by the Gulf Stream amounts to about  $100W/m^2$  in summer and  $200W/m^2$  in winter. The coastal upwellings near Africa are represented by a heat flux of about  $-100W/m^2$  year round. Heat is redistributed from the Tropics toward higher latitudes. More heat is added in winter (November-March) than in summer (May-September). For example in the northern high latitudes, the heat flux correction reaches about  $200W/m^2$  to  $300W/m^2$  in winter and  $-50W/m^2$  in summer. These patterns of heat flux correction are close to the ones obtained by *Cassou et al.* (2007) for their ocean mixed layer model (see their Fig. 1). The integration of the freshwater flux correction along the vertical (Fig. 5.2c, d) shows the extraction of salt from the Mediterranean Sea by about  $-5mm/day$ . Under sea ice, salt is extracted (input) in summer (winter) with a freshwater flux correction of about  $-10mm/day$  ( $+10mm/day$ ), down to  $-40mm/day$  (up to  $+40mm/day$ ) in the Greeland sea. Strong heat and freshwater fluxes at high latitudes accounts for the missing dynamical processes in the ice and ocean model, such as advection of cold and fresh water from Davis Strait

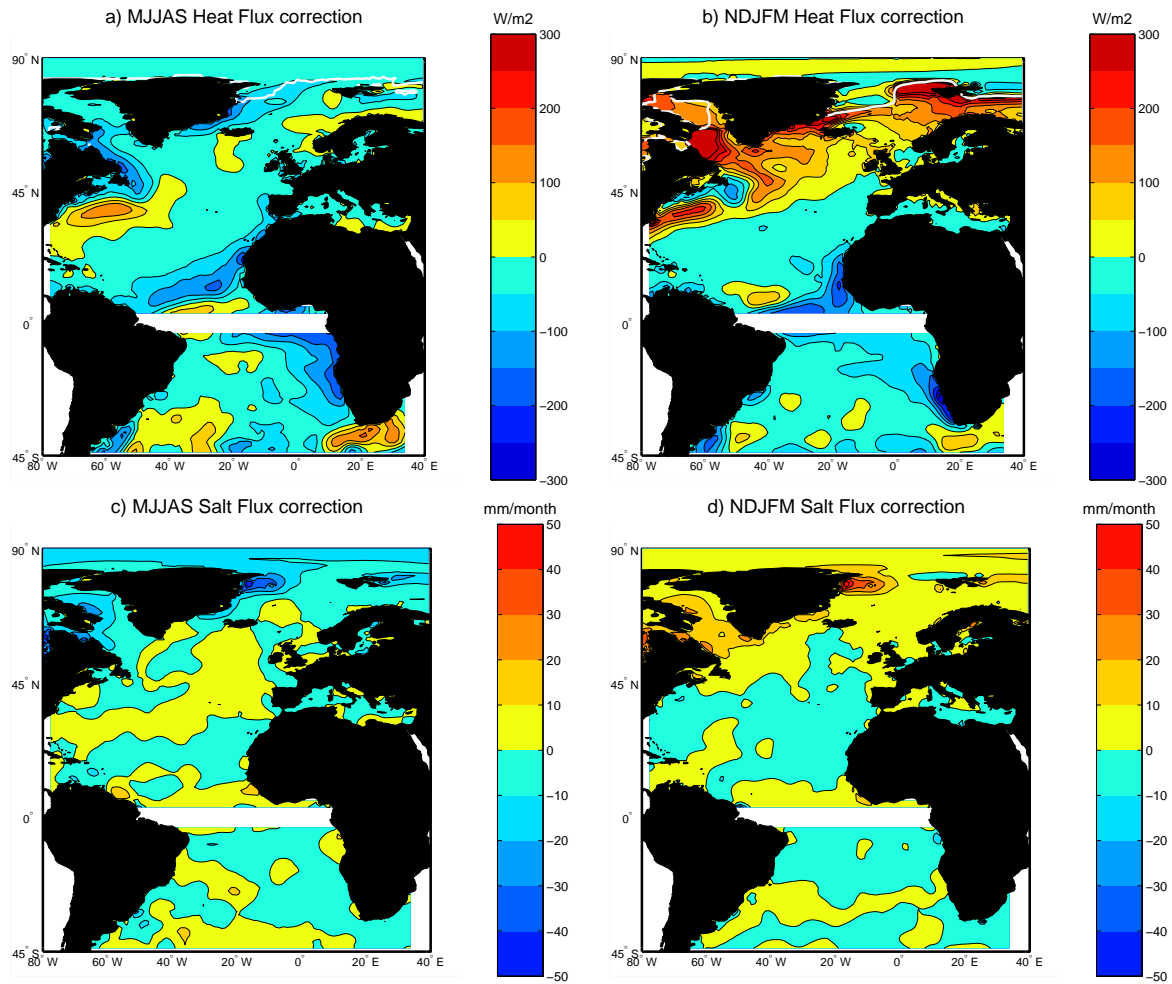


FIG. 5.2 – a) 3-dimensional heat flux correction integrated over the vertical for extended summer (May-September) and winter (November-March) seasons. Contour interval :  $50 W/m^2$ . White contours give the mean sea ice extent defined as the 90% sea ice concentration limit. b) 3-dimensional freshwater flux correction integrated over the vertical for extended summer (May-September) and winter (November-March) seasons. A positive flux contributes to an increase in temperature or in salinity. Contour interval :  $10 mm / month$ .

in summer. The winter sea ice extent is close to the Hadley centre 1959-2001 climatology (<http://badc.nerc.ac.uk/data/hadisst/>, not shown) except in the Labrador sea. The area of maximum heat flux correction corresponds to a lack of sea ice according to the HadISST data. This reflects an inconsistency between the PHC and ERA40 data and we can not assess the realism of these flux.

The ERA1h large-scale patterns of winter (December-February) and summer (June-August) Mixed Layer Depth (MLD), defined as the depth at which the density difference from the sea surface is  $0.03\text{kg/m}^3$ , (Fig. 5.3a,b) look similar to the observations from *De-BoyerMontégut et al.* (2004) (Fig. 5.3c,d). However, on average the mixed layer depth is too small compared to the observations by about 5 m to 10 m in summer and about 10 m to 50 m in winter because of the too weak turbulent mixing. In summer the underestimation represents about 30% of the seasonal mean. The winter mixed layer depth maxima, corresponding to deep convection sites, are properly reproduced by the ocean model apart from small shifts in locations, a smaller extent and a lower maximum depth. The storm track crossing the North Atlantic Ocean affects the turbulent mixing at mid-to-high latitudes in the model as well as in the observations. Even if the intensity of the turbulent mixing is underestimated, the realistic spatial variability of the mixed layer depth reflects its realistic sensitivity to variations in surface forcings. The good agreement between the observed and simulated patterns of mixed layer depth reflects the ability of the model to account for the main key mechanisms controlling the mixed layer heat content.

A basinwide average bias of about  $0.5^\circ\text{C}$  (Fig. 5.4) in ERA1h SST compared to the PHC (Steele et al, 2001) is found in summer (MJJAS). This bias may be ascribed to the shallower-than-observed MLD. The largest difference between the SST in ERA1h with respect to the PHC data occurs in the coastal tropical upwellings where it can reach  $2^\circ\text{C}$  (Fig. 5.4). The cold bias in winter (NDJFM) in the Labrador sea reflects the too large sea ice extent according to PHC data. This may also be due to an inconsistency between PHC and ERA40 data. The intraseasonal SST variability as simulated by this model is presented in *Guemas et al.* (2008) where typical patterns of daily SST anomalies persisting for about one week are compared to the patterns given by NOAA satellite data (*Reynolds et al.*, 2007). The model performances are satisfying except along the American coast, where the bias in daily SST anomalies can reach  $0.3^\circ\text{C}$ .

As this study focuses on the surface temperature diurnal variations, it is essential to know if the diurnal surface warming is correctly reproduced in ERA1h. The simulated time of the diurnal minimum in SST is close to sunrise and the time of the diurnal maximum in SST is around 3pm. The diurnal warming of each day is defined as the difference between the absolute maximum occurring between 10h30 and 18h00 in local time and the preceding absolute minimum occurring between 18h00 and 10h30. In case there is no local extremum in these time windows, the diurnal warming is set to zero. The simulated patterns of mean winter (DJF) and summer (JJA) diurnal warming amplitude (Fig. 5.5) resemble the ones obtained by *Kawai and Wada* (2007) from the skin temperature given



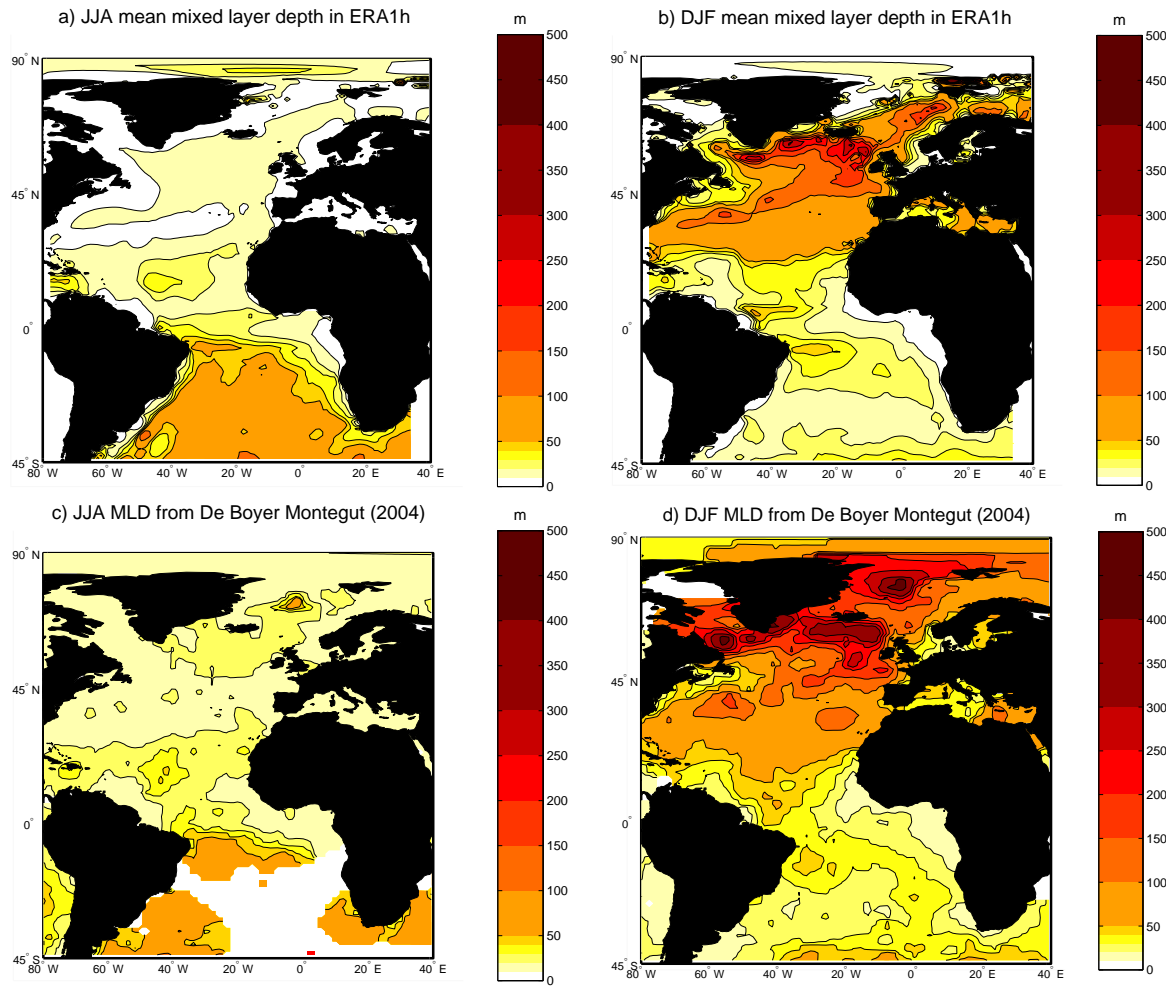


FIG. 5.3 – Mean summer (June-August; a, c) and winter (December-February; b, d) mixed layer depth a, b) In the CNRMOM1D/GELATO ERA1h forced simulation (see details in the text) b, d) In the climatology from De Boyer-Montégut et al. (2004). Contour interval : 10m below 50m, 50m between 50m and 300m, 100m above. The masked area in c) corresponds to missing values in the observations.

Analyse de simulations océaniques forcées : impact des variations diurnes  
196 océaniques sur la variabilité intrasaisonnaire des températures de surface

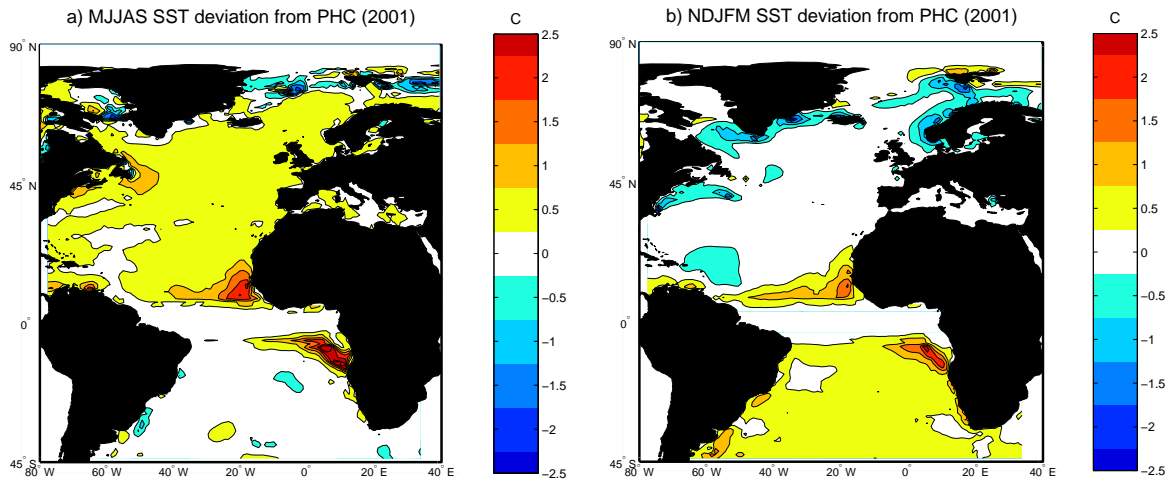


FIG. 5.4 – Mean summer (May-September) and winter (November-March) differences between the sea surface temperature in the CNRMOM1D/GELATO ERA1h forced simulation and the PHC (Steele et al, 2001) data. Contour interval :  $0.5^{\circ}\text{C}$

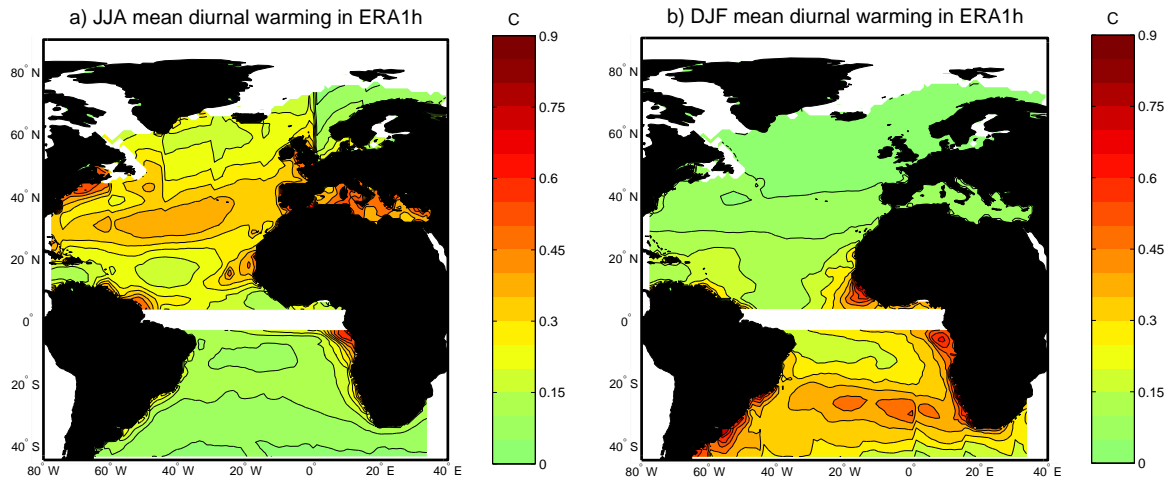


FIG. 5.5 – Mean summer (June-August) and winter (December-February) diurnal warming amplitude in the CNRMOM1D/GELATO ERA1h forced simulation. Contour interval :  $0.05^{\circ}\text{C}$

by satellite data covering June 2002-May 2006 (see their Fig. 5) and the ones obtained by *Kennedy et al.* (2007) using 25 cm depth temperature given by drifting buoys. A wave with a period of 1 hour ( $15^\circ$ ) corresponding to the forcing resolution appears. The diurnal warming is larger in summer than in winter. It is around  $0.3^\circ\text{C}$  with maxima of about  $0.5^\circ\text{C}$  in the subtropical high and it is around  $0.5^\circ\text{C}$  with maxima of about  $0.7^\circ\text{C}$  along the American coast and the Mediterranean Sea during summer while it is less than  $0.1^\circ\text{C}$  in winter. Regions of strong westerlies or strong easterlies have a weak diurnal warming compared to surrounding areas as a strong wind stress enhances the turbulent mixing and prevents the diurnal shoaling and warming of the mixed layer. However, the simulated amplitude is about twice as small as the one given by *Kawai and Wada* (2007). We can explain this discrepancy by the fact that in our model, we define the SST as the 50 cm depth temperature, while satellite observations such as the ones used by *Kawai and Wada* measure the skin temperature. Indeed, a sharp gradient in temperature can occur in the first meter (*Yokoyama et al.*, 1995; *Soloviev and Lukas*, 1997; *Ward*, 2006; *Kawai and Wada*, 2007) during daytime. Furthermore, the simulated amplitude is close to the 25 cm depth amplitude obtained by *Kennedy et al.* (2007) even if the computation depth is not the same. This is surprising as we would also expect a temperature gradient between the 25 cm and the 50 cm depths and a smaller diurnal warming amplitude in our experiment than in *Kennedy et al.* (2007). So, the present model seem to slightly overestimate the simulated diurnal warming amplitude compared to *Kennedy et al.* (2007) data. At this point, it is hard to conclude about the model performances in simulating the correct amplitude of the diurnal warming at 50 cm depth since it is not precisely known.

### 5.2.3 Modulation of the intraseasonal SST variability by the diurnal variability

- **Method**

As flux corrections were specifically computed for each experiment ERA1h and ERA24h using the same reference for the ocean thermodynamic state, their mean state is constrained to be the same in both experiments. Indeed, the differences in mean sea surface temperatures between both experiments are not significant (not shown). These experiments are designed to analyse the impact of the ocean diurnal variations on the intraseasonal variability rather than on the mean state. The heat and freshwater corrections we applied are daily climatologies of temperature and salt trends. Thus, we do not expect an impact of these corrections on the diurnal to intraseasonal SST variability or on the results presented in this article.

The time series of daily mean SST are computed at each grid point for both the ERA1h and ERA24h experiments. The comparison of these two daily SST time series allows an evaluation of the differences in SST variability between the two experiments on daily ti-

mescales and longer. This comparison is done by using the *dtemp* time series which was defined in the introduction and is applied here on our simulations ERA1h and ERA24h. In the following paragraph, we will note *dtemp*, the time series of the difference between ERA1h and ERA24h daily mean temperature (ERA1h–ERA24h). Note that the time-mean of the *dtemp* time series approximately equals zero as the mean state of ERA1h and ERA24h are constrained to be the same because of the climatological heat and freshwater flux corrections. *dtemp* represents the correction in daily mean SST induced by the ocean diurnal variability. The first aim of this study is to quantify the amplitude and the persistence of this correction. We then investigate the factors responsible for this correction in daily mean SST.

• **Can any impact of the SST diurnal variations on the SST variability on longer timescales be detected ?**

The standard deviation of *dtemp* ( $\text{std}(dtemp)$ ) is a measure of the difference in SST amplitude that can be reached between the two experiments under the same daily mean forcing (Fig.5.6a, b). This standard deviation is higher in summer (MJJAS) than in winter (NDJFM), as expected from the fact that the SST diurnal cycle is larger in summer than in winter. In the extratropics,  $\text{std}(dtemp)$  ranges between 0.3°C and 0.5°C between 30°N and 60°N in summer while it is close to 0°C in winter. In the Tropics, *dtemp* is about 0.5°C and can reach 2°C in the eastern part of the Atlantic Ocean. For a comparison, the standard deviation of the daily SST time series of ERA1h, which reflects the amplitude of the SST variability on daily timescales and longer is around 1°C in the summer hemisphere and can reach 2°C in the eastern part of the tropical band (Fig. 5.6c, d). Thus, the differences between ERA1h and ERA24h daily SSTs under the same daily mean forcing represents about 30% to 50% of the SST anomalies on daily timescales and longer. The subsequent key question is : Are these differences only noise or are they consequences of physical processes involving the ocean diurnal variations? In the rest of this paper, we will focus on the summer hemisphere in mid to high-latitudes and on the full year in the Tropics because the impact of ocean diurnal cycle on daily SST anomalies is negligible during winter in mid to high latitudes (Fig. 5.6).

The *dtemp* time series is basinwide anticorrelated with the difference in daily mean mixed layer depth between ERA1h and ERA24h (Fig. 5.7). The coloured correlations are significant to the 95% level using a bootstrap test. This correlation suggests that a higher daily mean surface temperature in ERA1h than in ERA24h is associated with a shallower mixed layer in ERA1h than in ERA24h. This is consistent with the mean temperature profile in the ocean : the water below the mixed layer is cooler than in the mixed layer. Thus a deepening of the mixed layer corresponds to the entrainment of cool water from below the mixed layer which leads to a cooling of the sea surface temperature. This result suggests that the difference in surface temperature between ERA1h and ERA24h is driven by non linear turbulent mixing processes which have an influence on the mixed layer depth. Thus, the differences between ERA1h and ERA24h do not appear to be only noise

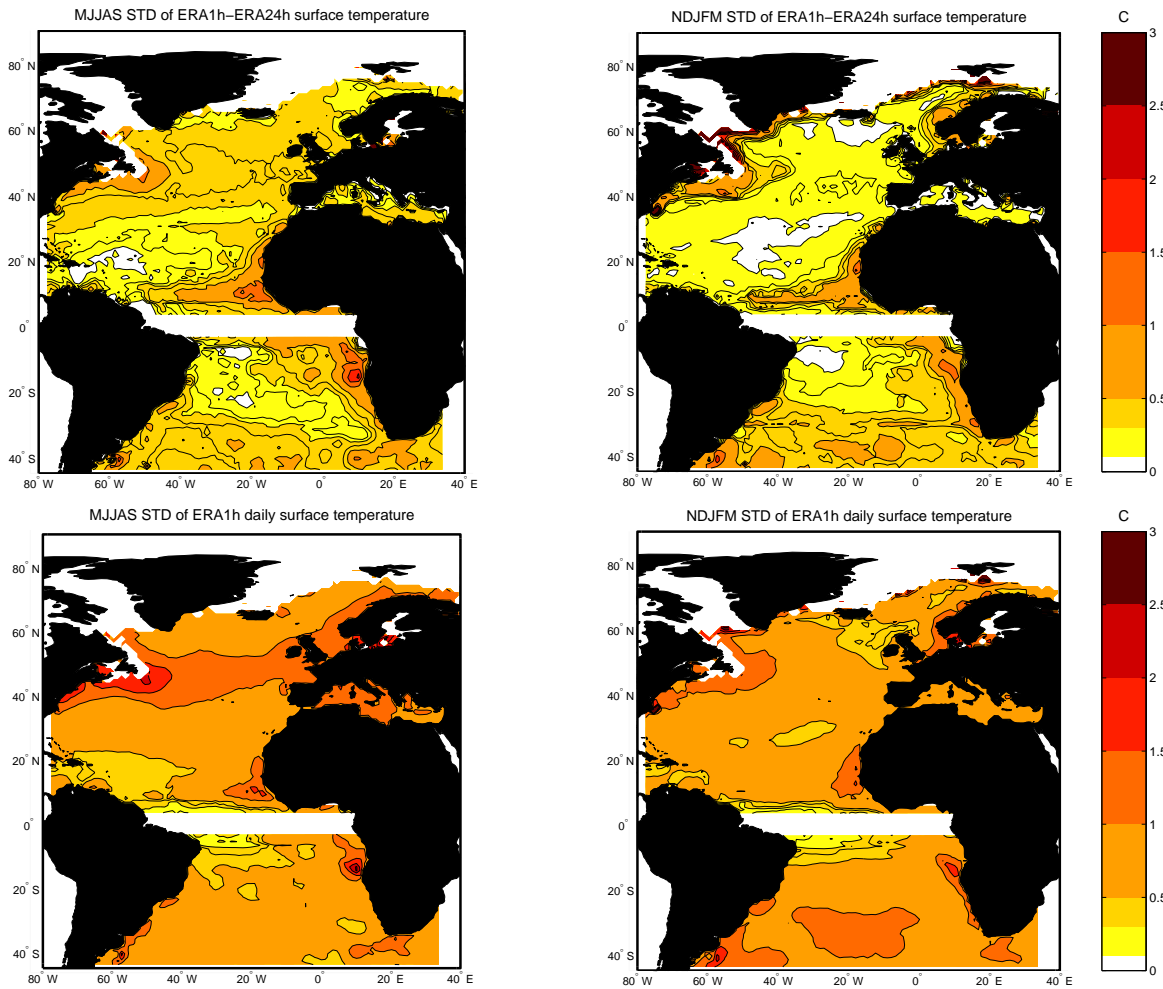
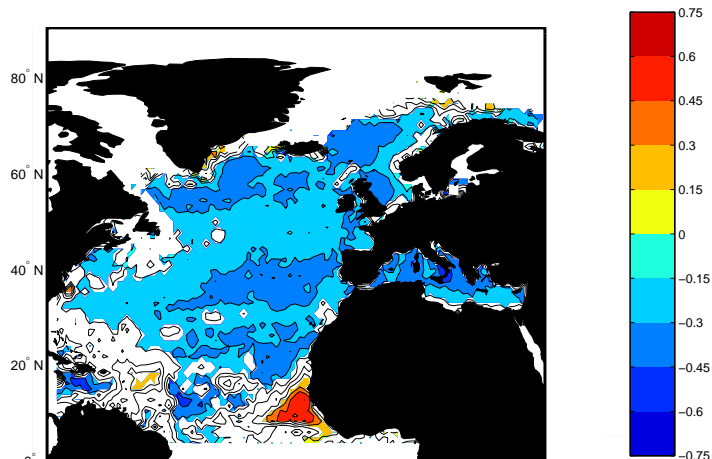


FIG. 5.6 – Standard deviation of the daily  $dtemp$  (a, b; see details in the text) and ERA1h SST (c, d) time series for the summer (May-September; a, c) and winter (November-March; b, d) seasons. Contour interval :  $0.1^{\circ}\text{C}$  below  $0.5^{\circ}\text{C}$ ,  $0.5^{\circ}\text{C}$  above.

Analyse de simulations océaniques forcées : impact des variations diurnes  
200 océaniques sur la variabilité intrasaisonnnière des températures de surface

MJJAS (ERA1h-ERA24h MLD) vs  $dtemp$



NDJFM (ERA1h-ERA24h MLD) vs  $dtemp$

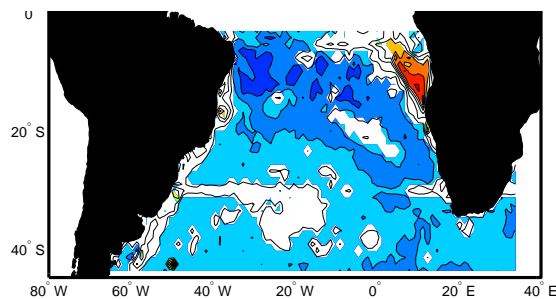


FIG. 5.7 – Correlations between the  $dtemp$  timeseries (difference in daily mean SST) and the time series of the difference in daily mean mixed layer depth between ERA1h and ERA24h. Only the correlations significant to the 95% level, according to a  $t$ -test, are drawn. Contour interval : 0.15.

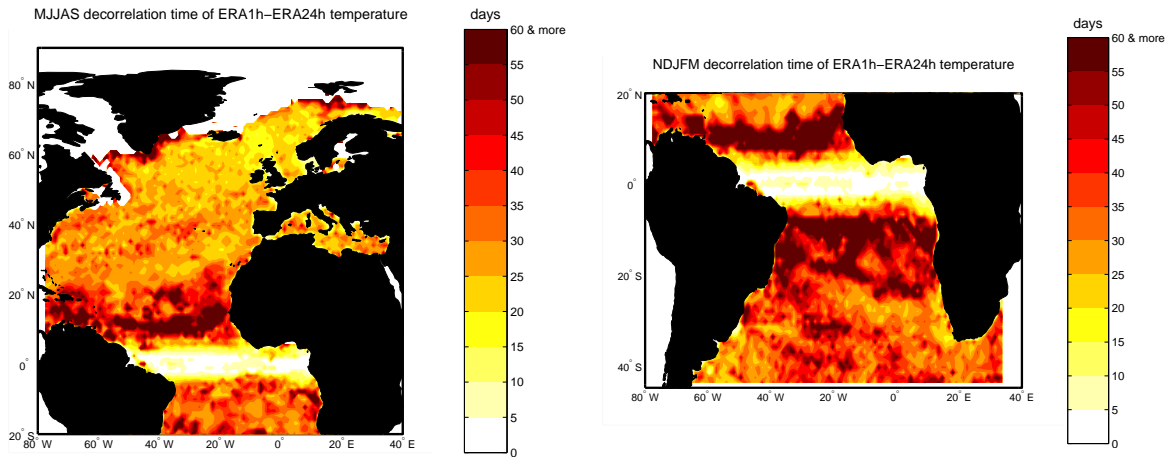


FIG. 5.8 – Decorrelation time of the time series of the difference in daily SST between ERA1h and ERA24h (*dtemp*). Contour interval : 5 days.

but rather could be controlled by non-linear physical processes involving the ocean upper layers’ diurnal variations.

The decorrelation time of the *dtemp* time series is computed as the time for which the lagged correlation of *dtemp* decreases below the 95% level of significance using a T-test (Fig. 5.8). This decorrelation time reflects the persistence of the correction in daily mean temperature due to the representation of the ocean diurnal variations, i.e the mean time during which a correction of the same sign is significant. The persistence of this correction ranges from 15 to 40 days in the midlatitudes and exceeds 60 days in the Tropics. At this point, we cannot know the origin of this persistence : it can be mediated via oceanic processes or via atmospheric persistence. However, even if the persistence of the correction is mediated by an atmosphere persistence, taking the ocean diurnal variations into account leads to a correction in daily mean SST which has the same sign for at least 15 days. This effect is illustrated on Fig. 5.9. We can see on this schematic the correlation between the daily variability in ERA1h and ERA24h as they are forced by the same atmospheric data. We can also see that the persistence of *dtemp* correction in daily mean SST by more than 15 days implies that the ocean diurnal variability is able to affect the intraseasonal SST variability.

In this section, we showed that taking into account the ocean diurnal variations can lead to a typical correction of about 0.3 to 0.5°C in daily mean temperature in summer in the mid-latitudes and about 0.5°C to 1°C in the Tropics year round. Furthermore, as this correction can persist from 15 to 40 days in the midlatitudes and more than 60 days in the Tropics, the intraseasonal SST variability can be affected by the representation of the ocean diurnal variations. In the rest of this paper, we will focus on the causes of this daily mean correction and we will let aside the origin of the persistence of this correction.

**Analyse de simulations océaniques forcées : impact des variations diurnes  
202 océaniques sur la variabilité intrasaisonnière des températures de surface**

---

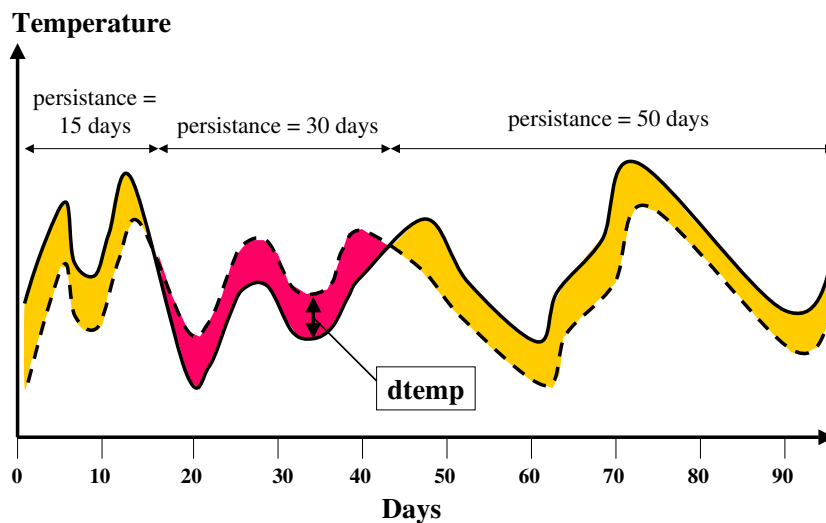


FIG. 5.9 – Schematic illustrating the impact of  $dtemp$  mean persistence.

Our goal is not to investigate the causes for the daily peak in SST which is linked to the diurnal cycle in solar heat flux but to investigate if taking this SST peak into account can affect the daily mean SST.

• ***Bernie et al. (2005)*'s and *Shinoda (2005)*'s theory on the impact of the ocean diurnal variations in the Tropics**

In the introduction, we presented the results from *Bernie et al. (2005)* and *Shinoda (2005)* who showed that taking into account the ocean diurnal cycle enhances the intraseasonal variability by about 20%. They found that a positive  $dtemp$  systematically occurs together with a positive temperature anomaly relative to the seasonal mean. Here, we compute the correlation between  $dtemp$  (ERA1h–ERA24h daily mean temperature) and the ERA1h anomalies in daily mean surface temperature for each grid point (Fig. 5.10) to examine if the same result is found in our simulation. This correlation ranges between 0.5 and 0.9 in the tropical band but is not significant in the mid-latitudes in summer. In agreement with these results, we find that if we only consider days in which diurnal warming is larger than its seasonal mean, these systematically correspond to a positive correction in daily mean SSTs in the Tropics, while they correspond to positive or negative corrections in the mid-latitudes. We conclude that *Bernie et al. (2005)* and *Shinoda (2005)*'s theory is adapted to explain the role of the ocean diurnal cycle on the intraseasonal SST variability in the Tropics but not in the midlatitudes.

*Shinoda (2005)*'s theory relies on the hypothesis that the turbulent mixing is strong enough during the night to clear the mixed layer memory or the mixed layer is shallow



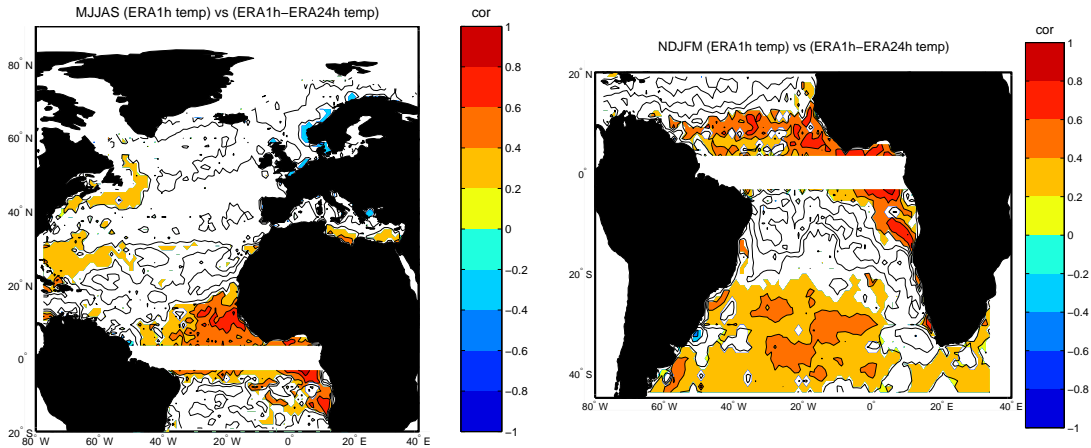


FIG. 5.10 – Correlations between the *dtemp* timeseries (difference in daily mean SST) and the time series of daily mean SSTs in ERA1h. Only the correlations significant to the 95% level, according to a *t*-test, are drawn. Contour interval : 0.2.

enough during the day so that the stratification is easily eroded during the following night. Under this hypothesis, the simulated temperature profiles should be the same in ERA1h and ERA24h during the night. However, in ERA24h, a constant daily mean solar heat flux is applied through the day while in ERA1h, the solar heat flux equals 0 during the night. So, we can expect differences in the night temperature profile between ERA1h and ERA24h. These differences are negligible in the Tropics, but not in the midlatitudes. Hence, the different behaviours between the Tropics and the midlatitudes may therefore be explained by the background stratifications or by other forcings, like wind stress or non solar heat flux, that affect the turbulence intensity and thus the temperature profile and which are different in the mid-latitudes compared to the Tropics. The aim of the next section is to investigate the physical processes explaining how the ocean diurnal variations induce a daily mean SST correction in the mid-latitudes.

• Impact of the ocean diurnal variations in the mid-latitudes

We deduced from Fig. 5.7 that a warmer temperature in ERA1h than ERA24h was associated with a shallower mixed layer in ERA1h than ERA24h. Consequently, non linear processes associated with the turbulent mixing make the mean mixed layer depth shallower under the same daily mean forcing. These non linear processes may be linked with the diurnal variations of the wind stress and non solar heat flux. In this section, we will examine those fluxes. To analyse the role of the diurnal variations of the wind stress and non solar heat flux on the daily mean SST, each day is divided into 4 periods of  $\Delta t = 6 h$  :  $d_0 = [0 h - 6 h]$ ,  $d_1 = [6 h - 12 h]$ ,  $d_2 = [12 h - 18 h]$  and  $d_3 = [18 h - 24 h]$ . We first compute the 6-hourly averages of the wind stress and non solar heat flux for each

period  $i = 0, 3$  of each day  $d$  :

$$Q_{surf}(d_i) = \frac{1}{\Delta t} \int_{(d-1)+i\Delta t}^{(d-1)+(i+1)\Delta t} Q_{surf}(t) dt \quad (5.2)$$

$$\tau(d_i) = \frac{1}{\Delta t} \int_{(d-1)+i\Delta t}^{(d-1)+(i+1)\Delta t} \tau(t) dt \quad (5.3)$$

where

- $Q_{surf}$  is the non solar heat flux,
- $\tau$  is the wind stress,
- $t$  is the time.

The aim of this section is to analyse how forcing the ocean model with diurnal variations affects the daily mean SST compared to forcing it with daily mean forcings. From  $Q_{surf}(d_i)$  and  $\tau(d_i)$ , we thus define ***dQsurf*** and ***dtau*** that represent the diurnal anomalies in wind stress and non solar heat flux relative to their daily mean. ***dtau*** and ***dQsurf*** are time series with 4 values ( $i = 0, 3$ ) in a day  $d$  defined as :

$$dQsurf(d_i) = Q_{surf}(d_i) - \frac{1}{4} \sum_{i=0}^3 Q_{surf}(d_i) \quad (5.4)$$

$$dtau(d_i) = \tau(d_i) - \frac{1}{4} \sum_{i=0}^3 \tau(d_i) \quad (5.5)$$

The effect of the wind stress on the turbulent mixing is highly non-linear. Indeed, a variation in wind stress can be more effective on the turbulent mixing when the wind stress is small than when it is large. For exemple, for a day of large solar heat flux, when the wind stress is large, the density profile is mixed up over a deep layer. In this case, if the wind stress increases, it will causes a deepening of the mixed layer and entrainment of waters from below the mixed layer which are slightly colder than the mixed layer. When the wind stress is weak, the mixed layer is shallow and the density profile is very stable, with a high temperature gradient. In this case, if the wind stress increases, it will causes entrainment of waters from below the mixed layer which are much colder than the mixed layer. To account for this role of weak wind stress on SST, we define ***dreltau*** :

$$dreltau(d_i) = \frac{dtau(d_i)}{\frac{1}{4} \sum_{i=0}^3 \tau(d_i)} \quad (5.6)$$

While ***dQsurf*** corresponds to the difference in non solar heat flux between ERA1h and ERA24h, ***dreltau*** corresponds to the relative anomaly in wind stress between ERA1h and ERA24h. ***dreltau*** and ***dQsurf*** give the amplitude of the diurnal variations in forcings.

At each horizontal grid point, lagged composites of ***dQsurf*** in summer (MJJAS) over the North Atlantic Ocean are computed selecting the days for which ***dtemp*** is higher than one standard deviation of the ***dtemp*** time series. We remind that ***dtemp*** represents the correction in daily mean SST associated with the ocean diurnal variability. This gives

a composite time series of 6-hourly anomalies in non solar heat flux between ERA1h and ERA24h, from 5 days before until 5 days after the day for which  $dtemp > \text{std}(dtemp)$  at each grid point. The significance level of the composites is assessed using a bootstrap test. The domain for which  $dQsurf$  is significant at the 95% level covers a spatial extent that increases until the 18h-24h time interval at day -1 and then decreases. This spatial extent is shown on Fig. 5.11a. We use it as a mask to average the composite time series of 6-hourly  $dQsurf$  and we obtain the mean time series shown on Fig. 5.11b. For readability, the mean composite time series of 0-6h and 6-12h  $dQsurf$  are also shown in Fig 5.11c while the mean composite time series of 12-18h and 18-24h  $dQsurf$  are shown in Fig 5.11d. The horizontal dashed lines correspond to the seasonal means of 0-6h and 6-12h  $dQsurf$  in Fig.5.11c and the seasonal means of 12-18h and 18-24h  $dQsurf$  in Fig.5.11d.

From the averaged time series of  $dQsurf$  (Fig. 5.11), we can conclude that a higher temperature in ERA1h than ERA24h is significantly linked to strong diurnal variations of the non solar heat flux the day before. These diurnal variations consist of a negative anomaly in  $dQsurf$  during the first half of the day and a positive one during the second half. According to our convention, this corresponds to a larger than usual non solar heat flux toward the atmosphere during the first half of the day and a weaker than usual non solar heat flux toward the atmosphere during the second half. The stronger anomalies occur during the 0-6h and 18-24h time intervals. Opposite anomalies of smaller amplitude occur at day 0 for which  $dtemp$  is higher than one standard deviation of  $dtemp$  time series. The same composites selecting the days for which  $dtemp$  is lower than  $-\text{std}(dtemp)$  gives symmetrical results but with a weaker amplitude in non solar heat flux anomaly.

Lagged composites of  $dreltau$  in summer (MJJAS) over the North Atlantic Ocean were also computed at each grid point selecting the days for which  $dtemp$  is higher than one standard deviation of  $dtemp$  time series. This gives a 6-hourly time series of relative anomalies in wind stress between ERA1h and ERA24h, from 5 days before until 5 days after the day for which  $dtemp > \text{std}(dtemp)$ . The spatial extent of the domain for which  $dreltau$  is significant at the 95% level, increases until the 0h-6h time interval at day -1 and then decreases. This maximum spatial extent is shown in Fig. 5.12a. The average over this mask of the 6-hourly  $dreltau$  composites is shown in Fig. 5.12b. The mean composite time series of 0-6h and 6-12h  $dreltau$  are also shown in Fig 5.12c while the mean composite time series of 12-18h and 18-24h  $dreltau$  are shown in Fig 5.12d. The horizontal dashed lines correspond to the seasonal means of 0-6h and 6-12h  $dreltau$  in Fig. 5.12c and the seasonal means of 12-18h and 18-24h  $dreltau$  in Fig. 5.12d.

A higher temperature in ERA1h than ERA24h at day 0 is also significantly linked to strong diurnal variations of the wind stress at day -1. These diurnal variations consist of a positive anomaly in  $dreltau$  during the first half of the day and a negative one during the second half. The stronger anomalies occur during the 0-6h and 18-24h time intervals. During the day for which  $dtemp$  is higher than one standard deviation of temp time series, a positive anomaly in wind stress occurs at the beginning and at the end of the

Analyse de simulations océaniques forcées : impact des variations diurnes  
 206 océaniques sur la variabilité intrasaisonnnière des températures de surface

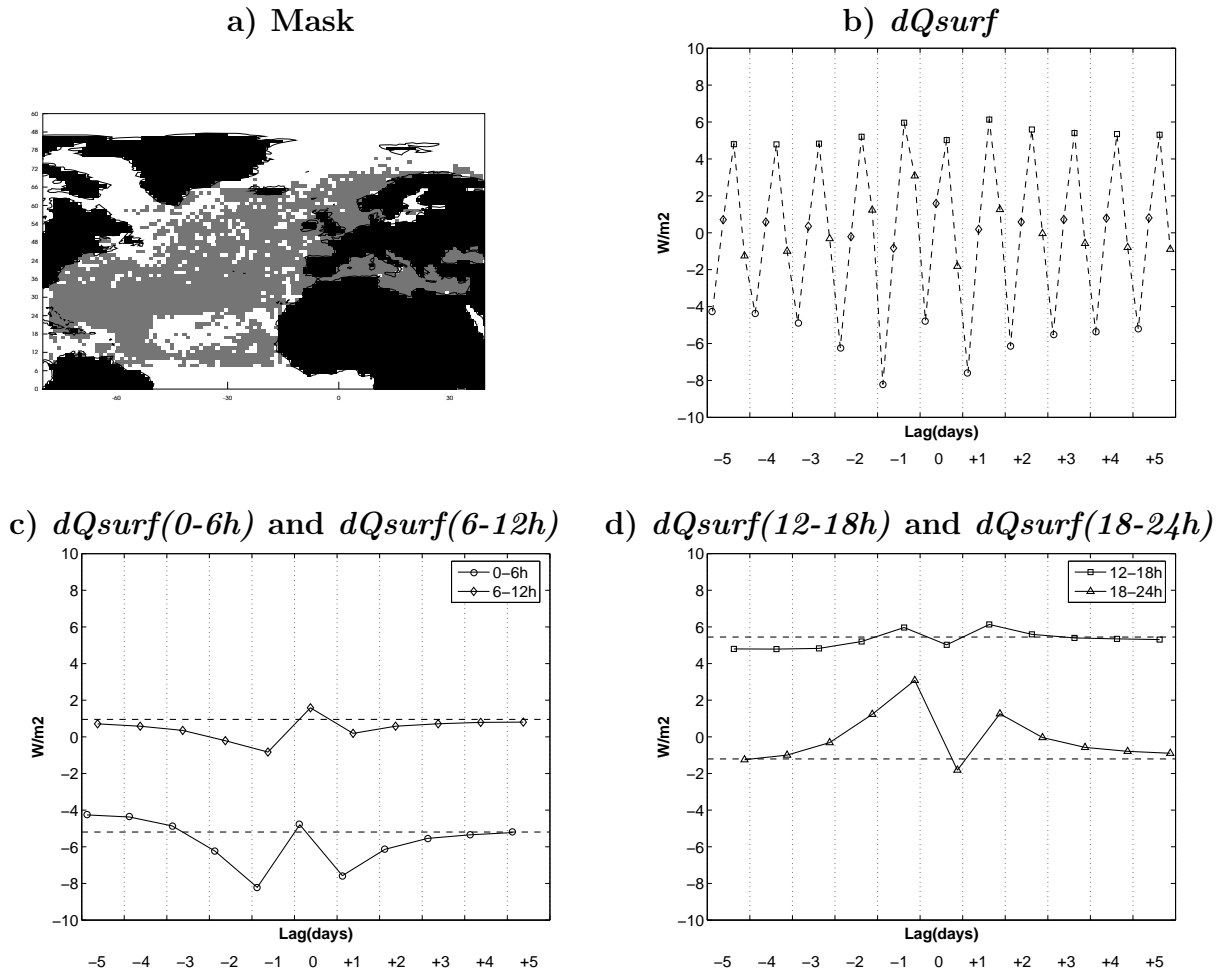


FIG. 5.11 – a) Mask : In grey, area where the composites of  $dQ_{surf}$ , selecting the days for which  $dtemp > std(dtemp)$ , reach the 95% significance level at day -1, according to a bootstrap test.  $dQ_{surf}$  and  $dtemp$  are defined in the text. b) Spatial average over the mask in a) of these composites of  $dQ_{surf}$ . c) Time series of the 0-6h and 6-12h values from a) with their seasonal mean (dotted line) d) Time series of the 12-18h and 18-24h values of from a) with their seasonal mean (dotted line). Day 0 is a day for which  $dtemp$  is higher than its standard deviation.

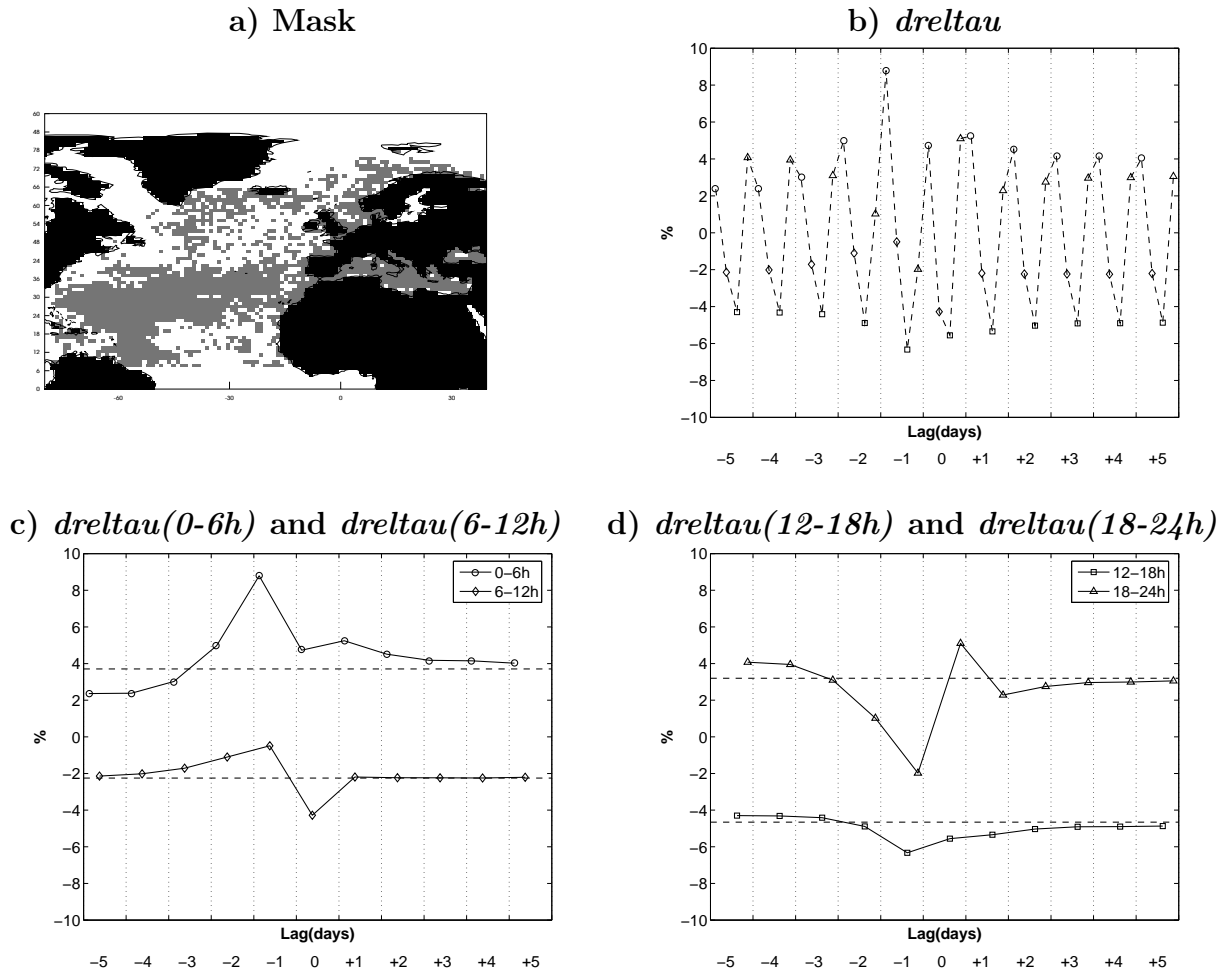


FIG. 5.12 – a) Mask : In grey, area where the composites of  $dreltau$ , selecting the days for which  $dtemp > std(dtemp)$ , reach the 95% significance level at day  $-1$ , according to a bootstrap test.  $dreltau$  and  $dtemp$  are defined in the text. b) Spatial average over the mask in a) of these composites of  $dreltau$ . c) Time series of the 0-6h and 6-12h values from a) with their seasonal mean (dotted line) d) Time series of the 12-18h and 18-24h values of from a) with their seasonal mean (dotted line). Day 0 is a day for which  $dtemp$  is higher than its standard deviation.

day (0-6h and 18-24h) while a negative one occurs during the 6h-18h time interval. The same composites selecting the days for which  $dtemp$  is lower than  $-\text{std}(dtemp)$  gives symmetrical results but with a weaker amplitude in wind stress relative anomaly.

The same analyses applied to the South Atlantic Ocean during austral summer (ND-JFM) also give the same qualitative results for both the wind stress and the non solar heat flux. These composites suggest that a higher daily temperature in ERA1h than ERA24h is associated with stronger than usual diurnal variations in wind stress and non solar heat flux, reaching a maximum anomaly of 8-10% and  $\pm 5 W/m^2$ . This relation concerns most of the midlatitude Atlantic Ocean as shown in Figs. 5.11 and 5.12 for the North Atlantic Ocean. However, the amplitudes of the anomalies shown in Fig. 5.11 and 5.12 are small though significant to the 95% level. We have to remind that these anomalies correspond to a spatial average of time composites. This averaging process tends to smooth the anomalies. Diurnal anomalies in wind stress or non solar heat flux relative to their daily mean can typically reach an amplitude of about  $0.05 N/m^2$  or  $50 W/m^2$  in the midlatitudes (computed by the model via ECUME bulk formulae). From now, we are not focusing on the atmospheric causes for these wind stress and non solar heat flux anomalies but only on the processes by which these diurnal anomalies affect the daily mean SST.

#### **5.2.4 Mechanism by which diurnal variations in wind stress and non solar heat flux can affect the daily mean SST**

- **Idealized experiments : forcing an ocean model with diurnal variations in wind stress and non solar heat flux obtained by composites**

To test the physical relevance of this link between diurnal variations in wind stress or non solar heat flux and correction in daily mean SST and explain by which mechanism this link operates, ocean forced experiments under idealized forcings are conducted in the next sections. In these experiments, an ocean column represented by the CNRMOM1d model is run for two days under idealized forcings with diurnal variations typical of day -1 and day 0 non solar heat flux and wind stress variations found by compositing in previous section and shown on Fig. 5.11 and 5.12, respectively. These diurnal variations correspond to the largest anomalies obtained by the compositing technique. Consequently, they are the diurnal variations which are expected to induce the largest daily mean SST correction. We focus on the impact of these forcings during day 0. These experiments are designed to investigate the mechanism by which diurnal variations in wind stress and non solar heat flux can affect the temperature profile and hence the daily mean SST.

Two experiments  $T_{tot}^+$  and  $T_{tot}^-$  are defined. The time series of the parameters needed to force the model, i.e.  $10 m$  zonal and meridional wind speed,  $2 m$  atmosphere temperature,  $2 m$  specific humidity and surface pressure are chosen to be as realistic as possible. Furthermore, for experiment  $T_{tot}^+$ , these parameters are chosen to give a time series of

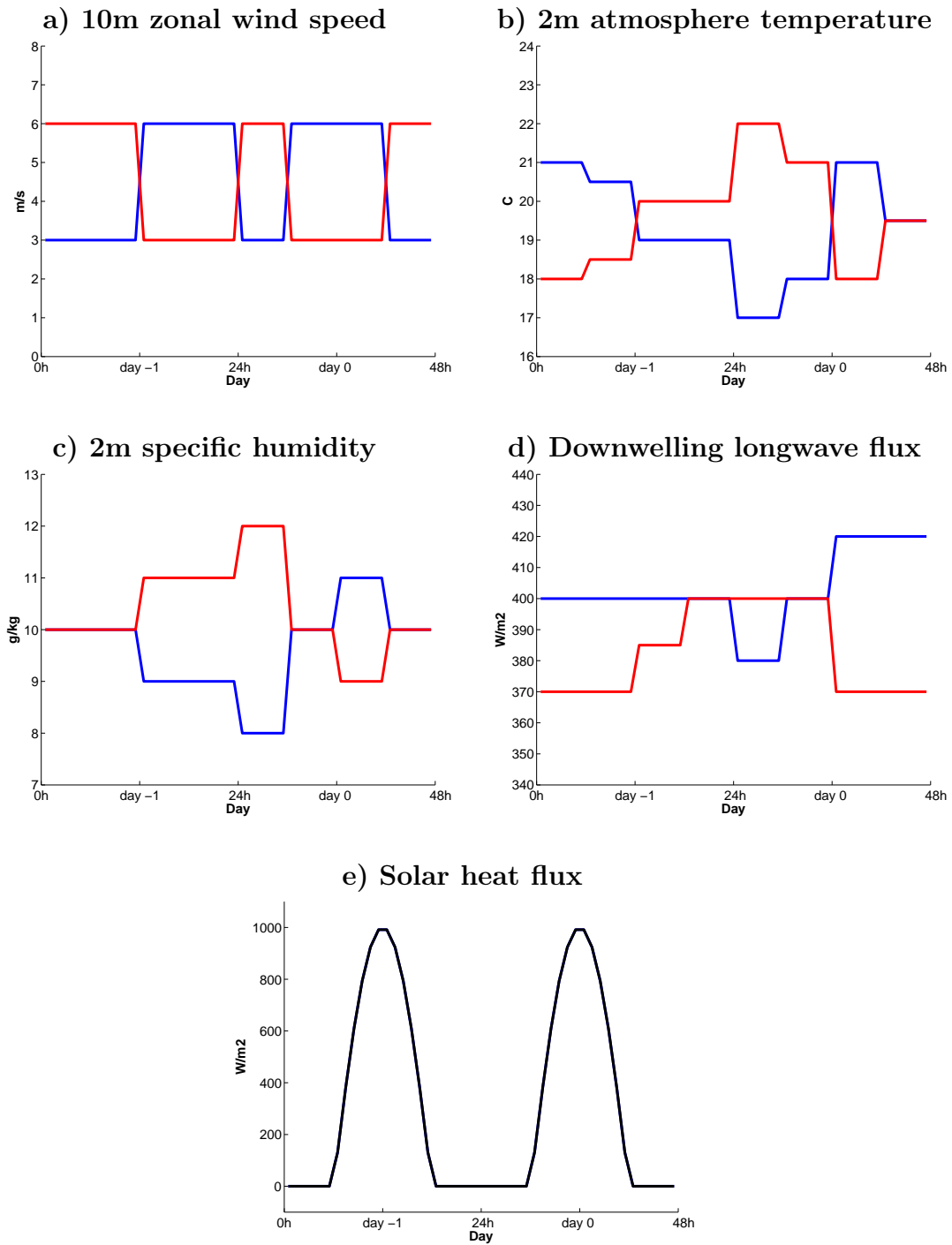


FIG. 5.13 – Time series of the atmospheric data and surface fluxes applied in the idealized experiments  $T_{tot}^+$ , in red and  $T_{tot}^-$ , in blue, described in section 3.5 : a) 10 m zonal wind speed in  $m.s^{-1}$ , b) 2 m atmosphere temperature in  $^{\circ}C$ , c) 2 m specific humidity in  $g.kg^{-1}$ , d) Downwelling longwave radiative flux in  $W/m^2$ , e) Solar heat flux applied in both experiments in  $W/m^2$ .

diurnal variations in wind stress and non solar heat of the shape found in Fig. 5.11 and 5.12, while for experiment  $T_{tot}^-$ , they are chosen to give a time series of diurnal anomalies in wind stress and non solar heat relative to their daily mean with opposite signs that the ones for experiment  $T_{tot}^+$ . The time series of these parameters are given in red and blue in Fig. 5.13a,b,c, respectively for experiments  $T_{tot}^+$  and  $T_{tot}^-$ . The time series of meridional wind speed is the same as the time series of zonal wind speed. The surface pressure is constant over time and set to 1020  $hPa$ . The time series of downwelling longwave heat flux (5.13d) are chosen to ensure that the sum of surface heat fluxes is the same in  $T_{tot}^+$  and  $T_{tot}^-$  experiments and to give a time series of diurnal anomalies in non solar heat relative to their daily mean of the shape found in Fig. 5.11 and 5.12 for experiment  $T_{tot}^+$  and of opposite signs for experiment  $T_{tot}^-$ . A positive heat flux corresponds to an input of heat in the ocean. The solar heat flux varies according to an idealized diurnal cycle (Fig. 5.13e) :

$$\begin{cases} F_{sol}(t) = 1000 \times \cos(\frac{t-12h}{24h} \times \pi) W/m^2 & \text{if } 6h < x < 18h \\ F_{sol}(t) = 0 W/m^2 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (5.7)$$

where  $t$  is local time. The solid and liquid precipitation are constant over time and set to 0  $mm/day$ . Ocean initial conditions, defined as temperature and salinity profiles are computed as the area-average of an ocean restart of ERA1h for the 1st of July over the mask shown in Fig 5.11. We have tested that changing the year of the restart does not affect qualitatively our results.

The surface turbulent fluxes are computed via ECUME bulk formulae during  $T_{tot}^+$  and  $T_{tot}^-$  experiments. The upwelling longwave heat flux is computed using *Stefan* (1879)'s law and the SST given by the model. The time series of wind stress in  $T_{tot}^+$  experiment (Fig. 5.14a) corresponds to an enhanced wind stress during the first half of day -1 and a reduced one during the second half of that day. For day 0, the wind stress is enhanced at the beginning and at the end of the day while it is reduced in the 6h-18h interval. This forcing corresponds to the anomalies that lead to a higher temperature in ERA1h than ERA24h, as shown by Fig. 5.12. The time series of non solar heat flux in  $T_{tot}^+$  experiment (Fig. 5.14b) corresponds to an enhanced solar heat loss during the first half of day -1 and a reduced one during the second half of that day and the opposite for day 0. This forcing corresponds to the anomalies that lead to a higher temperature in ERA1h than ERA24h, as shown by Fig. 5.11. The time series of wind stress and non solar heat flux in  $T_{tot}^-$  experiment corresponds to opposite anomalies relative to their daily mean. Thus, the daily mean temperature is expected to be higher at day 0 in  $T_{tot}^+$  than in  $T_{tot}^-$  experiment.

Indeed, Fig. 5.14c shows that the daily mean SST in  $T_{tot}^+$  experiment is higher by 0.21°C at day 0 than the daily mean SST in  $T_{tot}^-$  experiment. Since the net surface heat flux drives the SST trend, the evolution of the SST is delayed compared to the evolution of the net surface heat flux. At day -1, the net surface heat flux in the  $T_{tot}^+$  ( $T_{tot}^-$ ) experiment corresponds to a heat loss for (an input of heat in) the ocean during the first half of the day and an input of heat (heat loss) during the second half of the day. Without any



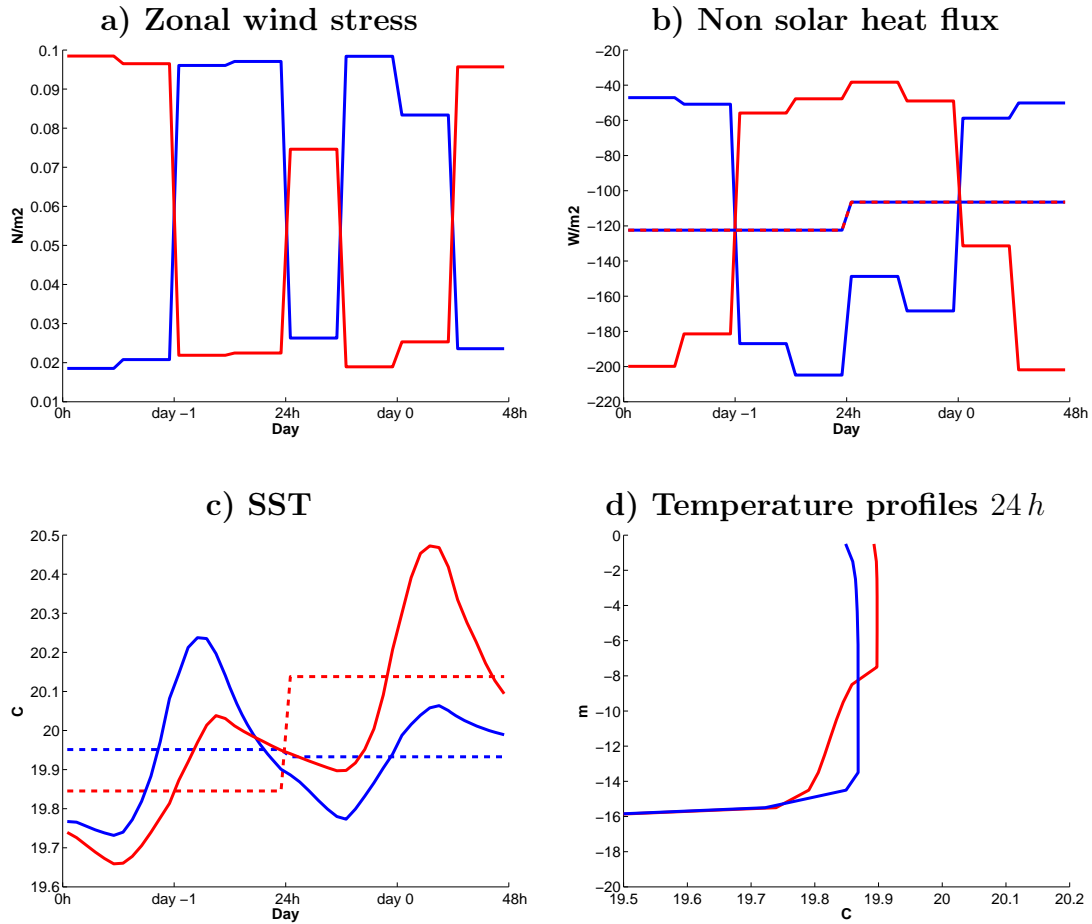


FIG. 5.14 – Outputs of the idealized experiments  $T_{tot}^+$ , in red and  $T_{tot}^-$ , in blue, described in section 3.5 : a) Zonal wind stress in  $N.m^{-2}$ , b) Non solar heat flux in  $W.m^{-2}$ , and daily mean non solar heat flux as dashed lines, c) Sea surface temperatures in  $^{\circ}C$ , d) Temperature profiles at the end of day -1

other effect, this would lead to a decrease (increase) in SST during the first half of the day and an increase (decrease) in SST during the second half of the day in  $T_{tot}^+$  ( $T_{tot}^-$ ). The SST at the end of the day would be the same in  $T_{tot}^+$  and  $T_{tot}^-$  experiments since at this point the same amount of heat has been received by the ocean but the daily mean SST would be higher in  $T_{tot}^+$  than in  $T_{tot}^-$  experiment. This can partly explain the higher daily mean SST at day -1 in  $T_{tot}^+$  than in  $T_{tot}^-$  experiment (Fig. 5.14c) when taking into account all effects. However, we can see that the SST at the end of day -1 is higher by  $0.05^\circ\text{C}$  in  $T_{tot}^+$  than in  $T_{tot}^-$  experiment. This difference in SST is associated with the differences in temperature profiles between  $T_{tot}^+$  and  $T_{tot}^-$  experiments at the end of day -1 shown in Fig. 5.14d. In our experiments, the temperature profiles are roughly symmetrical to the density profiles (not shown). This temperature profile is more stable and the mixed layer is shallower in  $T_{tot}^+$  than in  $T_{tot}^-$  experiment. These differences in stability of the temperature profiles at the end of day -1 may be related to the different diurnal variations in surface forcings between both experiments. With a shallower mixed layer at the beginning of day 0, more heat is trapped near the surface in the  $T_{tot}^+$  than in  $T_{tot}^-$  experiment. This may partly explain the higher daily mean SST during day 0 in  $T_{tot}^+$  than in  $T_{tot}^-$  experiment.

To go deeper into the analyses of the mechanism by which diurnal variations in wind stress and non solar heat flux affects the daily mean SST, we perform other two sets of experiments focusing independently on the role of the non solar heat flux on the one hand and the role of wind stress on the other hand.

**• Idealized experiments : sensitivity to diurnal variations in non solar heat fluxes**

The first set of complementary experiments consists of  $T_Q^+$  and  $T_Q^-$  defined as follows. The time series of non solar heat flux and freshwater fluxes computed by the CNRMOM1D model in the  $T_{tot}^+$  and  $T_{tot}^-$  experiments are used to force the CNRMOM1D model in the  $T_Q^+$  and  $T_Q^-$  respectively. The time series of wind stress are taken as the daily mean values of  $T_{tot}^+$  and  $T_{tot}^-$  wind stress to force the CNRMOM1D ocean model in  $T_Q^+$  and  $T_Q^-$  respectively. These sensitivity experiments allow to investigate the impact of diurnal variations in non solar heat flux on the daily mean SST at day 0, independantly of the effects of diurnal variations in wind stress. The time series of SST during day -1 and day 0 are shown in Fig. 5.15a and the temperature profiles are shown in Fig. 5.15b in red and blue for  $T_Q^+$  and  $T_Q^-$  respectively.

At day 0, we obtain a higher daily mean SST in  $T_Q^+$  than in  $T_Q^-$ , by  $0.07^\circ\text{C}$ . This difference is smaller than the difference obtained between  $T_{tot}^+$  and  $T_{tot}^-$ . The diurnal variations in non solar heat flux only explains 33% of the total correction in daily mean SST. As we explained for the  $T_{tot}^+$  and  $T_{tot}^-$  experiments, the daily mean SST is higher by  $0.05^\circ\text{C}$  in  $T_Q^-$  than in  $T_Q^+$  experiment during day 0 because of the delayed effect of net surface heat flux on the SST. Furthermore, at the end of day -1 the SST is higher and the temperature profile is more stable in  $T_Q^+$  than in  $T_Q^-$ . The preconditionning of a shallower mixed layer

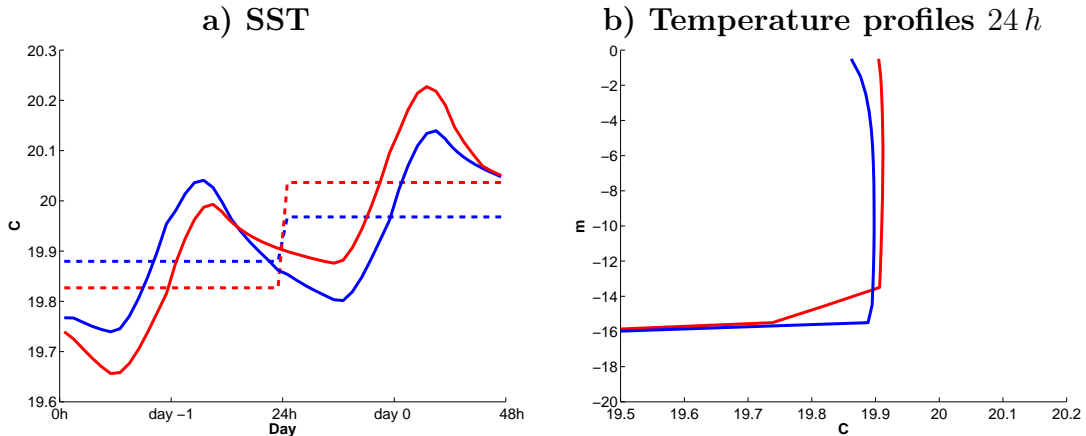


FIG. 5.15 – Outputs of the idealized experiments  $T_Q^+$ , in red and  $T_Q^-$ , in blue, described in section 3.5 : a) Sea surface temperatures in  $^{\circ}\text{C}$ , b) Temperature profiles at the beginning of day 0 in  $^{\circ}\text{C}$ .

depth in  $T_Q^+$  compared to  $T_Q^-$  at the beginning of day 0 is due to the diurnal variations in non solar heat flux : more (less) heat is extracted during the first (second) half of the day in  $T_Q^+$  than in  $T_Q^-$  when the mixed layer is deeper (shallower) because of the ocean diurnal cycle. The extraction of heat to a shallow mixed layer is more efficient in cooling down and deepening the mixed layer than the extraction of heat to a deep mixed layer. The preconditioning of a shallower mixed layer allows more heat to be trapped near the surface and a higher daily mean SST during day 0 in  $T_Q^+$  than in  $T_Q^-$ . Furthermore, the anomalies in non solar heat flux relative to their daily mean have opposite signs in day 0 and day -1. The delayed effect of net surface heat flux on the SST leads to a difference in daily mean SST of  $0.05^{\circ}\text{C}$  during day -1. However, the non solar heat flux is about  $-160\text{ W/m}^2$  in  $T_Q^-$  during the first half of day 0 while it is about  $-190\text{ W/m}^2$  in  $T_Q^+$  during the first half of day -1 (fig. 5.14b). Consequently, the delayed effect of net surface heat flux may lead to a smaller difference in SST during day -1 than day 0. Finally, two effects lead to a higher daily mean SST in  $T_Q^+$  than in  $T_Q^-$  at day 0 : the delayed effect of net surface heat flux on the SST and the preconditioning of the temperature profile during day -1. However, it is hard to quantify the contribution of the preconditioning of the temperature profile during day -1, on the one hand, and the delayed effect of net surface heat flux on the SST, on the other hand into the daily mean SST difference of  $0.07^{\circ}\text{C}$  between  $T_Q^+$  and  $T_Q^-$  experiments at day 0.

Additional experiments were run by changing the amplitude of the diurnal variations in non solar heat flux around their daily mean value. These experiments lead to similar qualitative conclusions. The stronger the diurnal variations are around their daily mean, the higher the difference in daily mean SST at day 0 between the  $T_Q^+$  and  $T_Q^-$  experiment is.

## Analyse de simulations océaniques forcées : impact des variations diurnes 214 océaniques sur la variabilité intrasaisonnière des températures de surface

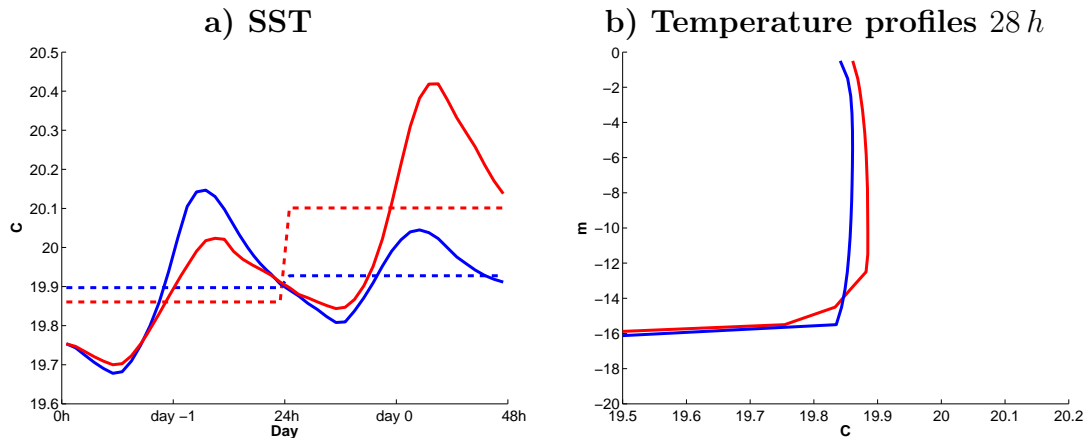


FIG. 5.16 – Outputs of the idealized experiments  $T_\tau^+$ , in red and  $T_\tau^-$ , in blue, described in section 3.5 : a) Sea surface temperatures in °C, b) Temperature profiles at the beginning of day 0 in °C.

These experiments show that diurnal variations in non solar heat flux affect the daily mean SST. One reason is that since the net surface heat flux drives the SST trend, the evolution of the SST is delayed compared to the evolution of the net surface heat flux. The other reason is that a weaker non solar heat flux toward the atmosphere during the second half of the day than during the first half preconditions for a shallow mixed layer. The following day, as heat is trapped near the surface, the daily mean surface temperature is higher than if diurnal variations in non solar heat flux were not resolved.

### • Idealized experiments : sensitivity to diurnal variations in wind stress

The second set of complementary experiments consists of  $T_\tau^+$  and  $T_\tau^-$  defined as follows. The time series of wind stress and freshwater fluxes computed by the CNRMOM1D model in the  $T_{tot}^+$  and  $T_{tot}^-$  experiments are used to force the CNRMOM1D model in the  $T_\tau^+$  and  $T_\tau^-$  respectively. The time series of non solar heat flux are taken as the daily mean values of  $T_{tot}^+$  and  $T_{tot}^-$  non solar heat flux to force the CNRMOM1D ocean model in  $T_\tau^+$  and  $T_\tau^-$  respectively. These sensitivity experiments allow to investigate the impact of diurnal variations in wind stress on the daily mean SST at day 0, independantly of the effects of diurnal variations in non solar heat flux. The time series of SST during day -1 and day 0 are shown in Fig. 5.16a and the temperature profiles are shown in Fig. 5.16b in red and blue for  $T_\tau^+$  and  $T_\tau^-$  respectively.

At day 0, we obtain a higher daily mean SST in  $T_\tau^+$  than in  $T_\tau^-$ , by 0.17°C. This difference represents 84% of difference obtained between  $T_{tot}^+$  and  $T_{tot}^-$ . The diurnal variations in

wind stress explain the main part of the signal. Furthermore, we can see that the effects of diurnal variations in wind stress and non solar heat flux are not additive. Their individual effects amount to  $0.17^{\circ}\text{C}$  and  $0.07^{\circ}\text{C}$  while the total effect is  $0.21^{\circ}\text{C}$ . At day  $-1$ , the daily mean SST is higher by  $0.03^{\circ}\text{C}$  in  $T_{\tau}^{-}$  than in  $T_{\tau}^{+}$ . This may be linked to the weaker wind stress in  $T_{\tau}^{-}$  than in  $T_{\tau}^{+}$  during the diurnal warming that allows for a larger peak in SST and thus a higher daily mean SST. Furthermore, the wind stress is larger (weaker) during the first (second) half of the day in  $T_{\tau}^{+}$  when the mixed layer is deeper (shallower) because of the ocean diurnal cycle. A large wind stress is more efficient in deepening a shallow than a deep mixed layer. This explains the more stable profile at the beginning of day 0 in  $T_{\tau}^{+}$  than in  $T_{\tau}^{-}$  experiment. The preconditioning of a shallower mixed layer allows more heat to be trapped near the surface during day 0 in  $T_{\tau}^{+}$  than in  $T_{\tau}^{-}$ . Another set of two experiments was run in which the wind stress at day 0 was set to be constant and equal to its daily mean value, the other parameters being kept as in  $T_{\tau}^{+}$  and  $T_{\tau}^{-}$  respectively. The temperature profiles at the beginning of day 0 were similar to those shown in Fig. 5.16b but the differences in daily mean temperature between the two experiments were lower at day 0 than those shown in Fig. 5.16b. Thus, the impact of the diurnal variations in wind stress on the preconditioning of the mixed layer depth is not the only factor explaining the differences in daily mean temperature between  $T_{\tau}^{+}$  and  $T_{\tau}^{-}$  experiments. The strength of the wind stress during the peak of temperature at day 0 also plays a role. A weak wind stress, as in the  $T_{\tau}^{+}$  experiment, prevents from mixing heat downward and allows for a larger diurnal warming and a higher daily mean SST at day 0 than in  $T_{\tau}^{-}$  experiment.

Additional sets of experiments were run by changing the amplitude of the diurnal variations in wind stress around their daily mean value. The stronger the anomalies in diurnal variations, the higher the difference in daily mean SST at day 0 between  $T_{\tau}^{+}$  and  $T_{\tau}^{-}$  experiments are, until a critical value : when the wind stress reaches values of about  $0.15\text{ N/m}^2$  whenever the time of this peak in wind stress is during the day, this causes a strong deepening and cooling of the mixed layer which recovers very slowly.

These experiments show that diurnal variations in wind stress affect the daily mean SST. One reason is that a weak wind stress during the daily peak in SST prevents from mixing heat downward and allows for a large diurnal warming and a high daily mean SST. The other reason is that a weaker wind stress during the second half of the day than during the first half preconditions for a shallow mixed layer. The following day, as heat is trapped near the surface, the daily mean surface temperature is higher than if diurnal variations in wind stress were not resolved.

**• Idealized experiments : quantifying the impact of preconditioning the mixed layer depth**

The previous sections showed that the correction of the daily mean SST can be induced by several factors :

- Since the net surface heat flux drives the SST trend, the evolution of the SST is

- delayed compared to the evolution of the net surface heat flux.
- A weak wind stress during the daily peak in SST prevents from mixing heat downward and allows for a large diurnal warming and a high daily mean SST.
  - Diurnal variations in non solar heat flux can precondition for a shallow mixed layer. The following day, as heat is trapped near the surface, the daily mean surface temperature is higher than if diurnal variations in non solar heat flux were not resolved.
  - Diurnal variations in wind stress can also precondition for a shallow mixed layer.

To quantify the effect of preconditioning the mixed layer depth by diurnal variations in wind stress and non solar heat flux, we perform a third set of complementary experiments consisting of  $T_{MLD}^+$  and  $T_{MLD}^-$  defined as follows. The time series of wind stress, non solar heat flux and freshwater fluxes computed by the CNRMOM1D model during day  $-1$  in the  $T_{tot}^+$  and  $T_{tot}^-$  experiments are used to force the CNRMOM1D model in the  $T_{MLD}^+$  and  $T_{MLD}^-$  respectively. During day 0, the time series of wind stress, non solar heat flux and freshwater fluxes are taken as the daily mean values of  $T_{tot}^+$  and  $T_{tot}^-$  wind stress, non solar heat flux and freshwater fluxes to force the CNRMOM1D ocean model in  $T_{MLD}^+$  and  $T_{MLD}^-$  respectively.

At day 0, we obtain a higher daily mean SST in  $T_{MLD}^+$  than in  $T_{MLD}^-$ , by  $0.09^\circ\text{C}$ . This difference represents roughly half of difference obtained between  $T_{tot}^+$  and  $T_{tot}^-$ . Thus, the preconditioning of the mixed layer depth by diurnal variations in wind stress and non solar heat flux during day  $-1$  explains about half of the correction in daily mean SST at day 0. The other half is explained by the delayed effect variations in non solar heat flux on the SST and the intensity of wind stress during the daily peak in SST.

## 5.2.5 Discussion

### • Amplitude of the signal

The surface forcings applied in the  $T_{tot}^+$  and  $T_{tot}^-$  experiments correspond to opposite diurnal anomalies in wind stress and non solar heat flux relative to their daily means. We obtain a difference in daily mean SST of  $0.21^\circ\text{C}$  at day 0. Thus, we can estimate taking into account diurnal variations in surface forcings like those shown in red in Fig. 5.13 leads to a correction of the daily mean SST of about  $0.1^\circ\text{C}$  compared to a case for which daily mean forcings would be applied. We showed in section 5.2.3 that the differences in daily mean surface temperature between ERA1h and ERA24h were of the order of  $0.4^\circ\text{C}$ . These idealized experiments only produce differences of a quarter of the correction that can be attributed to the ocean diurnal variations. Three reasons can explain this discrepancy.

- ☞ In our idealized experiments, the daily mean mixed layer depth is about  $10\text{ m}$  which corresponds to a mean value during summer season (see Fig. 5.3). A shallower (deeper) mixed layer depth would lead to a higher (lower) correction in daily mean SST.

The largest corrections in daily mean SST may correspond to the period of shallowest mixed layer depth (Fig. 5.7).

☞ The compositing technique allows to extract the diurnal variations that occurs the most frequently together with a correction in daily mean SST. A variety of other diurnal variations in surface forcings could also lead to a correction in daily mean SST, but less frequently. The diurnal variations in wind stress and non solar heat flux we extracted may only constitute the example of diurnal variations that lead the most frequently to such a correction in daily mean SST. Other factors which were not captured by this study may be involved to explain this correction.

☞ We concluded, in section 5.2.3, from Fig. 5.8, that the correction in daily mean SST due to ocean diurnal variations has a mean persistence ranging from about 15 to 40 days in the mid-latitudes (Fig. 5.8). This persistence can be mediated by an atmosphere-side persistence. If the atmospheric forcing persists in a way that tends to enhance the SST correction, the correction can grow during the episode up to an amplitude of about 0.4 °C. Such a period of about 15 to 40 days during which the atmospheric forcing favours a daily mean SST correction of the same sign could correspond to various time series of diurnal variations in surface fluxes. Among these time series, the typical diurnal variations we extracted from composites would repeat the most frequently.

• Differences between the Tropics and the mid-latitudes

Our statistical analyses highlighted two different behaviours in the Tropics and in the mid-latitudes. Two different mechanisms dominate the impact of the ocean diurnal cycle in the midlatitudes and in the Tropics. Two reasons can explain these different behaviours :

☞ Due to the distribution of the solar heat flux on the Earth surface, the equilibrium ocean mean state corresponds to a more stable mean profile below the mixed layer in the Tropics than in the mid-latitudes. This can favour a persistence of the nocturnal mixed layer depth in the Tropics and explain why Shinoda (2005) found that the turbulent mixing during the night completely clears the mixed layer memory of the day. This result forms the base of *Bernie et al.* (2005) and *Shinoda* (2005) theory that a large diurnal warming is associated with a positive daily mean SST correction and hence taking into account the ocean diurnal cycle leads to an increase in the amplitude of the intraseasonal SST variability.

☞ *Gentemann et al.* (2008) found that extreme diurnal warmings were more frequent in the midlatitudes than in the Tropics because of more frequent light wind events. The frequency of strong relative diurnal variations around these mean light winds may also be higher in the mid-latitudes than in the Tropics. We recall that a light wind is necessary to observe a daily peak in SST and hence the mechanism described

in section 4. This difference in surface wind characteristics may explain the dominant role of strong relative diurnal variations in wind speed (and thus in non solar heat flux and wind stress) on the daily mean SST correction in the midlatitudes.

• **Non-resolved processes**

As the ocean model we used is a 1-dimensional ocean model, heat and salt flux corrections were applied to account for advective processes and horizontal diffusive processes that are not explicitly resolved. The computation of these flux corrections was designed to force the mean state in ERA1h and ERA24h to be the same. The heat and freshwater corrections we applied are daily climatologies of temperature and salt trends. Thus, we do not expect an impact of these corrections on the diurnal to intraseasonal SST variability and on the results presented in this article as there is no variability on these timescales in these corrections.

Furthermore, the simulations did not take into account the diurnal variability of advective processes in the ocean. The combination of strong currents (western boundary currents, eddies) with high spatial SST variability could lead to an impact of the advection on the diurnal cycle of SSTs. *Tanahashi et al.* (2003) noted such cases in some confined areas such as in the Tasman Sea (160°E, 40°S) or in the East Australian current. However, *Stuart-Menteth et al.* (2003) considered that regions of high spatial SST gradients do not correspond to regions where the diurnal warming exceed 0.5°C. Thus, the role of ocean advective processes in the ocean diurnal variations seems to be negligible, but this impact remains to be assessed with an ocean general circulation model. By using such an ocean general circulation model, *Bernie et al.* (2007) showed that the mechanism suggested by *Bernie et al.* (2005) to explain the role of the diurnal SST variability on the intraseasonal SST variability in the tropics was not affected by the representation of the advective processes. We can expect a similar conclusion for the midlatitudes but some complementary experiments with an ocean general circulation model would be required to conclude on this point.

Besides, the geostrophic currents are not reproduced by the CNRMOM1D model. The shearing of geostrophic currents could affect the turbulent kinetic energy profile and the processes by which the ocean diurnal variations impact the intraseasonal SST and surface heat fluxes variability. This aspect remains to be assessed in order to obtain an overall understanding of the role of the ocean diurnal variations on the ocean/atmosphere interactions.

• **Modelling set-up**

The analyses presented in this paper are based on ocean-forced simulations. We used ECUME bulk formulae to compute turbulent surface fluxes (latent and sensible heat fluxes and wind stress) and the upwelling longwave radiative fluxes was computed in the CNR-



MOM1D as a function of SST. Thus, we partly account for the atmosphere sensitivity to SST. In contrast, a forced model offers a restricted view of the climate system. The interaction with the atmospheric component could alter the interaction between diurnal and intraseasonal SST variability. To state on this hypothesis, a complementary study in atmosphere-ocean coupled mode would be necessary.

### 5.2.6 Conclusion

- **Summary**

This study focuses on the role of the ocean diurnal variability on the SST variability on longer timescales. The CNRMOM1D ocean model coupled with the GELATO3 sea ice model is forced by the ERA40 reanalyses in the Atlantic Ocean with a forcing time step of one day in one simulation and with a time step of 6 hours in the other (1h for the solar heat flux). This ocean model has 124 vertical levels with a vertical resolution of 1m near the surface. The comparison between both experiments shows that the diurnal variations in the surface forcing fluxes affect the SST variability on seasonal and intraseasonal timescales. Sensitivity experiments with idealized forcings applied to an ocean column using CNRMOM1D are run to investigate the non-linear physical processes responsible for the impact of the ocean diurnal variations on the intraseasonal SST variability in the midlatitudes.

The correction in daily mean SST when resolving the ocean diurnal variations reaches about 0.3°C to 0.5°C while daily anomalies in SST reaches typically about 1°C. Since such a temperature anomaly associated with the ocean diurnal variations persists for 15 to 40 days in the midlatitudes and more than 60 days in the Tropics, the ocean diurnal variations are shown to affect the intraseasonal SST variability. In turn, the ocean diurnal variability may affect the ocean/atmosphere interactions on intraseasonal timescales.

*Bernie et al.* (2005) and *Shinoda* (2005) had already shown that taking into account the ocean diurnal cycle enhanced the intraseasonal SST variability by about 20% in the Tropics. Our results are consistent with their theory in the Tropics. In the midlatitudes, the diurnal variations in wind stress or non solar heat flux are shown to play a major role in the correction in daily mean SST. For example, a weaker wind stress or non solar heat flux toward the atmosphere during the second half of the day than during the first half preconditions for a shallow mixed layer. The following day, as heat is trapped near the surface, the daily mean surface temperature is higher than if diurnal variations in wind stress or non solar heat flux toward the atmosphere were not resolved. This mechanism can explain roughly a quarter of the total daily mean correction that can be attributed to the ocean diurnal variations. Two reasons can explain this discrepancy. The correction in daily mean SST due to ocean diurnal variations has been shown to have a mean persistence ranging from about 15 to 40 days in the mid-latitudes. This persistence can be

mediated by an atmosphere-side persistence. If the atmospheric forcing persists in a way that tends to enhance the SST correction, the correction can grow during the episode up to an amplitude of about 0.4 °C. Another reason could be that a second mechanism is involved to explain this correction and that this mechanism was not captured by this study.

• **To go further**

In this study, we focused on the mechanisms by which diurnal variations in wind stress or non solar heat flux can cause a correction in daily mean SST, but we did not explain the origin of these diurnal variations. To go further, we need to identify the weather types favouring these diurnal variations and how these situations can persist and thus favour the persistence of daily mean SST correction. We could also evaluate if these situations can explain a growing in the daily mean SST correction, which is the hypothesis we suggested to explain the discrepancy between the amplitude of the correction explained by the mechanism described above and the total amplitude of the correction associated with the ocean diurnal variability.

The CNRMOM1D/GELATO3 ocean/sea ice model will be coupled with an atmosphere general circulation model. This will allow to assess the feedback of the diurnal SST variations on the diurnal atmosphere variations and how this feedback could alter the interactions between diurnal and intraseasonal SST variability. It will also enable us to investigate the impact of the diurnal ocean/atmosphere coupling on the large-scale atmospheric circulation variability on intraseasonal timescales. This study will be presented in a forthcoming paper.

## 5.2.7 References

Les références de cet article ont été assemblées à la bibliographie en fin de manuscrit.

# Synthèse

## ① Questions posées

✍ La variabilité diurne océanique a-t-elle un impact sur la variabilité intrasaisonnière des SST ?

✍ Quelle est l'amplitude de la correction en SST moyenne journalière induite par la prise en compte de la variabilité diurne océanique ? Quelle est la persistance de cette correction ?

✍ Par quels mécanismes physiques la variabilité diurne affecte-t-elle la variabilité intrasaisonnière des SST ? Ces mécanismes sont-ils les mêmes dans les tropiques et dans les moyennes latitudes ?

## ② Méthodologie

✍ Les diagnostics d'amplitude et de persistance de la correction en SST moyenne journalière liée à la variabilité diurne océanique sont obtenus à partir d'une comparaison entre deux simulations du modèle CNRMOM1D forcées par les données de la réanalyse ERA40 :

1. l'une forcée avec un pas de temps de 1 h : ERA1h
2. l'autre forcée avec un pas de temps de 24 h : ERA24h

tous paramètres égaux par ailleurs. Ces simulations sont également utilisées pour vérifier dans quelle mesure les résultats du modèle CNRMOM1D sont cohérents avec les théories de *Bernie et al.* (2005) et *Shinoda* (2005) proposées pour expliquer l'impact des variations diurnes océaniques sur la variabilité intrasaisonnière des SST dans la zone tropicale. Dans un deuxième temps, nous diagnostiquons les facteurs mis en jeu dans ces interactions d'échelles temporelles dans les moyennes latitudes.

✍ Un ensemble d'expériences idéalisées sont réalisées en forçant une colonne océanique représentée par le modèle CNRMOM1D avec des forçages types pour lesquels l'on a détecté au préalable un impact sur la SST moyenne journalière. Ces expériences permettent d'analyser les processus physiques responsables de cette correction.

### ③ Résultats obtenus

✍ La correction en SST moyenne journalière due à la prise en compte de la variabilité diurne océanique est de l'ordre de  $0.3^{\circ}\text{C}$  à  $0.5^{\circ}\text{C}$  alors que les anomalies journalières de SST sont typiquement de  $1^{\circ}\text{C}$ . Cette anomalie de température peut persister de 15 à 40 jours dans les moyennes latitudes et plus de 60 dans les tropiques. On suggère que les variations diurnes océaniques peuvent affecter la variabilité intrasaisonnière des SST.

✍ Dans la région tropicale, les résultats du modèle CNRMOM1D sont cohérents avec la théorie de *Bernie et al.* (2005) et *Shinoda* (2005) : la prise en compte du cycle diurne océanique conduit à une augmentation d'environ 20% de l'amplitude de la variabilité des SST dans les tropiques.

✍ Aux moyennes latitudes, les variations diurnes de tension de vent et de flux de chaleur non solaire affectent la température moyenne journalière simulée. Par exemple, une forte tension de vent ou un fort flux de chaleur non solaire en début de journée combiné à une faible tension de vent ou un faible flux non solaire en fin de journée préconditionne le profil de densité par une couche de mélange plus pincée. Le jour suivant, la chaleur est confinée dans la mince couche de mélange et la température est plus élevée que si les variations diurnes océaniques ne sont pas prises en compte. Ce mécanisme n'explique cependant qu'en partie l'impact de la prise en compte du cycle diurne océanique sur la correction en SST moyenne journalière observée dans les moyennes latitudes : environ 25%. Deux raisons pourraient expliquer cela :

1. La couche de mélange a une profondeur moyenne journalière d'environ 10 m dans les expériences de sensibilité ce qui correspond à la profondeur moyenne estivale. Une profondeur de couche de mélange plus pincée, ce qui arrive très souvent au cours de l'été, favoriserait une correction de SST plus importante.
2. La persistance d'un forçage atmosphérique favorisant cette correction peut induire une augmentation au cours du temps de cette correction jusqu'à une amplitude de  $0.3^{\circ}\text{C}$  à  $0.5^{\circ}\text{C}$

#### ④ Perspectives

✍ Le modèle utilisé pour ces analyses est le modèle de diffusion 1D CNRMOM1D. Ce modèle ne représente pas la variabilité liée aux processus de diffusion horizontale et aux processus advectifs. On peut alors se demander si ces processus peuvent affecter les interactions entre variabilité diurne et variabilité intrasaisonnière de SST. *Bernie et al.* (2007) ont déjà montré que les résultats obtenus par *Bernie et al.* (2005) dans la zone tropicale avec un modèle 1D sont également valables dans un modèle de circulation générale océanique. Reste à montrer si les mécanismes proposés ci-dessus pour les moyennes latitudes sont affectés par les processus de diffusion horizontale ou les processus advectifs.

✍ Nous avons relié dans cette étude la correction en SST moyenne journalière aux moyennes latitudes aux variations diurnes de tension de vent et de flux de chaleur non solaire. Pour compléter cette étude, nous pourrions analyser les processus atmosphériques responsables de ces variations et identifier ainsi les situations météorologiques typiquement favorables à une correction de SST moyenne journalière importante si les variations diurnes océaniques sont représentées.

✍ L'étude présentée ici a été réalisée à partir de simulations océaniques forcées, qui offrent une vision restreinte du système climatique. Les interactions avec la composante atmosphérique pourraient affecter les mécanismes d'interaction d'échelles temporelles mis en évidence. Pour compléter cette analyse, une étude en mode couplé est nécessaire. Nous proposons donc dans le chapitre 6 d'étudier deux simulations couplées océan-atmosphère, l'une avec un pas de temps de 1 h, l'autre avec un pas de temps de 24 h, tous paramètres égaux par ailleurs.



# Chapitre 6

## Analyse de simulations couplées océan-atmosphère : impact des variations diurnes océaniques sur les états moyens océanique et atmosphérique

Le chapitre précédent a mis en évidence le rôle de la variabilité diurne océanique sur la variabilité intrasaisonnière des SST. Cependant, ces analyses se sont appuyées sur des simulations océaniques forcées, l'interaction avec la composante atmosphérique étant ainsi inhibée. La représentation du pic de SST journalier peut augmenter le flux de chaleur net de l'océan vers l'atmosphère d'environ  $20 W/m^2$  à  $40 W/m^2$  en milieu de journée (*Kawai et al.*, 2006b). L'atmosphère peut donc d'une part, répondre au pic de SST journalier, ce qui pourrait affecter son état moyen et sa variabilité, d'autre part rétroagir sur la composante océanique et ainsi intervenir dans les mécanismes d'interaction d'échelles temporelles proposés au chapitre précédent. Pour compléter les analyses réalisées à partir de simulations océaniques forcées, nous comparons dans ce chapitre deux simulations couplées océan-atmosphère, l'une représentant le cycle diurne océanique, l'autre non. Nous abordons ainsi les questions suivantes : quel est l'impact de la variabilité diurne océanique sur le système climatique à des échelles temporelles plus longues ? Cet impact est-il négligeable ou est-il nécessaire de représenter ces processus dans les modèles couplés de circulation générale ? Les mécanismes par lesquels les variations diurnes océaniques affectent de plus longues échelles temporelles sont-ils purement océaniques, comme ceux évoqués dans le chapitre précédent, ou mettent-ils en jeu des rétroactions atmosphériques ?

Fréquence de couplage ou forçage	1h	24h
Simulation forcées	ERA1h	ERA24h
Simulation couplées	C1h	C24h

TAB. 6.1 – *Tableau récapitulatif des expériences réalisées avec le modèle CNRMOM1D. En orange, sont les expériences sur lesquelles s’appuie le chapitre 6.*

## 6.1 Méthodologie

Nous nous appuyons dans ce chapitre sur la comparaison des simulations C1h et C24h présentées dans la section 2.3 (voir Tab. 6.1). Nous rappelons succinctement ici les caractéristiques de ces simulations.

La simulation C1h (voir section 2.3.2) est une simulation couplée dans la région Nord Atlantique Europe (NAE) d’une durée de 50 ans et pour laquelle le modèle d’atmosphère ARPEGE-climat et le modèle d’océan CNRMOM1D échangent leurs données et flux de surface toutes les heures via OASIS. Rappelons que la région NAE est définie comme la région comprise entre les latitudes 20°N et 80°N et entre les longitudes 80°W et 40°E. Pour évaluer l’impact de la variabilité diurne océanique sur les interactions entre l’océan et l’atmosphère dans la région NAE, la simulation couplée C1h est comparée à la simulation couplée C24h pour laquelle la fréquence de couplage est fixée à un jour, tous paramètres égaux à C1h par ailleurs. La simulation C24h, contrairement à la simulation C1h, ne représente donc pas les variations diurnes océaniques.

Rappelons que le modèle CNRMOM1D ne représente pas de façon explicite les processus diffusifs horizontaux ni les processus advectifs. Nous avons décrit dans la section 2.2.6 la méthode employée pour calculer les corrections en flux de chaleur et d’eau douce appliquées pour représenter ces processus. L’inconvénient de cette méthode est qu’elle contraint fortement l’état moyen. Si nous calculons, par cette méthode, des corrections de flux de chaleur et d’eau douce pour la simulation C1h, d’une part et des corrections de flux pour la simulation C24h, d’autre part, leurs états moyens seront contraints vers la même référence des données du PHC. Les corrections de flux ainsi calculées corrigeront donc également l’impact de la variabilité diurne océanique sur l’état moyen climatique et nous ne pourrons donc pas analyser les mécanismes mis en jeu dans cet impact. Il a donc été choisi d’appliquer la même correction en flux de chaleur et d’eau douce à ces deux simulations. En appliquant la même correction de flux de chaleur et d’eau douce, les mêmes circulations générales océaniques sont implicitement imposées à ces deux simulations.

En adoptant cette méthode, nous obtenons deux simulations stables dont les états moyens présentent des différences qui sont induites par la prise en compte des variations diurnes océaniques. L’objet de ce chapitre sera donc d’analyser les mécanismes à l’origine



des différences d'état moyen entre les expériences C1h et C24h. Nous évaluerons ensuite les conséquences potentielles de ces différences d'état moyen sur la circulation océanique générale.

## 6.2 Contexte bibliographique

### 6.2.1 Impact du cycle diurne de la surface sur le profil d'humidité et la couverture nuageuse

Nous avons décrit dans la section 1.3.4 le comportement diurne de la Couche Limite Atmosphérique (CLA). Nous reprenons ici, de manière succincte, les éléments utiles aux analyses présentées dans ce chapitre.

La phase diurne de la CLA par temps non perturbé se caractérise par un bilan d'énergie positif de la surface, cette énergie étant restituée à l'atmosphère qui est réchauffée par le bas. La génération de turbulence est dominée par la production liée au flux de chaleur à la base de la CLA. Cette couche mélangée se développe verticalement en érodant la stratification stable qui la surplombe. A la tombée de la nuit, le flux de chaleur s'inverse en surface, et le refroidissement des basses couches est à l'origine de l'apparition d'une couche d'inversion nocturne. La turbulence s'estompe au cours de la nuit au-dessus de cette couche d'inversion nocturne.

A ce cycle diurne de la CLA peut être associé un cycle diurne de la couverture nuageuse. Au-dessus des continents, les nuages convectifs présentent un cycle diurne marqué. Les cumulus apparaissent souvent en fin de matinée ensoleillée pour persister puis disparaître en fin d'après-midi. Dans certaines conditions, la convection profonde apparaît au cours de la journée, provoquant des précipitations maximales en milieu d'après-midi. Au-dessus des océans, où le cycle diurne de la surface est moins marqué que sur les continents, on observe souvent des étendues de stratocumulus pendant plusieurs jours d'affilée en zone tropicale comme dans les moyennes latitudes. Dans la zone tropicale, on peut observer un cycle diurne marqué de l'activité convective avec un maximum de convection profonde dans la matinée alors que le maximum se produit en fin d'après-midi sur les continents (*Gray and Jacobson, 1977; Janowiak et al., 1994; Yang and Slingo, 2001; Dai and Trenberth, 2004*). *Slingo et al. (2003)* suggèrent un rôle des variations diurnes de la SST comme déclencheur de l'activité convective peu profonde précipitante.

Le cycle diurne de l'activité convective de la couche limite dépend donc fortement du cycle diurne des conditions de surface. De plus, l'activité convective rétroagit sur les conditions de surface. Le développement vertical de la CLA associé à la formation des cumulus augmente le transport vertical d'humidité. En conséquence, l'évaporation en surface augmente et cette humidité est transportée à son tour vers le sommet de la couche limite, favorisant la formation des nuages et accentuant ainsi le transport vertical d'humidité.

C'est une rétroaction positive. Par ailleurs, la présence des cumulus diminue l'intensité du flux solaire atteignant la surface ce qui a pour effet de réduire le flux de chaleur restitué par la surface à la CLA et donc le développement vertical de celle-ci. C'est une rétroaction négative (*Rio, 2007*). Le cycle diurne atmosphérique est donc fortement couplé à celui des surfaces continentales et marines.

D'après ces bases théoriques, le réchauffement diurne océanique favoriserait le développement diurne de la Couche Limite Atmosphérique (CLA). En effet, plus ce réchauffement est important, plus les flux turbulents à l'interface océan-atmosphère favorisent le développement vertical de la CLA en milieu de journée et plus le transport vertical d'humidité est important, asséchant la basse troposphère et favorisant le développement de nuages dans la CLA. Les nuages formés peuvent ensuite rétroagir positivement sur la surface via une augmentation du transport vertical d'humidité ou négativement via une diminution du flux solaire atteignant la surface. On peut alors se demander quelle rétroaction va dominer dans la réponse du système climatique à la prise en compte du cycle diurne océanique.

### **6.2.2 Impact du cycle diurne océanique sur l'état moyen climatique**

D'après les résultats de *Bernie et al. (2005)* et *Shinoda (2005)* obtenus à partir de modèles 1D, l'impact attendu de la prise en compte des variations diurnes océaniques est une augmentation de la SST moyenne dans la zone tropicale. En effet, selon leur théorie illustrée par la Fig. 1.14, le pic de SST qui se produit en début d'après-midi résulte en une température moyenne journalière plus élevée que si ce pic n'est pas représenté. *Bernie et al. (2008)* et *Danabasoglu et al. (2006)* ont ensuite produit des diagnostics à partir de simulations couplées océan-atmosphère respectivement avec un pas de temps de 3h et 1h et utilisant des modèles de circulation générale comparées chacune à une simulation de contrôle couplée une fois par jour. Le résultat principal des ces études est une bande équatoriale plus chaude lorsque le cycle diurne est représenté que lorsqu'il ne l'est pas. Selon *Bernie et al. (2008)*, ce réchauffement atteint 0.2°C dans le Pacifique central et le Pacifique Ouest et 0.3°C dans le Pacifique Est. Cette amplitude de réchauffement est cohérente avec les théories précédentes de *Bernie et al. (2005)* et *Shinoda (2005)*. L'amplitude atteinte par ce réchauffement dans l'étude de *Danabasoglu et al. (2006)* est plus importante que celle donnée dans l'étude de *Bernie et al. (2008)* : cette amplitude atteint 1°C dans la zone équatoriale. Selon *Danabasoglu et al. (2006)*, la théorie de *Bernie et al. (2005)* et *Shinoda (2005)* explique seulement une partie de ce signal. C'est la réponse atmosphérique à ce réchauffement par le mécanisme de "rectification" de *Bernie et al. (2005)* qui en explique le reste. Ils attribuent l'amplification du signal par l'atmosphère à des modifications de la couverture nuageuse qui conduisent à une augmentation du flux solaire atteignant la surface. Pour comprendre l'origine de ces modifications de couverture nuageuse, ils comparent leur expérience couplée océan-atmosphère toutes les heures avec

une expérience pour laquelle le modèle de circulation générale océanique reçoit les données atmosphériques toutes les heures mais envoie la SST moyenne journalière plutôt que la SST toutes les heures à l'atmosphère. Cette comparaison leur permet de montrer que ces modifications de la couverture nuageuse constituent non pas une réponse au pic de SST journalier mais une réponse au signal d'augmentation de la SST expliqué par la théorie de *Bernie et al. (2005)* et *Shinoda (2005)*. Cependant aucun mécanisme n'est proposé pour expliquer le lien entre l'augmentation du flux solaire atteignant la surface et la densification de la couverture nuageuse. La prise en compte du cycle diurne océanique agit donc dans la zone tropicale via une "rectification" de la SST moyenne qui est amplifiée par l'atmosphère, les modifications de la couverture nuageuse en réponse à cette correction moyenne jouant un rôle clé dans cette rétroaction positive.

### 6.3 Le gradient méridien d'amplitude du réchauffement diurne

Par construction, les simulations C1h et C24h se distinguent, en premier lieu, par la représentation du cycle diurne océanique estival (juin-août) dans la simulation C1h. Celui-ci se traduit par un réchauffement diurne dont l'amplitude décroît avec la latitude. Le réchauffement diurne estival est d'environ  $0.3^{\circ}\text{C}$  dans les latitudes subtropicales (Fig. 6.1). Cette amplitude est plus faible que dans les observations satellitaires de *Kawai and Wada (2007)*, principalement du fait du calcul du réchauffement diurne à partir de la température à  $50\text{ cm}$  de profondeur dans le modèle alors que la température de peau est utilisée dans la climatologie de *Kawai and Wada (2007)*. De nombreux travaux ont montré un fort gradient de température dans le premier mètre de l'océan (*Yokoyama et al., 1995; Soloviev and Lukas, 1997; Ward, 2006; Kawai and Wada, 2007*). Selon *Ward (2006)* la différence de température à travers le premier mètre océanique peut atteindre  $2.7^{\circ}\text{C}$ . Un réchauffement diurne trop faible est donc perçu par l'atmosphère car la température à  $50\text{ cm}$  est également la température fournie en tant que SST au modèle d'atmosphère. Une onde de période 1h est visible sur la Fig. 6.1 correspondant à la période avec laquelle le flux solaire est reçu par l'océan. Une onde de période 3h est superposée à cette onde de période 1h, 3h étant la période avec laquelle le schéma de transfert

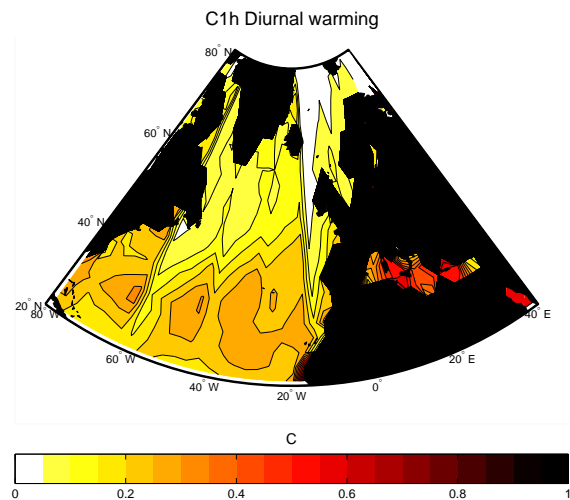


FIG. 6.1 – Réchauffement diurne moyen estival (juin-août) dans l'expérience C1h. Intervalle entre les contours :  $0.05^{\circ}\text{C}$ .

radiatif est appelé dans ARPEGE-climat, le flux solaire étant seulement interpolé pour obtenir une résolution de 1h.

Comme détaillé dans les chapitre 1 et 5, les facteurs principaux affectant l'amplitude du réchauffement diurne océanique sont l'intensité du flux solaire favorisant un pic de SST élevé et la tension de vent s'opposant à la formation de la couche de mélange pincée en journée et donc au réchauffement diurne. Le gradient d'amplitude du réchauffement diurne estival avec la latitude (Fig. 6.1) est principalement lié au gradient d'ensoleillement moyen (Fig. 6.2). En effet, les vents moyens sont plus forts dans la zone tropicale que dans les moyennes latitudes. En revanche, la structure spatiale d'amplitude du flux solaire moyen estival correspond à celle de l'amplitude du réchauffement diurne (Fig. 6.1).

Ces valeurs simulées (Fig. 6.1) d'amplitude du réchauffement diurne moyen estival sont faibles :  $0.1^{\circ}\text{C}$  à  $0.5^{\circ}\text{C}$ . Cependant, nous avons vu dans les chapitres 1 et 2 que l'amplitude du réchauffement diurne océanique varie beaucoup autour de cette moyenne selon la journée et ses conditions météorologiques. *Gentemann et al.* (2008) ont observé, dans les moyennes latitudes, des valeurs extrêmes d'amplitude du réchauffement diurne atteignant  $6^{\circ}$  à  $8^{\circ}\text{C}$  et des évènements pour lesquels l'amplitude du réchauffement diurne excède  $4^{\circ}\text{C}$  dans des zones dont l'extension spatiale atteint  $1000\text{ km}$ . Dans la simulation C1h, l'amplitude du réchauffement diurne varie de  $0^{\circ}\text{C}$  à  $2^{\circ}\text{C}$  (voir section 2.3.1). Cependant, bien que le réchauffement diurne moyen soit faible, le comportement fortement non-linéaire de la Couche Limite Atmosphérique (CLA) en réponse aux variations des caractéristiques thermodynamiques de la surface peut conduire à un impact moyen significatif du cycle diurne océanique sur l'atmosphère.

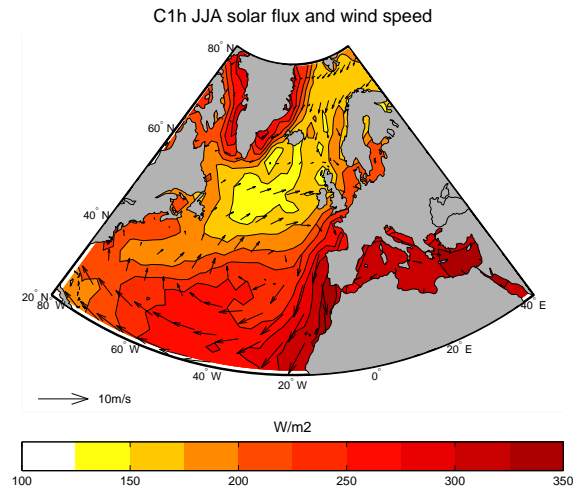


FIG. 6.2 – Flux solaire en vitesse du vent en moyenne estivale (juin-août) dans l'expérience C1h. Intervalle entre les contours :  $5\text{ W/m}^2$ .

Le réchauffement diurne moyen estival, d'environ  $0.3^{\circ}\text{C}$  aux latitudes subtropicales dans la simulation couplée C1h, pourrait être associé, selon la théorie de *Bernie et al.* (2005), *Shinoda* (2005) et *Bernie et al.* (2007), à une SST moyenne plus élevée de  $0.1^{\circ}\text{C}$  à  $0.2^{\circ}\text{C}$  dans l'expérience C1h que dans l'expérience C24h. Cette différence de température dans la bande subtropicale peut être amplifiée par le mécanisme de rétroaction positive proposé par *Danabasoglu et al.* (2006). Est-ce que les différences entre les SST moyennes de la simulation C1h et celles de la simulation C24h sont cohérentes avec les théories de

*Bernie et al. (2005), Shinoda (2005) et Danabasoglu et al. (2006) ?*

## 6.4 Correction en SST moyenne induite par la variabilité diurne océanique

La comparaison de la SST moyenne pour chaque mois de l'année entre les simulations C1h et C24h montre un refroidissement dans les subtropiques et un réchauffement dans les moyennes et hautes latitudes au cours de l'été boréal (Fig. 6.3) en réponse à la prise en compte du cycle diurne océanique. La différence de SST moyenne entre C1h et C24h dans la zone délimitée par les latitudes 20°N et 40°N est d'environ  $-1^{\circ}\text{C}$  pour les mois de juin à août tandis que dans la zone délimitée par les latitudes 50°N et 80°N, cette différence est d'environ  $1^{\circ}\text{C}$  au cours des mêmes mois.

La comparaison des structures spatiales des SST moyennes estivales (juin-août) (Fig. 6.4a) montre que les anomalies de SST positives de l'expérience C1h par rapport à l'expérience C24h sont confinées dans les zones où est présente la glace de mer. Ces anomalies atteignent  $5^{\circ}\text{C}$  dans la mer du Labrador. Les anomalies négatives de SST sont étendues zonalement entre 20°N et 40°N et atteignent un maximum de  $-2^{\circ}\text{C}$  dans la partie sud-est du bassin Atlantique Nord. La rétroaction positive entre la diminution de l'extension de la glace de mer (Fig. 6.4b) et l'augmentation des SST associée explique les plus fortes anomalies atteintes en valeur absolue dans les hautes latitudes que dans les subtropiques. Les anomalies de concentration de glace de mer atteignent localement  $-100\%$  ce qui correspond à une disparition complète de la glace de mer. La théorie de *Bernie et al. (2008)* et *Danabasoglu et al. (2006)* ne permet donc pas d'expliquer les résultats obtenus dans la zone subtropicale à partir du modèle couplé ARPEGE4/CNRMOM1D/GELATO3. Quel mécanisme permet alors d'expliquer l'impact du cycle diurne océanique dans notre cas ?

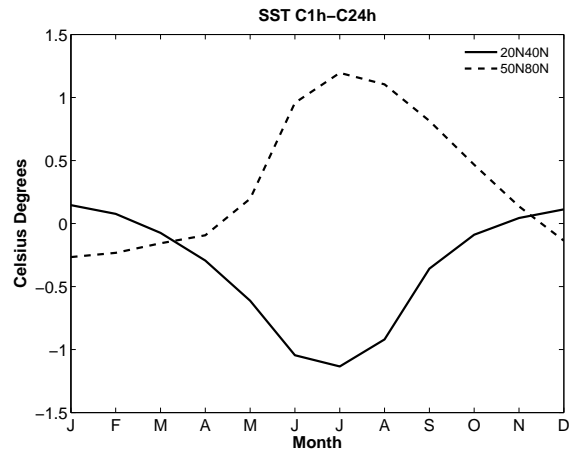


FIG. 6.3 – Différence de SST moyenne pour chaque mois de l'année entre l'expérience C1h et l'expérience C24h. La ligne continue correspond à la SST moyenne dans l'océan Atlantique Nord entre les latitudes 20°N et 40°N tandis que la ligne tiretée correspond à la SST moyenne dans l'océan Atlantique Nord entre les latitudes 50°N et 80°N.

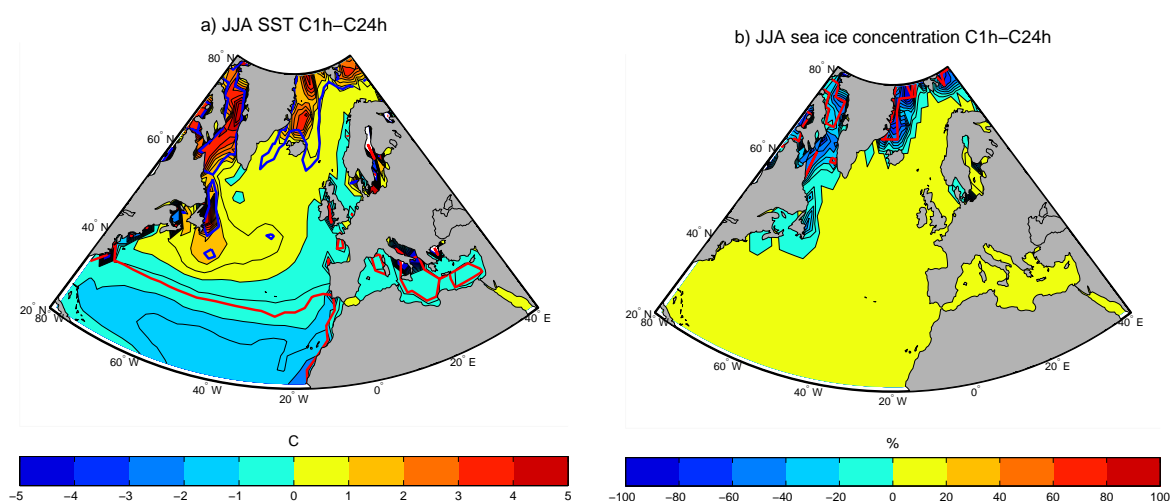


FIG. 6.4 – Différence a) de SST et b) de concentration de glace en moyenne estivale (juin-août) entre l'expérience C1h et l'expérience C24h. Les zones entourées d'un contour rouge (anomalies négatives) ou bleu (anomalies positives) correspondent à des anomalies significatives à 95%, suivant un test de student (VonStorch and Zwiers, 1999). Intervalle entre les contours : a) 0.3°C, b) 10%.

## 6.5 Anomalies de tendance en SST induites par la variabilité diurne océanique

La comparaison de la tendance en SST moyenne pour chaque mois de l'année entre les simulations C1h et C24h montre que le refroidissement dans les subtropiques et le réchauffement dans les moyennes et hautes latitudes s'amorcent au mois de mai (Fig. 6.5). La différence de tendance en SST moyenne entre C1h et C24h dans la zone délimitée par les latitudes 20°N et 40°N est comprise entre  $-0.3 C.mois^{-1}$  et  $-0.5 C.mois^{-1}$  au cours des mois de mai et juin tandis que dans la zone délimitée par les latitudes 50°N et 80°N, cette différence de tendance est comprise entre  $+0.6 C.mois^{-1}$  et  $+0.8 C.mois^{-1}$  au cours des mêmes mois. La tendance devient quasi-nulle au mois de juillet et s'inverse au cours des mois d'août et de septembre.

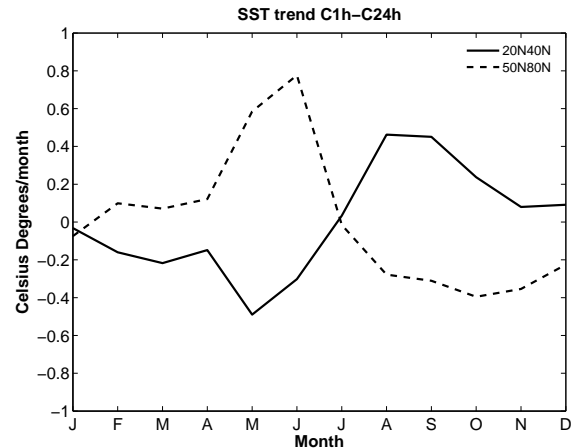


FIG. 6.5 – Différence de tendance en SST moyenne pour chaque mois de l'année entre l'expérience C1h et l'expérience C24h. La ligne continue correspond à la SST moyenne dans l'océan Atlantique Nord entre les latitudes 20°N et 40°N tandis que la ligne tiretée correspond à la SST moyenne entre les latitudes 50°N et 80°N.

Tendance en MLT C1h-C24h

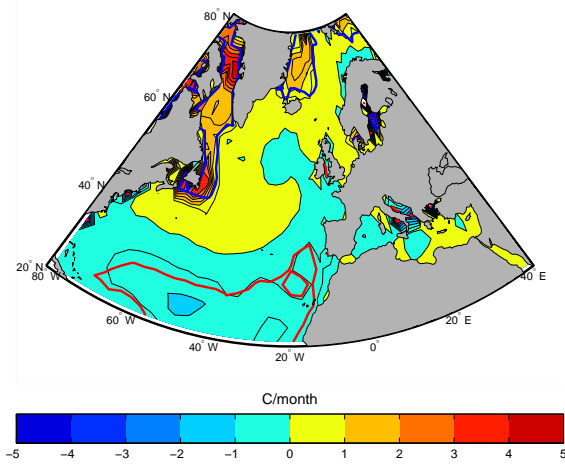


FIG. 6.6 – Différence moyenne au cours des mois de mai et juin entre l'expérience C1h et l'expérience C24h de tendance en température moyenne de la couche de mélange océanique (MLT). Intervalle entre les contours :  $0.5^{\circ}\text{C}/\text{mois}$ .

Le champ de tendance en température moyenne de la couche de mélange, notée MLT (Mixed Layer Temperature), est calculée au cours de la simulation à chaque pas de temps du modèle. La structure spatiale du champ d'anomalies de tendance en MLT (Fig. 6.6) au cours des mois de mai et juin est cohérente avec celle du champ d'anomalies de SST au cours de l'été boréal. Les anomalies de tendance en MLT sont négatives entre  $20^{\circ}\text{N}$  et  $40^{\circ}\text{N}$  et sont d'environ  $-1\text{ C.mois}^{-1}$ . On constate des anomalies positives de tendance en MLT dans les mers du Labrador et du Groenland d'environ  $+2.5\text{ C.mois}^{-1}$ . Pour comprendre les mécanismes mis en jeu dans l'apparition de ces anomalies de SST, nous réalisons un bilan des flux de chaleur appliqués à la Couche de Mélange Océanique (CMO) au cours des mois de mai et juin.



## 6.6 Bilan des flux expliquant les anomalies de tendance en MLT en mai et juin

Les différents flux de chaleur intervenant dans le bilan de chaleur de la CMO et pouvant expliquer les anomalies de tendance en MLT (Fig. 6.6) sont :

- le flux de chaleur non solaire en surface qui est la somme des flux radiatifs infrarouge montant et descendant et des flux de chaleur latente et sensible,
- le flux solaire absorbé par la CMO,
- et le flux de chaleur à travers la base de la couche de mélange,

Tous ces termes ont été calculés au cours de la simulation à chaque pas de temps du modèle. Le bilan est fermé : la somme de ces termes donne à chaque pas de temps la tendance totale en MLT.

De plus, le terme de flux de chaleur non solaire en surface a été décomposé en termes de flux radiatif infrarouge descendant (Fig. 6.7a) et montant (Fig. 6.7b) et de flux de chaleur latente (Fig. 6.7c) et sensible (Fig. 6.7d). Les différents termes du bilan de chaleur de la CMO pouvant expliquer les anomalies de tendance en MLT (Fig. 6.6) sont donnés sur la Fig. 6.7. Pour chacun des termes de ce bilan, qui nous décrirons un à un dans les sections suivantes, un flux de chaleur positif correspond à un apport de chaleur pour la CMO. Pour la conversion en  $C.mois^{-1}$  des flux radiatifs infrarouge descendant (Fig. 6.7a) et montant (Fig. 6.7b) et des flux de chaleur latente (Fig. 6.7c) et sensible (Fig. 6.7d), les données journalières de profondeur de couche de mélange et de flux de surface ont été utilisés. Cette conversion introduit donc une erreur liée aux variations sub-diurnes non prises en compte. La Fig. 6.7g montre la différence entre le flux de chaleur non solaire total, calculé au cours de la simulation, et la somme des flux radiatifs infrarouge descendant et montant et des flux de chaleur latente et sensible convertis en  $C.mois^{-1}$ . La Fig. 6.7g correspond donc au terme d'erreur liée à cette conversion réalisée à partir des données journalières plutôt qu'horaires. Nous pouvons noter que le terme d'erreur liée à cette conversion est négligeable par rapport aux termes principaux du bilan (Figs. 6.7a et 6.7b).

De plus, dans la zone partiellement englacée, un bilan sur la CMO est inadapté pour expliquer la réduction de l'extension de la glace de mer dans la simulation C1h par rapport à la simulation C24h. En effet, nous nous intéressons au système océan-glace et non uniquement à la CMO. L'augmentation de la SST n'est possible que lorsque la fonte de glace est initiée. Le tableau 6.2 donne les moyennes des anomalies de flux de chaleur à la surface du système océan-glace sur la zone masquée sur la Fig. 6.7b. Un flux de chaleur positif correspond à un apport de chaleur pour le système océan-glace.

Les sections suivantes analyseront un à un tous les termes intervenant dans le bilan des flux de chaleur appliqués à la CMO et au système océan-glace afin de déterminer quels sont les facteurs responsables de l'apparition des anomalies de SST montrées sur la Fig. 6.4 et la fonte de la glace de mer dans la simulation C1h par rapport à la simulation C24h.

	C1h-C24h (mai-juin)
Flux radiatif infrarouge descendant	7.75 $W/m^2$
Flux radiatif infrarouge montant	-9.17 $W/m^2$
Flux solaire descendant	-9.71 $W/m^2$
Flux solaire montant	23.77 $W/m^2$
Flux de chaleur latente	-3.02 $W/m^2$
Flux de chaleur sensible	-1.07 $W/m^2$
Somme	8.56 $W/m^2$

TAB. 6.2 – Différences de flux de chaleur moyen en surface dans la zone partiellement englacée (mer du Labrador, détroit de Davis et mer du Groenland) au cours des mois de mai et juin entre les expériences C1h et C24h. Un flux de chaleur positif correspond à un apport de chaleur pour le système océan-glace.

### 6.6.1 Anomalies de flux radiatif infrarouge descendant

Dans la zone subtropicale, les anomalies de flux radiatif infrarouge descendant (Fig. 6.7a) contribuent à la tendance négative en SST avec une amplitude d'environ  $-3 C.mois^{-1}$  et atteignent un maximum d'environ  $-5.5 C.mois^{-1}$  dans la zone du maximum d'anomalies négatives de tendance en MLT (Fig. 6.6b). Elles contribuent également à la tendance positive en SST au nord de  $40^\circ N$ , avec une amplitude comprise entre  $+1.5 C.mois^{-1}$  et  $+8 C.mois^{-1}$ . Le maximum d'anomalies de flux radiatif infrarouge descendant est obtenu le long du bord de glace. Les anomalies de flux radiatif infrarouge descendant constituent le terme principal expliquant la tendance totale en MLT. Dans la zone partiellement englacée (Tab. 6.2), la moyenne des anomalies de flux radiatif infrarouge descendant est de  $7.75 W/m^2$ , ce qui représente environ 90% de l'anomalie de flux net de chaleur à la surface du système océan-glace. L'anomalie de flux radiatif infrarouge descendant contribue donc au réchauffement de l'océan superficiel et à la fonte de la glace aux hautes latitudes comme dans la zone subtropicale.

### 6.6.2 Anomalies de flux radiatif infrarouge montant

Les anomalies de flux infrarouge montant (Fig. 6.7b) ont une structure spatiale proche de celle des anomalies de flux infrarouge descendant mais avec des signes opposés. Rappelons que nous avons choisi comme convention un flux positif pour un apport de chaleur à l'océan. Ces anomalies ont une amplitude d'environ  $+3.5 C.mois^{-1}$  dans les subtropiques et atteignent un maximum d'environ  $+6 C.mois^{-1}$  dans la zone du maximum d'anomalies négatives de tendance en MLT. Au nord de  $40^\circ N$ , ces anomalies sont négatives, avec une amplitude d'environ  $-2 C.mois^{-1}$  et un maximum d'anomalies d'environ  $-8 C.mois^{-1}$  le

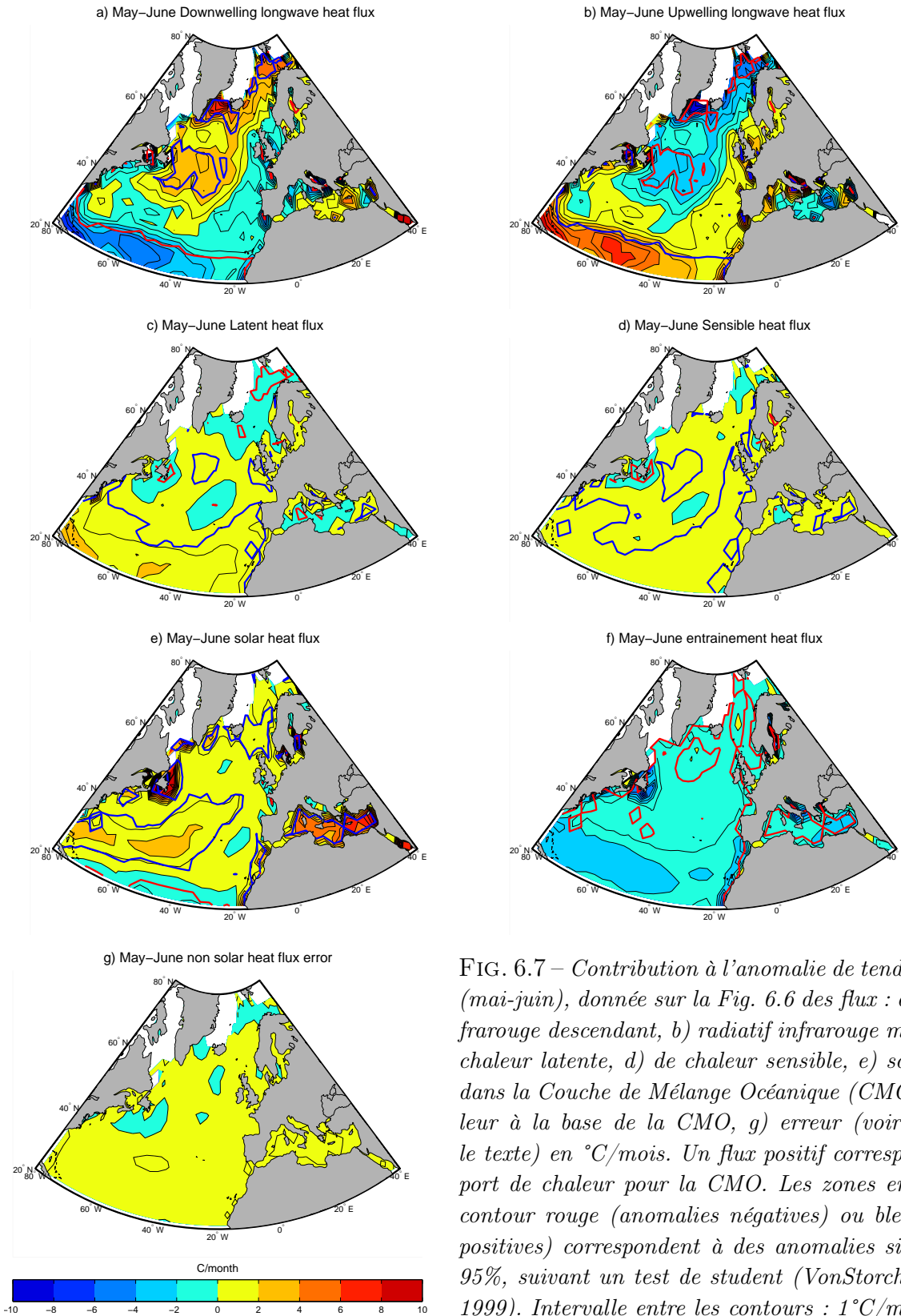


FIG. 6.7 – Contribution à l’anomalie de tendance en MLT (mai-juin), donnée sur la Fig. 6.6 des flux : a) radiatif infrarouge descendant, b) radiatif infrarouge montant, c) de chaleur latente, d) de chaleur sensible, e) solaire absorbé dans la Couche de Mélange Océanique (CMO), f) de chaleur à la base de la CMO, g) erreur (voir détails dans le texte) en  $^{\circ}\text{C}/\text{mois}$ . Un flux positif correspond à un apport de chaleur pour la CMO. Les zones entourées d’un contour rouge (anomalies négatives) ou bleu (anomalies positives) correspondent à des anomalies significatives à 95%, suivant un test de student (VonStorch and Zwiers, 1999). Intervalle entre les contours :  $1^{\circ}\text{C}/\text{mois}$ .

long du bord de glace. Les anomalies de flux radiatif infrarouge montant tendent donc à s'opposer aux anomalies de tendance en SST et constituent plutôt une réponse aux anomalies de SST qui apparaissent. En effet, le flux radiatif infrarouge montant, selon la loi de Stefan (*Stefan*, 1879) est proportionnel à la température de surface à la puissance 4. Dans la zone partiellement englacée (Tab. 6.2), l'anomalie de flux radiatif infrarouge montant ( $-9.17 W/m^2$ ) tend également à s'opposer au réchauffement et à la fonte la glace et constitue donc une réponse aux anomalies positives de SST.

### 6.6.3 Anomalies de flux de chaleur latente et sensible

Les anomalies de flux de chaleur latente (Fig. 6.7c) sont positives entre  $20^\circ N$  et  $40^\circ N$  avec une amplitude d'environ  $+1.5 C.mois^{-1}$ . Ces anomalies tendent donc plutôt à s'opposer aux anomalies de tendance en SST et constituent, de même que les anomalies de flux radiatif infrarouge montant, une réponse aux anomalies de SST. Les anomalies de flux de chaleur sensible (Fig. 6.7d) sont très faibles. Dans la zone partiellement englacée (Tab. 6.2), la moyenne des flux de chaleur sensible et latente est respectivement de  $-3.02 W/m^2$  et  $-1.07 W/m^2$ . Ces anomalies sont faibles et tendent à s'opposer au réchauffement et à la fonte la glace. Ces anomalies constituent donc une réponse aux anomalies positives de SST dans cette zone.

### 6.6.4 Anomalies de flux solaire

Les anomalies de flux solaire absorbé dans la CMO (Fig. 6.7e) sont négatives au sud de  $25^\circ N$  environ et ont une amplitude d'environ  $-1 C.mois^{-1}$ . Ces anomalies sont positives au nord de  $25^\circ N$  où elles ont une amplitude d'environ  $+1 C.mois^{-1}$  et atteignent  $+4 C.mois^{-1}$  à  $+8 C.mois^{-1}$  le long de bord de glace. Les anomalies de flux solaire absorbé dans la CMO contribuent donc à la tendance négative en SST au sud de  $25^\circ N$ , s'y opposent entre  $25^\circ N$  et  $40^\circ N$  et contribuent à la tendance positive en SST aux moyennes et hautes latitudes.

Dans la zone partiellement englacée (Tab. 6.2), les anomalies de flux solaire descendant et montant sont respectivement de  $-9.71 W/m^2$  et  $23.77 W/m^2$ , ce qui correspond, selon notre convention, à des flux solaire descendant et montant plus faibles dans la simulation C1h que dans la simulation C24h. L'anomalie de flux solaire descendant tendrait donc à s'opposer au réchauffement et à la fonte la glace tandis que l'anomalie de flux solaire montant tend à les favoriser. L'anomalie de flux solaire montant est induite par la modification de l'albedo suite à la fonte de la glace de mer (Fig. 6.4). Cette fonte favorise une augmentation du flux solaire absorbé par la CMO, ce qui est cohérent avec l'anomalie importante de flux solaire absorbé par la CMO le long du bord de glace (Fig. 6.7e). Il se produit une rétroaction positive entre la fonte de la glace et le réchauffement de la surface océanique via la modification de l'albedo de la surface marine. Bien que l'anomalie positive de flux

de chaleur montant soit un terme prépondérant du bilan dans la zone englacée, ce terme n'initie donc pas la fonte de la glace mais l'amplifie seulement. L'anomalie de flux solaire descendant, quant à elle, tend plutôt à s'opposer à la fonte de la glace et au réchauffement de la surface océanique.

### **6.6.5 Anomalies de flux de chaleur à la base de la couche de mélange**

Les anomalies de flux de chaleur à la base de la couche de mélange (Fig. 6.7f) sont négatives dans les subtropiques avec une amplitude d'environ  $-2 C.mois^{-1}$ . L'anomalie de SST dans cette zone étant négative, l'anomalie de flux de chaleur à la base de la couche de mélange ne peut pas correspondre à une diffusion du signal mais correspond plutôt à l'entraînement d'eaux froides par approfondissement de la couche de mélange. Comme nous le verrons dans la section 6.10, aucune anomalie significative de circulation atmosphérique n'est présente dans cette zone. L'entraînement d'eaux froides ne peut donc pas correspondre à un entraînement dynamique lié à une augmentation de la vitesse des vents. Cet entraînement correspond plutôt à un entraînement thermodynamique. En effet, l'anomalie négative de température se formant en surface favorise un approfondissement de la couche de mélange et ainsi un entraînement d'eaux froides, ce qui amplifie ainsi le refroidissement.

### **6.6.6 Bilan : Quels facteurs sont responsables de l'apparition des anomalies de SST présentes pendant l'été boréal ?**

Le bilan des flux de chaleur appliqués à la CMO montre que les anomalies de SST (Fig. 6.4a) décrites dans la section précédente sont principalement induites par les anomalies de flux radiatif infrarouge descendant (Fig. 6.7a). De même, dans les hautes latitudes, le Tab. 6.2 montre que l'apparition de l'anomalie positive de SST et la fonte de la glace sont principalement induits par l'anomalie positive de flux radiatif infrarouge descendant dans l'expérience C1h par rapport à l'expérience C24h. Les anomalies de flux de chaleurs latente et sensible sont négligeables tandis que les flux radiatifs infrarouge et solaire montant correspondent à un ajustement aux anomalies de SST. Cette conclusion amène donc la question : à quoi sont dues ces anomalies de flux radiatifs infrarouge descendant ?

## **6.7 Facteurs responsables des anomalies de flux radiatif infrarouge descendant**

Les anomalies de flux radiatif infrarouge descendant peuvent être induites principalement par deux facteurs : une modification de la concentration en gaz à effet de serre (y compris la vapeur d'eau) ou une modification de la couverture nuageuse. Pour évaluer

	C1h-C24h (mai-juin)
Flux radiatif infrarouge descendant total	7.75 $W/m^2$
Flux radiatif infrarouge descendant en ciel clair	4.59 $W/m^2$
Différence	3.16 $W/m^2$

TAB. 6.3 – Différences de flux radiatif infrarouge descendant en moyenne dans la zone partiellement englacée (mer du Labrador, détroit de Davis et mer du Groenland) au cours des mois de mai et juin entre les expériences C1h et C24h. Un flux de chaleur positif correspond à un apport de chaleur pour le système océan-glace.

quelle est la contribution de chacun de ces deux facteurs, le diagnostic de flux radiatif infrarouge descendant en ciel clair est extrait du modèle d’atmosphère (Fig. 6.8). On peut constater une similitude frappante entre le champ d’anomalies en ciel clair (Fig. 6.8b) et le champ d’anomalies totales (Fig. 6.8a). On en déduit que les anomalies de flux infrarouge descendant sont principalement liées aux anomalies de concentration en gaz à effet de serre. On peut tout de même remarquer que localement autour du Groenland, les anomalies de flux radiatif infrarouge associées à la couverture nuageuse sont positives avec une amplitude cependant très faible. Dans la zone partiellement englacée (Tab. 6.3), les anomalies de flux radiatif infrarouge descendant liées aux gaz à effet de serre ou liées à la couverture nuageuse contribuent respectivement à hauteur de 60% et 40% aux anomalies totales. La contribution des modifications de couverture nuageuse à ces anomalies de flux radiatif infrarouge descendant est liée aux anomalies d’extension de la couverture de nuages bas, d’environ +15% qui apparaissent dans cette zone dans l’expérience C1h par rapport à l’expérience C24h (Fig. 6.10a).

Les concentrations en gaz à effet de serre autres que la vapeur d’eau sont fixées aux concentrations de 1990 dans les deux expériences C1h et C24h. Le seul gaz à effet de serre pouvant donc agir dans notre cas est la vapeur d’eau. De la surface jusqu’en moyenne troposphère, l’humidité spécifique atmosphérique est plus faible (importante) (Fig 6.9) au sud de 40°N (au nord de 40°N) dans l’expérience C1h que dans l’expérience C24h. Ces anomalies d’humidité spécifique en surface sont d’environ  $-1g.kg^{-1}$  au sud de 40°N et  $0.5g.kg^{-1}$  dans les moyennes et hautes latitudes. L’amplitude de ces anomalies décroît avec l’altitude. Leur structure spatiale est cohérente avec celle des anomalies de flux radiatifs infrarouge descendant en ciel clair (Fig. 6.8). Cependant, à la pointe sud du Groenland, les anomalies d’humidité spécifique sont inférieures à  $0.015g.kg^{-1}$  voire même négative en surface alors que les anomalies de flux radiatif infrarouge descendant absorbées par la couche de mélange atteignent tout de même  $+1 C.mois^{-1}$ . En effet, le flux radiatif infrarouge descendant absorbé par la couche de mélange dépend non seulement du flux radiatif infrarouge descendant à la surface océanique mais aussi des variations de profondeur de couche de mélange. La structure spatiale du flux radiatif infrarouge descendant en surface est ainsi modulée par la profondeur de couche de mélange pour donner

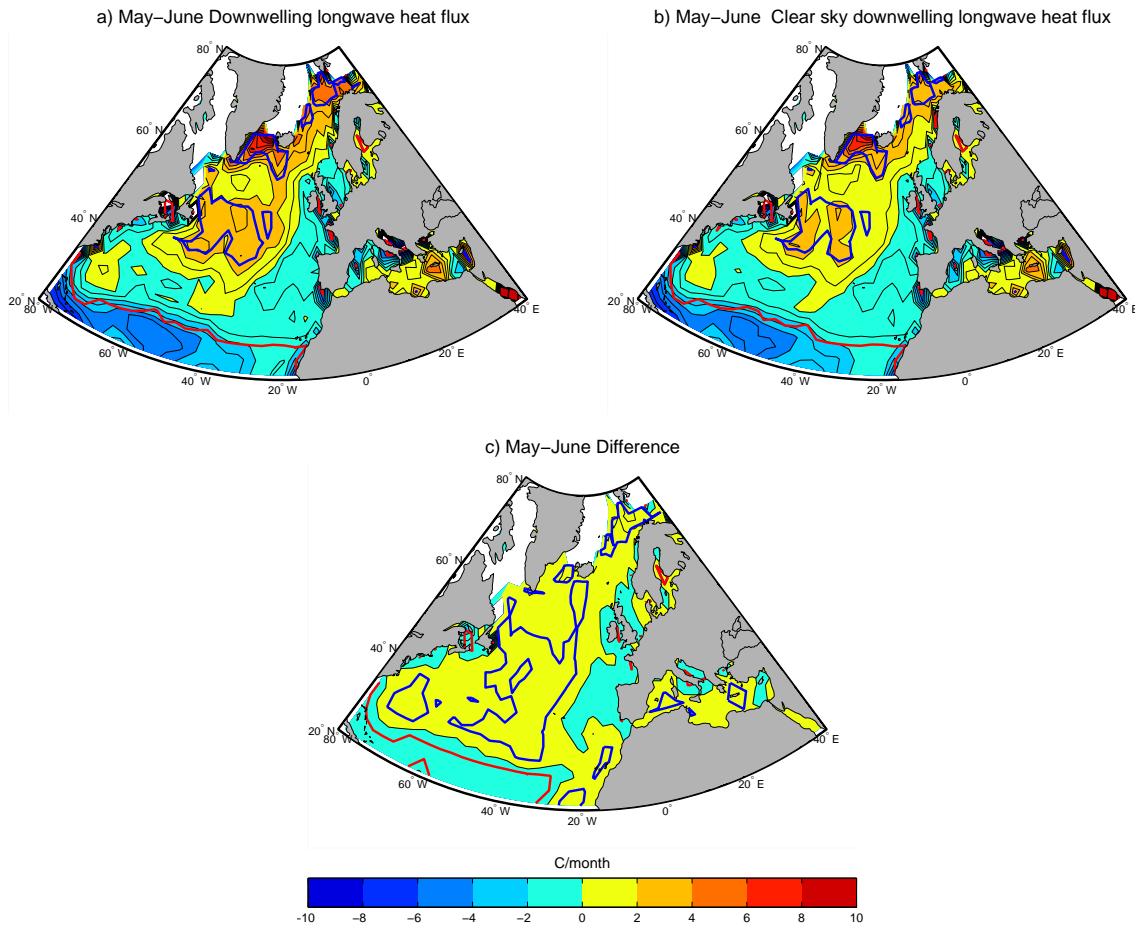


FIG. 6.8 – Différence au cours des mois de mai et juin entre l'expérience C1h et l'expérience C24h : a) de flux radiatif infrarouge descendant total, b) de flux radiatif infrarouge descendant en ciel clair et c) Différence entre a) et b). Les zones entourées d'un contour rouge (anomalies négatives) ou bleu (anomalies positives) correspondent à des anomalies significatives à 95%, suivant un test de student (VonStorch and Zwiers, 1999). Intervalle entre les contours :  $0.9^{\circ}\text{C}/\text{mois}$ .

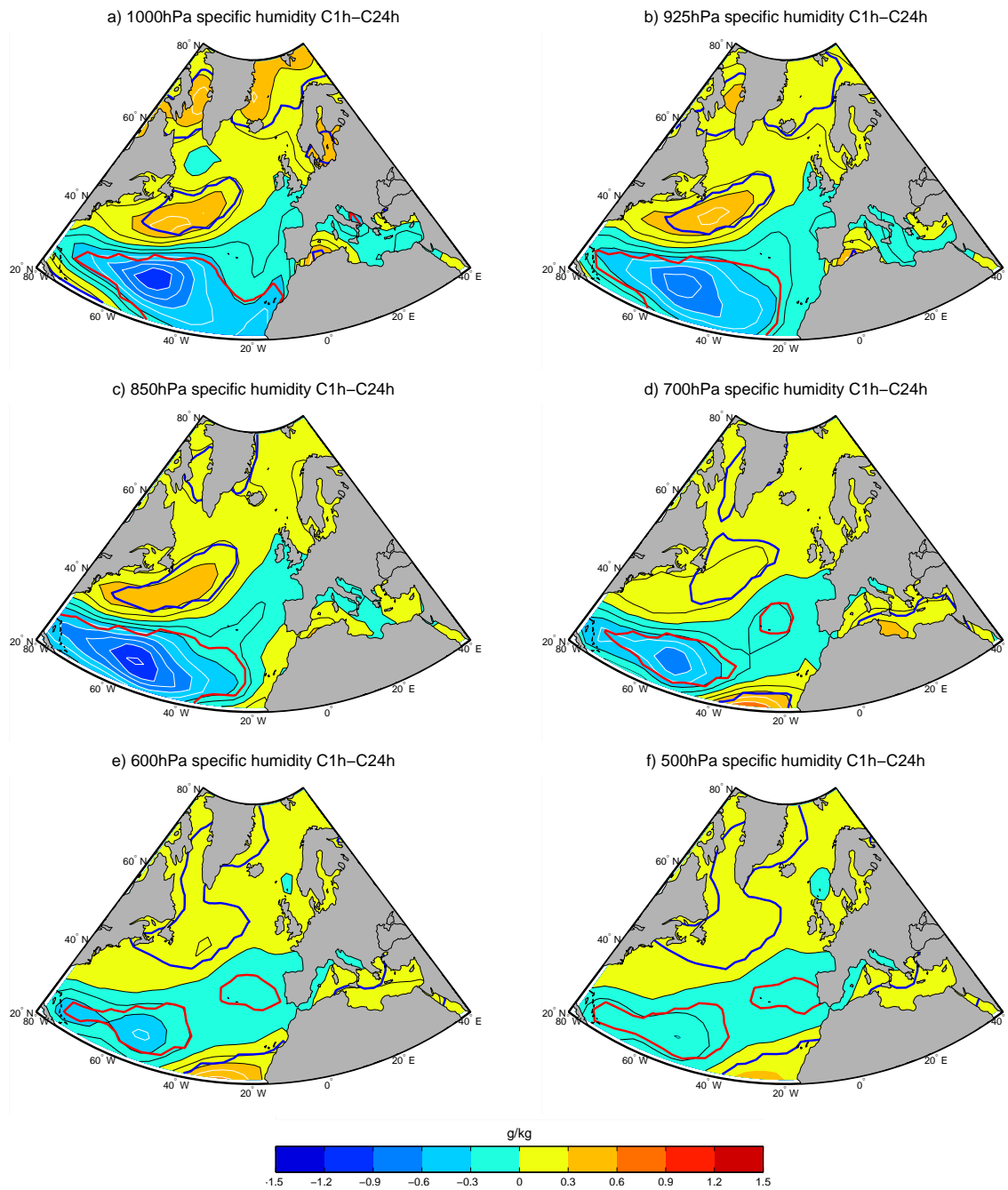


FIG. 6.9 – Différence d'humidité spécifique moyenne au cours des mois de mai et juin, en g/kg, entre l'expérience C1h et l'expérience C24h. a) à 1000hPa. b) à 925hPa. c) à 850hPa. d) à 700hPa. e) à 600hPa. f) à 500hPa. Les zones entourées d'un contour rouge (anomalies négatives) ou bleu (anomalies positives) correspondent à des anomalies significatives à 95%, suivant un test de student (VonStorch and Zwiers, 1999). Intervalle entre les contours : 0.15g/kg.



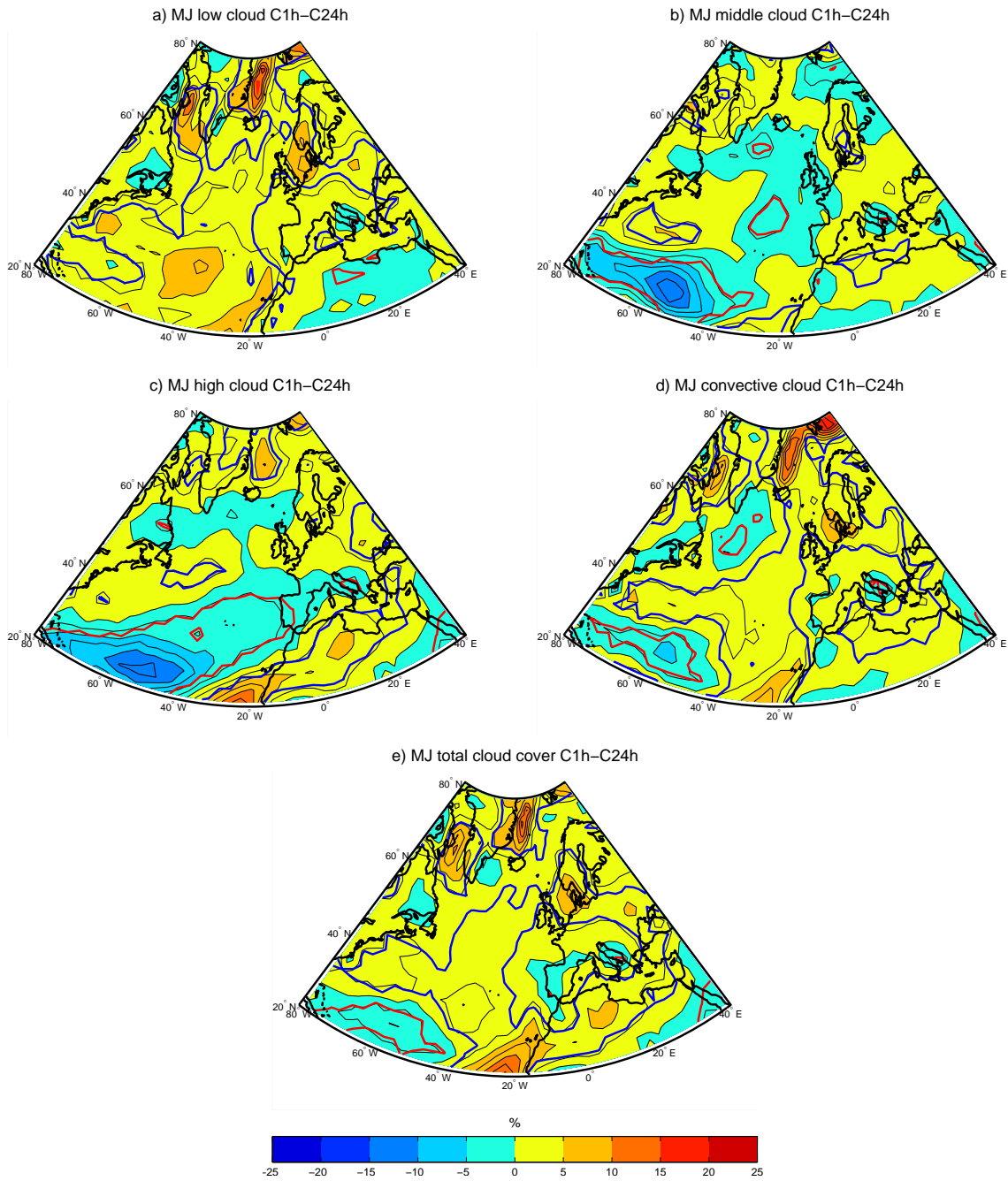


FIG. 6.10 – Différence de couverture nuageuse moyenne au cours des mois de mai et juin, en % de maille, entre l'expérience C1h et l'expérience C24h. a) Nuages bas. b) Nuages de moyenne troposphère. c) Nuages haut. d) Nuages convectifs. e) Couverture totale. Les zones entourées d'un contour rouge (anomalies négatives) ou bleu (anomalies positives) correspondent à des anomalies significatives à 95%, suivant un test de student (VonStorch and Zwiers, 1999). Intervalle entre les contours : 2.5%.

la structure spatiale du flux radiatif infrarouge descendant absorbé par la CMO.

## 6.8 Anomalies de contenu en vapeur d'eau atmosphérique et d'extension de la couverture nuageuse

Les anomalies d'humidité spécifique entre 1000hPa et 500hPa (Fig. 6.9) montrent un assèchement de la partie inférieure de la troposphère entre 20°N et 40°N ainsi qu'une augmentation du contenu atmosphérique en vapeur d'eau aux hautes latitudes sur le Bassin Atlantique. Dans la partie supérieure de la troposphère (Fig. 6.10b,c), on constate que la couverture nuageuse est moins dense dans la simulation C1h que dans la simulation C24h entre 20°N et 40°N et on constate une couverture nuageuse plus dense autour du Groenland sur toute la hauteur de la troposphère ((Fig. 6.10a,d,e). Le contenu total en eau, vapeur et liquide est donc plus faible entre 20°N et 40°N dans C1h que dans C24h tandis qu'il est plus important au nord de 40°N. Ces anomalies de contenu total en eau peuvent être induites par les anomalies de SST qui sont négatives entre 20°N et 40°N et positives au nord de 40°N (Fig. 6.4a). Ce lien de cause à effet entre les anomalies de SST et les anomalies de contenu atmosphérique en eau peut s'opérer via les anomalies de flux de chaleur latente (Fig. 6.7c, Tab. 6.2) qui correspondent à des anomalies négatives d'évaporation au sud de 40°N et positives au-dessus de la zone partiellement englacée et sont, comme nous l'avons vu dans la section 6.6.3, une conséquence des ces anomalies de SST.

Nous avons donc montré que :

- Les anomalies de SST sont principalement induites par les anomalies de flux radiatif infrarouge descendant.
- Ces anomalies de flux radiatif infrarouge descendant résultent elles-mêmes des anomalies de contenu en eau atmosphérique.
- Les anomalies de contenu en eau atmosphérique semblent induites par les anomalies de SST, via les anomalies de flux de chaleur latente.

Une boucle de rétroaction positive s'est donc mise en place pour conduire à la génération d'anomalies de SST atteignant -2°C dans les subtropiques et 5°C dans les hautes latitudes. Mais comment cette boucle de rétroaction est-elle alors initiée ?

## 6.9 Initiation de la boucle de rétroaction

Par construction, les simulations C1h et C24h se différencient par la prise en compte du cycle diurne océanique dans la simulation C1h, cycle qui n'est pas représenté dans la simulation C24h. En effet, le seul paramètre qui fait la différence entre ces deux simulations est le pas de temps de couplage qui est d'une heure dans C1h et d'un jour dans C24h. La question peut donc être reformulée par : comment la prise en compte du cycle diurne océanique initie-t-il cette boucle de rétroaction conduisant aux différences d'état

moyen entre les simulations C1h et C24h ?

Une première hypothèse serait que le cycle diurne océanique initie la boucle de rétroaction en affectant la SST moyenne via un processus océanique. La théorie de *Bernie et al.* (2005) et *Shinoda* (2005) repose sur un tel processus océanique qui implique une correction positive de la SST moyenne lorsque le cycle diurne océanique est simulé, cette correction étant d'autant plus importante que le réchauffement diurne est important (voir section 6.2.2). Dans le chapitre 5, nous avons montré que, dans le modèle CNROMO1D également utilisé ici, cette relation est robuste dans les subtropiques ce qui ne permet donc pas d'expliquer une anomalies de température négative atteignant  $-2^{\circ}\text{C}$ . Il semble donc que cette boucle de rétroaction ne puisse être initiée par une correction de la SST moyenne via un processus océanique.

La seconde hypothèse serait que le cycle diurne océanique initie la boucle de rétroaction en affectant le contenu en eau atmosphérique. Nous avons vu dans la section 6.2.1 que le réchauffement diurne océanique favorise le développement diurne de la Couche Limite Atmosphérique (CLA). Plus ce réchauffement est important, plus les flux turbulents à l'interface océan-atmosphère favorisent le développement vertical de la CLA en milieu de journée et plus le transport vertical d'humidité est important, asséchant la basse troposphère et favorisant le développement de nuages dans la CLA. Cette théorie est compatible avec les anomalies négatives d'humidité spécifique constatées dans la partie inférieure de la troposphère (Fig. 6.9) entre  $20^{\circ}\text{N}$  et  $40^{\circ}\text{N}$  tandis que la couverture de nuages bas est plus dense (Fig. 6.10a). Cela peut donc être via le développement diurne de la CLA et le profil d'humidité atmosphérique que le cycle diurne océanique initie cette boucle de rétroaction. Dans les simulations analysées ici, le cycle diurne océanique semble donc affecter le champ de SST moyen estival dans les subtropiques via une rétroaction atmosphérique par le contenu en vapeur d'eau. Le schéma en Fig. 6.11 résume le mécanisme proposé pour expliquer l'impact du cycle diurne océanique sur l'état moyen estival dans les subtropiques. La représentation du pic de SST affecte le développement diurne de la CLA et le profil d'humidité atmosphérique par des anomalies négatives d'humidité spécifique dans les subtropiques (flèche rouge). Les anomalies de contenu atmosphérique en vapeur d'eau induisent des anomalies négatives (positives) de flux radiatif infrarouge descendant dans les subtropiques (moyennes et hautes latitudes). Ces anomalies de flux radiatif infrarouge descendant induisent à leur tour des anomalies négatives (positives) de SST dans les subtropiques (moyennes et hautes latitudes) et une fonte de la glace dans les hautes latitudes. Ces anomalies favorisent à leur tour une diminution (augmentation) de l'évaporation dans les subtropiques (dans les moyennes et hautes latitudes) d'où une diminution (augmentation) du contenu atmosphérique en vapeur d'eau dans les subtropiques (dans les moyennes et hautes latitudes).

Cette initiation de la boucle de rétroaction est valable pour la zone subtropicale. En revanche, l'amplitude du cycle diurne étant négligeable dans les hautes latitudes dans la simulation C1h comme dans la simulation C24h, ce mécanisme ne peut pas expliquer

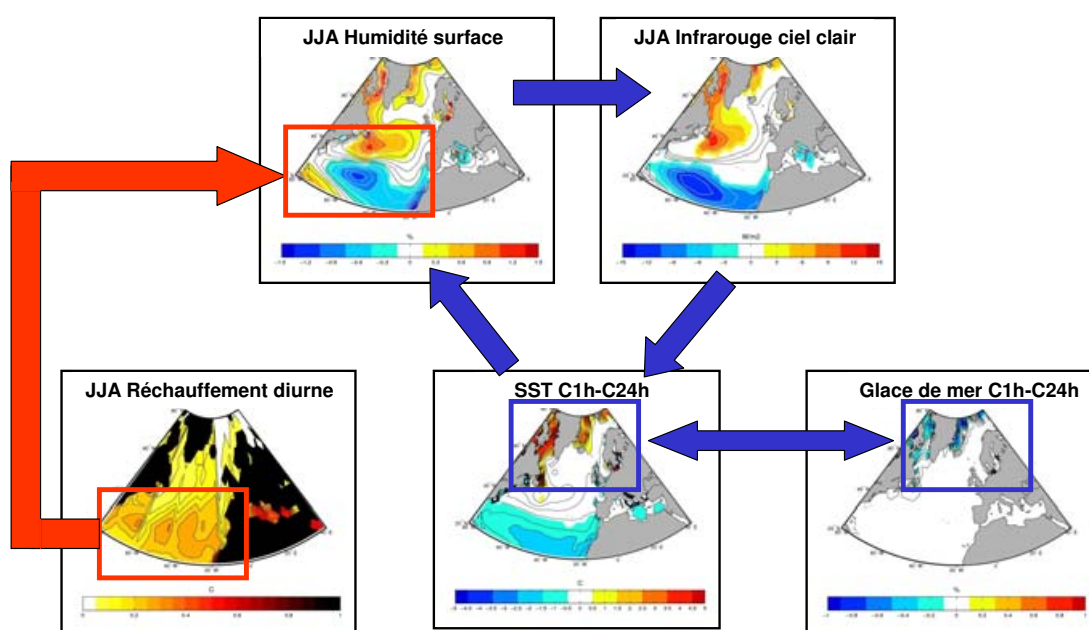


FIG. 6.11 – Schéma récapitulatif du mécanisme proposé pour expliquer l'impact du cycle diurne océanique sur l'état moyen estival. Une flèche simple indique un lien de cause à effet, une flèche double indique une rétroaction positive. La flèche rouge indique le lien de cause à effet à l'origine de la boucle de rétroaction. Les flèches bleues indiquent les liens de cause à effets impliqués dans la boucle de rétroaction.

les anomalies positives de SST et la fonte de la glace de mer. La boucle de rétroaction positive est tout de même valable aux hautes latitudes : la fonte de la glace de mer et l'augmentation de la SST favorisent l'augmentation du contenu atmosphérique en vapeur d'eau et l'extension de la couverture de nuages bas, tous deux contribuant à l'augmentation du flux radiatif infrarouge descendant et ainsi à l'augmentation de la SST et la fonte de la glace de mer. Reste en suspens la question du facteur initiateur de cette boucle de rétroaction dans les hautes latitudes. Est-ce que les interactions à haute fréquence entre la glace de mer et la couche de mélange océanique peuvent conduire à une augmentation de la SST et une fonte de la glace de mer ? Est-ce qu'une téléconnection avec les subtropiques peut initier ce réchauffement de la surface ?

## 6.10 De la SST à la circulation atmosphérique de grande échelle

Les anomalies de SST estivales de l'expérience C1h par rapport à l'expérience C24h sont associées à une diminution du gradient méridien de SST. En accord avec l'équilibre de *Bjerknes* (1964) et la relation du vent thermique, la circulation atmosphérique de grande échelle s'adapte au gradient méridien de SST plus faible dans C1h que dans C24h par une anomalie qui se projette sur une phase négative de la NAO (Fig. 6.12). Les anomalies de Z500 atteignent  $+25\text{ m}$  au-dessus du Groenland. Le transport de chaleur méridien par les transitoires est également diminué en réponse à la diminution du gradient méridien de SST.

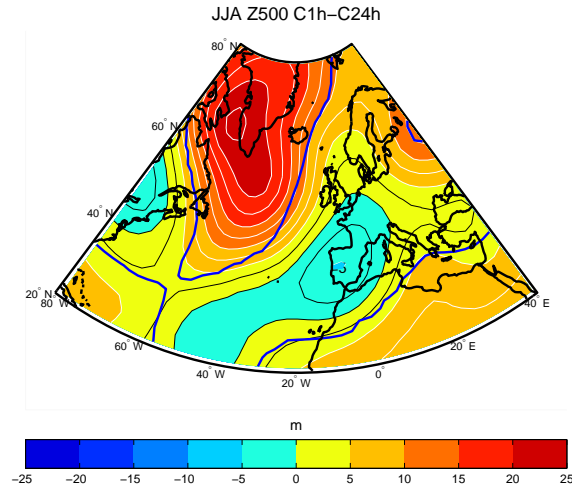


FIG. 6.12 – Différence de hauteur géopotentielle à 500hPa en moyenne estivale (juin-août) entre l'expérience C1h et l'expérience C24h. Les zones entourées d'un contour rouge (anomalies négatives) ou bleu (anomalies positives) correspondent à des anomalies significatives à 95%, suivant un test de student (VonStorch and Zwiers, 1999). Intervalle entre les contours : 2.5 m.

## 6.11 Bilan des flux expliquant les anomalies de tendance en SST à partir du mois d'août

Nous avons analysé au cours des sections précédentes la phase de croissance des anomalies de SST estivales. Nous avons également vu dans la section 6.4 que l'apparition de ces anomalies de SST s'amorce au cours du mois de mai, qu'elles atteignent leur maximum lors de l'été boréal (juin-août) puis qu'elles disparaissent avant l'hiver suivant. Nous abordons maintenant la question : par quel mécanisme ces anomalies de SST disparaissent-elles avant l'hiver ?

La fig. 6.5 montre que la tendance en SST dans la zone délimitée par les latitudes  $20^{\circ}\text{N}$  et  $40^{\circ}\text{N}$  excède  $0.6\text{C}.\text{mois}^{-1}$  au cours des mois d'août et de septembre. Nous réalisons donc un bilan des flux de chaleur appliqués à la CMO au cours de ces deux mois (Fig. 6.13). En revanche, la décroissance des anomalies de SST est plus lente aux hautes latitudes. La Fig. 6.5 montre que la tendance en SST moyenne entre les latitudes  $50^{\circ}\text{N}$  et  $80^{\circ}\text{N}$  est d'environ  $-0.3\text{C}.\text{mois}^{-1}$  au cours des mois d'août à novembre et qu'elle atteint son minimum au mois d'octobre. Nous réalisons donc un bilan des flux à la surface du système océan-glace au cours des mois d'août à novembre plutôt que seulement au cours des mois d'août et de septembre dans la zone partiellement englacée (Tab. 6.4).

La structure spatiale du champ d'anomalies de tendance en MLT (Fig. 6.13) au cours des mois d'août et septembre est cohérente avec la décroissance des anomalies de SST constatées au cours de l'été boréal (Fig. 6.4). Les anomalies de tendance en MLT sont positives entre  $20^{\circ}\text{N}$  et  $40^{\circ}\text{N}$  avec une amplitude d'environ  $+1\text{C}.\text{mois}^{-1}$ . On constate des anomalies négatives de tendance en MLT dans la mer du Labrador, dans le détroit de Davis et en mer du Groenland d'environ  $-1.5\text{C}.\text{mois}^{-1}$ . La structure spatiale de ce champ est proche de celle du champ d'anomalies de tendance en MLT au cours des mois de mai et juin (Fig. 6.6a) cependant avec des signes opposées et des amplitudes plus faibles aux hautes latitudes. Aux différents flux intervenant dans le bilan de tendance en Température de la Couche de Mélange (MLT) au

Tendance en MLT C1h-C24h

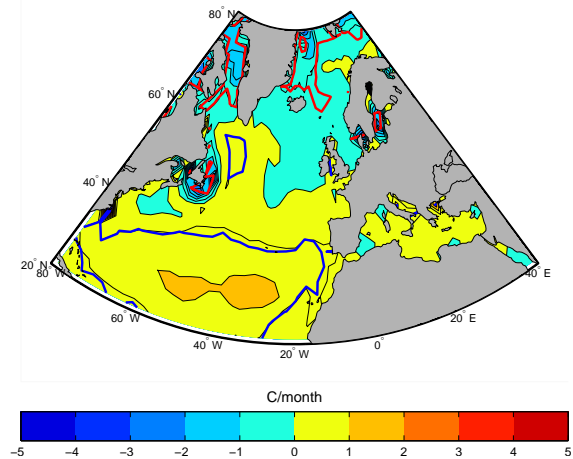


FIG. 6.13 – Différence moyenne au cours des mois d'août et septembre entre l'expérience C1h et l'expérience C24h de tendance en température moyenne de la couche de mélange océanique (MLT). Intervalle entre les contours :  $0.5^{\circ}\text{C}/\text{mois}$ .

	C1h-C24h (août-novembre)	ASON-MJ C1h-C24h
Flux radiatif infrarouge descendant	14.20 $W/m^2$	6.45 $W/m^2$
Flux radiatif infrarouge montant	-15.45 $W/m^2$	-6.28 $W/m^2$
Flux solaire descendant	-3.76 $W/m^2$	5.95 $W/m^2$
Flux solaire montant	13.73 $W/m^2$	-10.04 $W/m^2$
Flux de chaleur latente	-9.47 $W/m^2$	-6.45 $W/m^2$
Flux de chaleur sensible	-4.86 $W/m^2$	-3.79 $W/m^2$
Somme	-5.61 $W/m^2$	-14.17 $W/m^2$

TAB. 6.4 – *Deuxième colonne : différences de flux de chaleur moyen en surface dans la zone partiellement englacée (mer du Labrador, détroit de Davis et mer du Groenland) au cours des mois d’août à novembre entre les expériences C1h et C24h. Troisième colonne : différence entre le deuxième colonne et les flux pour les mois de mai et juin données dans le Tab. 6.2. Un flux de chaleur positif correspond à un apport de chaleur pour le système océan-glace.*

cours des mois d’août et de septembre ont été soustraits les flux intervenant dans ce bilan au cours des mois de mai et juin (Fig. 6.7). Les différences d’anomalies de flux entre ces deux périodes sont données sur la Fig. 6.14. Ces différences permettent d’analyser quels sont les facteurs responsables de l’inversion de la tendance totale entre les mois de mai et juin et les mois d’août et septembre.

La Fig. 6.14 montre que, dans les subtropiques, le facteur majoritairement responsable de l’inversion de cette tendance est la diminution de l’anomalie négative de flux radiatif infrarouge descendant (Fig. 6.14a). En effet, une décroissance de l’amplitude du cycle diurne au cours des mois d’août et septembre peut causer une diminution du développement vertical de la CLA en milieu de journée et donc une diminution de l’assèchement de la basse troposphère, ce qui atténue à son tour l’anomalie de flux radiatif infrarouge descendant. On constate également qu’à l’est de la côte américaine, le facteur principal responsable de l’inversion de cette tendance est la diminution du flux radiatif infrarouge montant (Fig. 6.14b) qui est induit par le refroidissement de la surface. Enfin, on peut noter une contribution de la diminution de l’anomalie d’entraînement d’eaux froides à la base de la couche de mélange (Fig. 6.14e). Ce dernier facteur correspond plutôt à une rétroaction positive au réchauffement des subtropiques. En effet, un réchauffement induit une stabilisation du profil de température et un amincissement de la couche de mélange et ainsi une diminution de l’entraînement d’eaux froides.

Dans la zone partiellement englacée (Tab. 6.4), on constate que le flux radiatif infrarouge montant ainsi que les flux de chaleur latente et sensible vers l’atmosphère ont augmenté respectivement de 6.28  $W/m^2$ , 6.45  $W/m^2$  et 3.79  $W/m^2$  entre les mois de mai



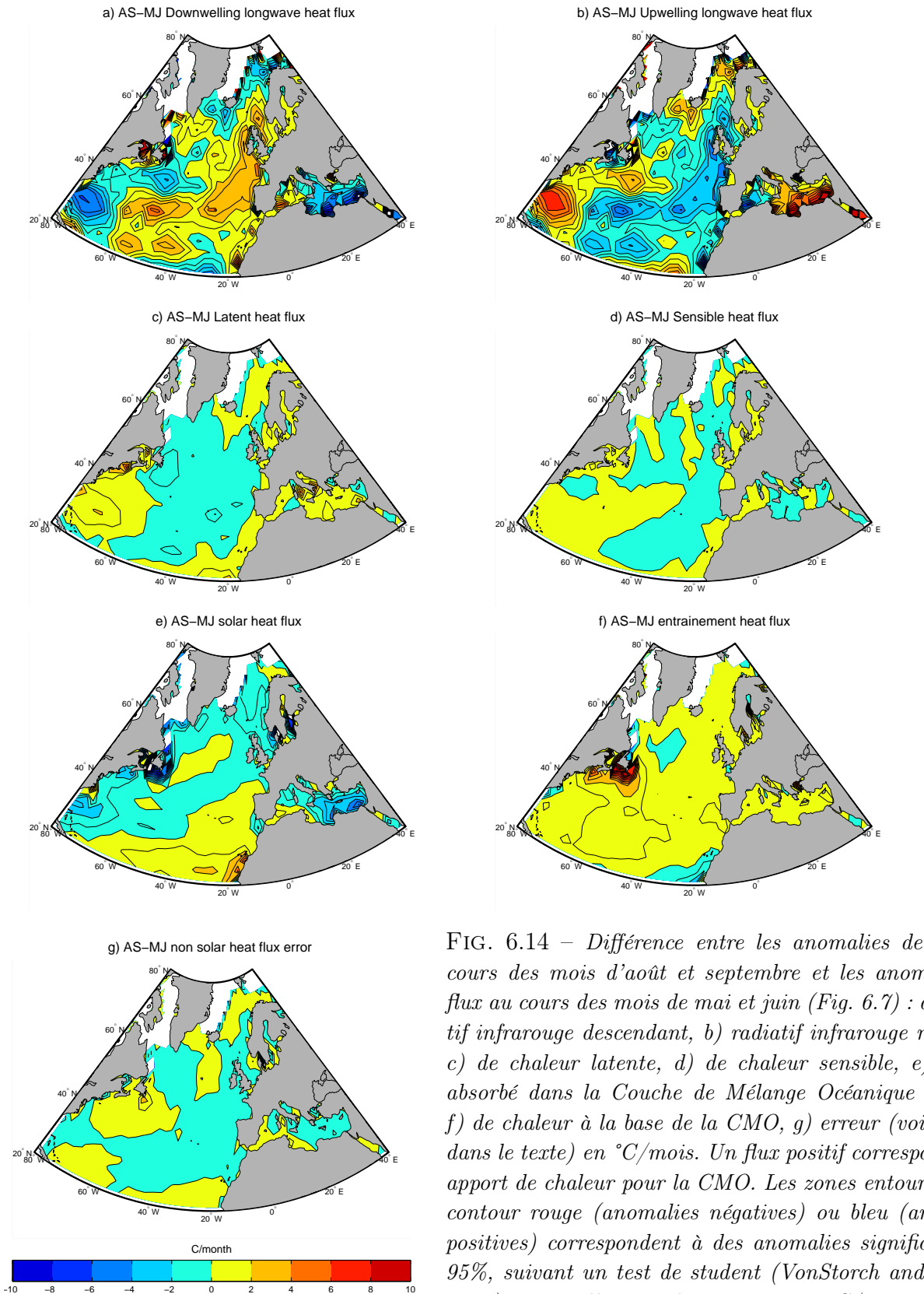


FIG. 6.14 – Différence entre les anomalies de flux au cours des mois d'août et septembre et les anomalies de flux au cours des mois de mai et juin (Fig. 6.7) : a) radiatif infrarouge descendant, b) radiatif infrarouge montant, c) de chaleur latente, d) de chaleur sensible, e) solaire absorbé dans la Couche de Mélange Océanique (CMO), f) de chaleur à la base de la CMO, g) erreur (voir détails dans le texte) en  $^{\circ}\text{C}/\text{mois}$ . Un flux positif correspond à un apport de chaleur pour la CMO. Les zones entourées d'un contour rouge (anomalies négatives) ou bleu (anomalies positives) correspondent à des anomalies significatives à 95%, suivant un test de student (VonStorch and Zwiers, 1999). Intervalle entre les contours :  $1^{\circ}\text{C}/\text{mois}$ .

à juin et les mois d'août à novembre, ce qui consitue donc un excédent de perte de chaleur pour le système océan-glace. Les anomalies pour ces trois flux correspondent à une réponse à l'anomalie positive de SST et à la fonte de la glace. Ainsi, c'est la croissance de l'anomalie positive de SST et la fonte de la glace qui ont conduit à cette augmentation de la perte de chaleur du système océan-glace entre les mois de mai à juin et les mois d'août et septembre. L'augmentation du flux solaire montant de  $10.04 \text{ W/m}^2$  contribue également à cette inversion mais constitue plutôt une rétroaction positive à la formation de glace qui conduit à une augmentation de l'albedo. Même si le flux radiatif infrarouge descendant a augmenté de  $6.45 \text{ W/m}^2$  suite à l'augmentation du contenu atmosphérique en vapeur d'eau et le flux solaire descendant a augmenté de  $5.95 \text{ W/m}^2$  entre les mois de mai à juin et les mois d'août à septembre, ces augmentations ne suffisent pas à compenser les variations de flux infrarouge montant, de chaleur latente et sensible et de flux solaire montant. Pour conclure, il semblerait que l'augmentation, en valeur absolue, des flux de de chaleur latente et sensible, des flux radiatifs infrarouge montant et descendant ainsi que du flux solaire descendant soient tous liés directement ou indirectement à l'augmentation des anomalies de SST au cours de l'été. Les trois premiers s'opposent aux anomalies de SST alors que les deux derniers les favorisent. Les différentes sensibilité des ces différents flux à l'augmentation de la SST conduisent en fin d'été à une inversion de la tendance totale. Le mécanisme de rétroaction positive entre la formation de glace et la diminution de la SST accélère alors la diminution des anomalies jusqu'à l'hiver.

## 6.12 Limites de l'étude

Les état moyens stables des deux simulations présentent des différences qui sont induites par la prise en compte des variations diurnes océaniques dans la simulation C1h. Les différences constatées ne dressent cependant pas le bilan de celles qui seraient obtenues si un modèle de circulation générale océanique était utilisé car des changements de circulation océanique se mettraient en place pour compenser certaines modifications de l'état océanique présentées ci-dessus et en particulier la modification du gradient méridien de SST. En effet, la circulation thermohaline pourrait ralentir en réponse à ces anomalies de SST, ce qui aurait pour effet de compenser partiellement la diminution du gradient méridien de SST et ainsi d'amoindrir les effets observés ici de la prise en compte du cycle diurne sur la circulation atmosphérique de grande échelle.

La comparaison des états moyens estivaux entre les simulations C1h et C24h permet donc de cibler les mécanismes par lesquels agit le cycle diurne océanique mais pas de quantifier son impact sur l'état moyen climatologique. C'est l'un des avantages de l'utilisation d'un modèle simplifié : dans une représentation où l'on restreint le nombre de degrés de libertés, tous les processus physiques n'étant pas pris en compte, il est plus aisé d'isoler les liens de cause à effet pour mettre en évidence un mécanisme. Un mécanisme a été proposé ici pour expliquer l'impact du cycle diurne océanique sur la SST moyenne et ses conséquences sur la couverture nuageuse, le profil vertical d'humidité et la circulation

atmosphérique de grande échelle. Cependant, l'effet du cycle diurne océanique peut être sous-estimé du fait de la sous-estimation de l'amplitude du réchauffement diurne simulé qui a été mentionnée dans la section 6.3. D'autre part, l'effet du cycle diurne océanique peut être sur-estimé du fait de la non-représentation explicite de la circulation générale océanique qui pourrait ralentir en réponse aux anomalies de SST et compenser partiellement ces anomalies. Il aura donc été possible, par la comparaison des simulations C1h et C24h, de proposer une mécanisme via lequel le cycle diurne océanique affecte l'état moyen estival mais il n'est pas possible à partir de ces simulations de quantifier précisément cet impact.

## 6.13 Discussion des résultats

Le mécanisme proposé ici pour expliquer l'impact du cycle diurne océanique sur la SST moyenne repose sur une rétroaction atmosphérique via son contenu en vapeur d'eau. Le mécanisme proposé par *Danabasoglu et al.* (2006) repose également sur une rétroaction atmosphérique mais via la couverture nuageuse. Le type de rétroaction observé par *Danabasoglu et al.* (2006) découle d'une réponse de la couverture nuageuse à l'augmentation de la SST moyenne initiée selon le mécanisme de *Bernie et al.* (2005) et *Shinoda* (2005) ce qui conduit à une anomalie de SST d'environ  $+1^{\circ}\text{C}$  dans les subtropiques. La rétroaction observée ici repose plutôt sur la réponse de la CLA au pic de SST, ce qui conduit à une anomalie de SST d'environ  $-1^{\circ}\text{C}$  dans cette même région. L'impact simulé du cycle diurne océanique sur la SST moyenne est donc très dépendant de la sensibilité du modèle atmosphérique aux conditions de surface.

Le pic de SST ne jouant pas un rôle essentiel dans le mécanisme proposé par *Danabasoglu et al.* (2006), cette étude conclut que la transmission des variations diurnes de SST à l'atmosphère n'est pas essentielle à une prise en compte réaliste de l'impact du cycle diurne océanique sur le système climatique. Ils proposent donc une solution moins coûteuse que le couplage à fréquence horaire des modèles d'océan et d'atmosphère. Cette solution consiste en un couplage une fois par jour et pour laquelle la moyenne journalière du flux solaire est interpolée vers une résolution horaire dans le modèle océanique. Cette méthode, proposée par *Danabasoglu et al.* (2006), ne prend en compte que l'effet du cycle diurne océanique sur la variabilité océanique à des échelles de temps supérieures mais pas les rétroactions éventuelles de l'atmosphère liées au pic de SST, ni la rectification de la variabilité intrasaisonnière des SST suite aux variations diurnes de la tension de vent, des flux de chaleur sensible ou latente (voir chapitre 5). Cette solution est cohérente avec la sensibilité de leur modèle d'atmosphère aux conditions de surface mais reste à savoir si cette sensibilité est réaliste ou non. La comparaison avec des modèles d'atmosphère, autres que celui utilisé par *Danabasoglu et al.* (2006) ou ARPEGE-climat, permettrait peut-être d'avancer sur la question.



# Synthèse

## ① Questions posées

✍ Quel est l'impact de la représentation du cycle diurne océanique sur l'état moyen climatique, en particulier sur le champ de SST et la circulation atmosphérique de grande échelle ?

✍ Par quel mécanisme la prise en compte du cycle diurne océanique affecte-t-elle la représentation des états moyens océanique et atmosphérique ?

## ② Méthodologie

✍ Les résultats présentés dans ce chapitre sont issus de la comparaison de deux simulations d'une durée de 50 ans couplées dans la région NAE entre le modèle d'atmosphère ARPEGE-climat et le modèle d'océan CNRMOM1D. La seule différence dans la conception de ces deux simulations réside dans la fréquence de couplage : la simulation C1h est couplée à fréquence horaire, la simulation C24h à fréquence journalière. La simulation C24h, contrairement à la simulation C1h, ne représente donc pas les variations diurnes océaniques.

✍ Les champs de SST sont comparés mois par mois entre ces deux simulations. Des différences apparaissent au cours des mois de juin à août. Les champs de tendance en SST sont ensuite comparés mois par mois entre ces deux simulations. On constate que des différences apparaissent pendant les mois de mai et juin puis des différences de signes opposés pendant les mois d'août et septembre. On réalise ensuite un bilan des flux de chaleur appliqués à la Couche de Mélange Océanique (CMO) au cours des mois de mai et juin pour expliquer l'apparition des anomalies estivales de SST et un bilan des flux de chaleur appliqués à la CMO au cours des mois d'août et septembre pour comprendre comment ces anomalies de SST s'estompent avant l'hiver.

✍ Dans la zone partiellement englacée au nord du domaine d'étude, on réalise un bilan des flux de chaleur en surface au cours des mois de mai et juin pour expliquer l'apparition des anomalies estivales de SST et de concentration de glace et au cours des mois d'août à novembre pour leur disparition avant l'hiver. En effet, la décroissance des anomalies de SST et de concentration de glace est plus lente aux hautes latitudes qu'aux latitudes subtropicales.

### ③ Résultats obtenus

✍ La SST moyenne estivale (juin-août) dans la simulation C1h se caractérise par une bande d'anomalies négatives d'environ  $-1^{\circ}\text{C}$  entre les latitudes  $20^{\circ}\text{N}$  et  $40^{\circ}\text{N}$  avec un maximum de  $-2^{\circ}\text{C}$  dans la partie sud-est de cette région par rapport à la simulation C24h. On constate également une anomalie positive d'environ  $3^{\circ}\text{C}$  dans les mers du Labrador et du Groenland ainsi que dans le détroit de Davis avec un maximum de  $5^{\circ}\text{C}$  dans le détroit de Davis. Cette anomalie de SST est associée à une réduction de l'extension de la glace de mer dans la simulation C1h.

✍ Le bilan des flux appliqués à la CMO au cours des mois de mai et juin montre que le facteur principal à l'origine de ces anomalies de SST est une diminution du flux radiatif infrarouge descendant dans les latitudes subtropicales et une augmentation de ce flux dans les moyennes et hautes latitudes quand le cycle diurne océanique est représenté.

✍ Les anomalies de flux radiatif infrarouge descendant sont pilotées dans les latitudes subtropicales par une diminution du contenu atmosphérique en vapeur d'eau ( $-1\text{g.kg}^{-1}$  en surface) qui est un gaz à effet de serre. Dans les hautes latitudes, l'augmentation du contenu atmosphérique en vapeur d'eau ( $+0.5\text{g.kg}^{-1}$  en surface) contribue à hauteur de 60% à l'augmentation du flux radiatif infrarouge descendant, les 40% restants étant expliqués par l'augmentation de l'extension de la couverture de nuages bas, d'environ +15% autour du Groenland.

✍ L'augmentation du contenu atmosphérique en vapeur d'eau aux hautes latitudes et sa diminution dans les latitudes subtropicales peut être expliquée au premier ordre par les anomalies de SST qui sont à l'origine d'une augmentation de l'évaporation aux hautes latitudes et une diminution aux latitudes subtropicales. Une boucle de rétroaction positive se met donc en place pour aboutir aux anomalies de SST observées pendant l'été boréal.

✍ L'initiation de cette boucle de rétroaction semble se faire, dans les latitudes subtropicales, via l'impact du pic de SST journalier sur la CLA. La prise en compte du réchauffement diurne est à l'origine d'un développement vertical plus prononcé de la Couche Limite Atmosphérique (CLA) en milieu de journée aux latitudes subtropicales, associé à une intensification du transport vertical d'humidité, d'où un assèchement de la CLA (voir section 6.2.1) et une augmentation de la couverture de nuages bas dans les latitudes subtropicales. Les modifications de contenu en vapeur d'eau de la basse troposphère induisent une anomalie négative de flux radiatif infrarouge descendant et de SST. Le mécanisme proposé pour expliquer l'impact du cycle diurne océanique sur l'état moyen estival est résumé dans la Fig. 6.11.

✍ La diminution du gradient méridien de SST est à l'origine d'une anomalie de circulation atmosphérique de grande échelle qui se projette sur une phase négative de la NAO. Les anomalies de hauteur géopotentielle à 500 *hPa* sont d'environ +20 *m* dans la partie nord-ouest du Bassin Atlantique.

✍ A la fin de l'été, l'amplitude du cycle diurne océanique diminue dans les latitudes subtropicales. Les anomalies d'humidité spécifique et de flux radiatif infrarouge descendant qui ont généré les anomalies de SST diminuent alors plus vite que les anomalies de flux radiatif infrarouge montant qui s'opposent à ces anomalies de SST. Les anomalies de SST disparaissent ainsi avant l'hiver.

✍ Dans les hautes latitudes, l'augmentation au cours de l'été, en valeur absolue, des flux de chaleur latente et sensible, des flux radiatifs infrarouge montant et descendant ainsi que du flux solaire descendant sont tous liés directement ou indirectement à l'augmentation des anomalies de SST au cours de l'été. Les trois premiers s'opposent aux anomalies de SST alors que les deux derniers les favorisent. Les différentes sensibilité des ces différents flux à l'augmentation de la SST conduisent en fin d'été à une inversion de la tendance totale. Le mécanisme de rétroaction positive entre la formation de glace et la diminution de la SST accélère alors la diminution des anomalies jusqu'à l'hiver.

### ③ Limites de l'étude

✍ Les simulations C1h et C24h ont été produites avec le modèle CNRMOM1D qui ne représente pas explicitement les processus de diffusion horizontale et les processus advectifs. Nous avons imposé les mêmes corrections de flux dans ces deux simulations et ainsi implicitement les mêmes circulations générales océaniques. La diminution du gradient de SST pourrait induire un ralentissement de la circulation thermohaline dans l'Océan Atlantique Nord. Ce ralentissement atténuerait alors les anomalies de SST constatées au cours de cette étude.

✍ La simulation C1h sous-estime d'un facteur 2 environ l'amplitude du réchauffement diurne. L'impact simulé de la prise en compte du cycle diurne océanique pourrait donc être également sous-estimé. Étant donné la possible sur-estimation de l'impact du cycle diurne océanique du fait de l'utilisation d'un modèle d'océan 1D plutôt qu'un OGCM, d'une part, et la possible sous-estimation du fait de la sous-estimation de l'amplitude du réchauffement diurne par le modèle, d'autre part, il est impossible de quantifier l'impact du cycle diurne océanique sur l'état moyen climatique. Cette étude permet seulement de proposer un mécanisme par lequel la prise en compte du cycle diurne océanique peut affecter la couverture nuageuse, les profils atmosphériques d'humidité, la SST et la circulation atmosphérique de grande échelle.

#### ④ Perspectives

✍ Le mécanisme proposé ici pour expliquer l'impact du cycle diurne océanique sur la SST moyenne repose sur une rétroaction atmosphérique via son contenu en vapeur d'eau et conduit à une anomalie de SST d'environ  $-1^{\circ}\text{C}$  dans les subtropiques. Le mécanisme proposé par *Danabasoglu et al.* (2006) repose également sur une rétroaction atmosphérique mais via la couverture nuageuse et conduit plutôt à une anomalie de SST d'environ  $+1^{\circ}\text{C}$  dans cette même région. L'impact simulé du cycle diurne océanique sur la SST moyenne est donc très dépendant de la sensibilité du modèle atmosphérique aux conditions de surface. Pour comprendre d'où proviennent ces différences de sensibilité entre les deux modèles, il serait intéressant de faire des analyses complémentaires à partir des modèles d'atmosphère utilisés dans ces deux études. On pourrait forcer le modèle d'atmosphère utilisé par *Danabasoglu et al.* (2006) par des SST présentant un pic journalier et comparer cette simulation à une simulation de contrôle forcée par les moyennes journalières de ces SST, ce qui permettrait d'estimer la réponse de ce modèle au pic journalier de SST. On pourrait également forcer le modèle d'atmosphère ARPEGE-climat avec les anomalies chaudes de SST dans les subtropiques constatées par *Danabasoglu et al.* (2006) et analyser la réponse de la couverture nuageuse à cette bande d'anomalies chaudes. Ces réponses pourraient également être confrontées à celles d'autres modèles d'atmosphères, tels que le LMDZ. L'analyse des causes des différences entre les réponses des modèles d'atmosphère permettrait d'estimer quelle réponse peut être la plus réaliste.

✍ Pour pouvoir quantifier l'impact du cycle diurne océanique sur la couverture nuageuse, les profils atmosphériques d'humidité, la SST et la circulation atmosphérique de grande échelle, il nous faudrait produire deux simulations couplées océan-atmosphère, l'une avec un pas de temps de  $1\text{ h}$  et l'autre avec un pas de temps de  $24\text{ h}$  mais pour lesquelles :

- d'une part, un modèle de circulation générale océanique serait utilisé, ce qui permettrait de prendre en compte les modifications de la circulation générale océanique en réponse à la prise en compte du cycle diurne océanique.
- d'autre part, la température de peau serait envoyée à l'atmosphère plutôt que la température moyenne du niveau océanique supérieur afin de représenter de façon réaliste l'amplitude du réchauffement diurne. Ceci nécessite d'inclure une paramétrisation de la température de peau en fonction de la température du niveau océanique supérieur et des forcages atmosphériques dans le modèle de circulation générale océanique.



✍ Les analyses présentées dans ce chapitre se sont limitées à la recherche d'un mécanisme expliquant l'impact du cycle diurne océanique sur l'état moyen climatique. Nous avons montré dans le chapitre 5 que la prise en compte du cycle diurne océanique peut affecter la variabilité intrasaisonnière des SST. On pourrait compléter l'étude présentée dans ce chapitre par une comparaison des variabilités intrasaisonnières des SST entre les simulations C1h et C24h. Cette étude permettrait de tester si les mécanismes proposés dans le chapitre précédent sont toujours valables en mode couplé ou si des rétroactions atmosphériques peuvent affecter les mécanismes par lesquels les échelles de temps diurnes et intrasaisonnières interagissent. Le mécanisme proposé ici pour expliquer l'impact du cycle diurne océanique sur l'état moyen estival pourrait-il agir des échelles de temps plus courtes, par exemple des échelles de temps de quelques jours ? En effet, les chapitres 3 et 4 ont suggéré une interaction entre la surface océanique et la circulation atmosphérique de grande échelle à des échelles de temps de quelques jours.



# Conclusion

Dans cette thèse, nous nous sommes intéressés au climat des moyennes latitudes dans la région Nord Atlantique Europe (NAE). Parmi toute la gamme d'échelles temporelles caractérisant la variabilité du système océan-atmosphère dans ces régions, nous avons choisi de nous limiter aux échelles de temps diurne à intrasaisonnière. Les processus de dynamique atmosphérique interne constituent la principale cause de variabilité de l'atmosphère, ce qui fait la complexité des prévisions météorologiques et des projections climatiques. Cependant, l'une de ses sources de prévisibilité potentielle à des échelles de temps interannuelle à multidécennale est l'océan. Nous avons donc cherché à déterminer si le couplage de l'atmosphère avec la surface marine jouait un rôle dans la représentation de la variabilité intrasaisonnière de la circulation atmosphérique de grande échelle et si la surface marine pouvait être une source de prévisibilité potentielle pour l'atmosphère à ces échelles de temps. Nous avons également cherché à évaluer l'impact de la représentation des processus physiques dans l'océan superficiel, et en particulier l'impact des variations diurnes océaniques, sur la représentation des températures de surface océanique et sur la circulation atmosphérique à des échelles de temps supérieures.

## Outils numériques

Les analyses se sont appuyées sur des simulations numériques produites avec le modèle d'atmosphère ARPEGE-climat version 4 et le modèle de couche de mélange océanique CNRMOM1D. Le modèle océanique CNRMOM1D a été développé au cours de cette thèse dans le but d'étudier le rôle de la variabilité diurne océanique sur la variabilité intrasaisonnière des SST et sur les états moyens océanique et atmosphérique : le choix des paramétrisations utilisées dans ce modèle vise à optimiser la représentation des processus physiques dominant l'évolution des SST aux échelles de temps diurnes à intrasaisonnières.

Le modèle CNRMOM1D, décrit dans le chapitre 2, est un modèle de diffusion 1D dont le coeur est basé sur la paramétrisation de *Gaspar et al.* (1990) pour la représentation du mélange turbulent. Les modèles de circulation générale océanique représentent explicitement davantage de processus physiques, en particulier les processus diffusifs horizontaux et les processus advectifs mais sont numériquement plus coûteux. Il est donc difficile de produire des simulations à haute résolution verticale avec les ressources de calcul disponibles actuellement. Utiliser un modèle 1D permet de produire des simulations avec une

résolution verticale de 1 m près de la surface, plus adaptée pour reproduire l'évolution des profils de température, salinité et énergie cinétique turbulente à l'échelle diurne. Etant donnée la finesse de sa résolution verticale près de la surface, ce type de modèle est complémentaire d'un OGCM car il rend compte de processus non résolus dans les OGCM. Ce modèle est donc adapté à une étude de la variabilité océanique diurne à intrasaisonnière et son lien avec la variabilité atmosphérique. En revanche, ce modèle n'est pas adapté à des études de variabilité à des échelles de temps interannuelles ou multidécennales, ni à des études de climat transitoire. En effet, les processus advectifs et les processus diffusifs horizontaux sont représentés par une correction de flux climatologique alors que l'évolution de la circulation océanique peut jouer un rôle clé en climat transitoire et joue un rôle essentiel dans la variabilité océanique à des échelles de temps interannuelles ou multidécennales. La validation de ce modèle a mis en évidence un biais chaud d'environ 0.5°C couvrant l'hémisphère d'été. De plus, la structure spatiale du champ d'amplitude du réchauffement diurne simulée est réaliste. Cependant, du fait du calcul du réchauffement diurne à 50 cm de profondeur dans le modèle, le réchauffement diurne simulé en été est sous-estimé d'un facteur 2 par rapport au réchauffement diurne donné par les observations satellitaires de la NOAA et calculé à partir de la température de peau. La SST fournie au modèle d'atmosphère dans les simulations couplées étant également la température à 50 cm de profondeur, l'amplitude du réchauffement diurne océanique "vue" par le modèle d'atmosphère est également sous-estimée d'un facteur 2 environ par rapport à ces données satellitaires. Des données plus récentes obtenues à partir de bouées semblent cependant montrer que les observations satellitaires de la NOAA surestiment l'amplitude du réchauffement diurne.

## Sensibilité des régimes de temps estivaux au couplage avec la surface marine

Les chapitres 3 et 4 ont ensuite abordé le rôle du couplage avec la surface marine sur la persistance des régimes de temps estivaux. La comparaison de la simulation couplée océan-atmosphère C1h dans la région Nord Atlantique Europe (NAE) avec une simulation atmosphérique forcée par une climatologie mensuelle de SST et de concentration de glace de mer E-CTL a permis de montrer que le couplage avec la surface marine peut induire une diminution d'environ 1 jour de la persistance des régimes de Dépression Atlantique, de Blocage et de NAO-, ce qui représente environ 15% de leur durée de persistance moyenne.

L'analyse de la simulation océanique ERA1h forcée par les données de la réanalyse ERA40 a permis de montrer que chacun des régimes de temps force des anomalies de SST dont l'extension spatiale est de quelques milliers de kilomètres et dont l'amplitude est, en moyenne au cours de l'épisode, d'environ 0.3°C à 0.4°C en valeur absolue et atteint localement 0.7°C. Ce résultat est confirmé par les observations satellitaires de la NOAA. Un ensemble d'expériences de sensibilité produites avec le modèle d'atmosphère ARPEGE-climat forcé par les anomalies de SST associées à chaque régime ont montré

que les anomalies de SST induites par les régimes de Dépression Atlantique, de Blocage et de NAO– tendent à diminuer respectivement la persistance des régimes de Dépression Atlantique, de Blocage et de NAO– de 0.5 à 1.1 jours, ce qui représente 5% à 15% de leur persistance moyenne (6.6 à 8.6 jours). Cette rétroaction négative des anomalies de SST sur les régimes de temps qui les ont générées peut s'expliquer sous l'hypothèse d'une troposphère idéalisée à tourbillon potentiel uniforme, hypothèse valable aux moyennes latitudes pour des échelles de temps de quelques jours. Sous cette hypothèse, une anomalie positive (négative) de SST est associée à une anomalie cyclonique (anticyclonique) dont l'amplitude décroît avec l'altitude. Les tentatives de détection de cette réponse atmosphérique dans les expériences forcées de sensibilité atmosphérique ont cependant montré que ce signal est très faible en basse troposphère et il n'a pas été possible de détecter sa propagation vers la moyenne troposphère.

Conformément au mécanisme suggéré à partir des simulations forcées océaniques et atmosphériques, l'analyse de la simulation couplée C1h a ensuite montré que l'amplitude de la rétroaction de la surface marine sur chaque régime de temps dépend de la correspondance spatiale entre le champ d'anomalies de SST induit par ce régime de temps et les anomalies de Z500 associée à ce même régime de temps. Le régime de temps pour lequel l'amplitude de la rétroaction est la plus forte (faible) est le régime de Blocage (Dorsale Atlantique).

## Impact des variations diurnes océaniques sur les plus longues échelles temporelles

La comparaison de deux simulations forcées du modèle CNRMOM1D : l'une à fréquence journalière, l'autre à fréquence horaire, a permis de mettre en évidence le rôle des variations diurnes océaniques sur la variabilité intrasaisonnière des SST (chapitre 5). La correction en SST moyenne journalière liée à la prise en compte de la variabilité diurne océanique atteint environ 0.3°C à 0.5°C, ce qui n'est pas négligeable en regard des anomalies journalières typiques de SST qui atteignent environ 1°C à 2°C. Cette anomalie peut persister 15 à 40 jours dans les moyennes latitudes, plus de 60 dans les tropiques. La variabilité diurne océanique peut donc affecter la variabilité intrasaisonnière des SST. Dans la région tropicale, les résultats obtenus sont cohérents avec ceux de *Bernie et al.* (2005) et *Shinoda* (2005) : la prise en compte du cycle diurne océanique augmente l'amplitude de la variabilité intrasaisonnière des SST d'environ 20%. Dans les moyennes latitudes, on montre que les variations diurnes de tension et de vent et de flux non solaire peuvent induire une correction de la SST moyenne journalière. Par exemple, une forte tension de vent ou un fort flux de chaleur non solaire en début de journée combiné à une faible tension de vent ou un faible flux de chaleur non solaire en fin de journée préconditionne le profil de densité par une couche de mélange plus pincée. Le jour suivant, la chaleur est confinée dans la mince couche de mélange et la température est plus élevée que si les variations diurnes océaniques ne sont pas prises en compte. Ce mécanisme n'explique

cependant qu'environ 25% de l'impact de la prise en compte du cycle diurne océanique sur la correction en SST moyenne journalière observée dans les moyennes latitudes. Une des raisons pourrait être que la persistance d'un forçage atmosphérique favorisant cette correction peut induire son augmentation au cours du temps.

Nous avons ensuite comparé, dans le chapitre 6, deux simulations couplées océan-atmosphère : l'une où les modèles sont couplés avec une fréquence journalière, l'autre avec une fréquence horaire, dans le but d'analyser l'impact de la variabilité diurne océanique sur les états moyens océanique et atmosphérique. Nous avons ainsi montré que le cycle diurne océanique tend à diminuer d'environ 1°C la SST moyenne dans la bande subtropicale, avec un maximum d'anomalies de - 2°C dans la partie sud-est du Bassin Nord Atlantique et à augmenter la SST d'environ 3°C dans les mers du Labrador et du Groenland ainsi que dans le détroit de Davis. Cette anomalie positive de SST est associée à une réduction de l'extension de la glace de mer. La réduction du gradient méridien de SST favorise une anomalie de Z500, d'environ 20 m au dessus du Groenland, qui se projette sur une phase positive de l'Oscillation Atlantique Nord (NAO). La génération des anomalies de SST est impliquée dans une boucle de rétroaction positive : une anomalie positive (négative) de SST favorise l'augmentation (diminution) du contenu atmosphérique en vapeur d'eau qui favorise à son tour une augmentation (diminution) du flux radiatif infrarouge descendant et de la SST. Dans la zone subtropicale, cette boucle de rétroaction pourrait être initiée par le pic de SST journalier qui favorise le développement vertical de la Couche Limite Atmosphérique (CLA), l'augmentation du transport vertical d'humidité, la formation de nuages bas et l'assèchement de la basse troposphère. L'inversion de la tendance en SST est liée à la diminution du flux radiatif infrarouge montant du fait de la diminution de la SST et à l'augmentation du flux radiatif infrarouge descendant suite à la diminution de l'amplitude du réchauffement diurne océanique à la fin de l'été. Dans les hautes latitudes, l'inversion de la tendance est liée aux différentes sensibilités des flux de surface à l'augmentation des SST et la fonte de la glace, cette sensibilité s'opérant via le contenu atmosphérique en vapeur d'eau et la couverture nuageuse pour les flux infrarouge et solaire descendants. Cependant, le modèle CNRMOM1D ne représente pas explicitement la circulation océanique générale. La circulation thermohaline pourrait ralentir en réponse à la diminution du gradient de SST induite par la variabilité diurne océanique, ce qui aurait pour effet d'atténuer les anomalies de SST observées. D'autre part, le modèle CNRMOM1D sous-estime d'un facteur 2 environ l'amplitude du réchauffement diurne océanique, ce qui pourrait avoir comme effet une sous-estimation de l'impact de la variabilité diurne océanique sur le champ moyen de SST estival, la circulation atmosphérique de grande échelle, la couverture nuageuse et les profils atmosphériques d'humidité.

## Synthèse générale

Une partie de cette thèse a été consacrée au développement du modèle CNRMOM1D qui sera couplé avec le modèle ARPEGE-climat en mode étiré. Ce modèle couplé océan-atmosphère sera utilisé pour de futures études de régionalisation. En effet, le modèle CNRMOM1D présente l'avantage de la flexibilité de sa grille horizontale, ce qui permet de limiter les interpolations entre champs océaniques et atmosphériques lors du couplage. Cependant, il présente également l'inconvénient lié à la nécessité de spécifier les termes non-résolus sous la forme de corrections climatologiques de flux de chaleur et d'eau douce.

Les résultats présentés dans cette thèse suggèrent que les anomalies de température de surface océanique induites par la circulation atmosphérique de grande échelle produisent de façon quasi-systématique une rétroaction négative sur cette dernière en été (juin-août) à des échelles de temps de l'ordre de la semaine (chapitres 3 et 4). Cette rétroaction n'apporte pas d'éléments de prévisibilité de l'atmosphère car elle n'est pas déphasée. En revanche, ces résultats suggèrent une importance du couplage avec la surface océanique pour une bonne représentation de la durée de situations météorologiques types. De plus, les résultats de cette thèse indiquent qu'une représentation réaliste des variations diurnes océaniques permettrait d'améliorer la représentation de l'évolution des SST à des échelles de temps de quelques jours (chapitre 5). Un couplage avec une surface océanique tenant compte des variations diurnes océaniques pourrait donc permettre d'améliorer la prévision de la persistance de situations types telles que le blocage, ce qui reste l'un des défis de la prévision météorologique.

Enfin, nous avons montré dans le chapitre 6 que la représentation du pic journalier de SST peut affecter la représentation des états moyens océanique et atmosphérique. Il semble donc qu'il soit nécessaire, pour une bonne représentation de l'état moyen climatique dans les simulations couplées océan-atmosphère, de fournir au modèle d'atmosphère l'amplitude de ce pic journalier de SST calculé à partir de la température de peau du modèle océanique. Cette amplitude peut être calculée par une paramétrisation en fonction de la température moyenne du niveau océanique supérieur et des forçages atmosphériques. A l'avenir, le cycle diurne océanique sera probablement résolu explicitement par les modèles de circulation générale océanique car les progrès en termes de moyens de calculs permettent d'augmenter progressivement leur résolution verticale. Les résultats de cette thèse, basés sur l'utilisation d'un modèle d'océan simplifié, ont montré les améliorations potentielles, en termes d'états moyens océanique et atmosphérique et en termes de variabilité intrasaisonnière, que peut apporter la représentation du cycle diurne océanique.





# Perspectives

## A moyen terme

A l'issue de cette thèse, il reste encore de nombreux points à prospecter. Nous en listons quelques-uns ici, avant de donner des perspectives plus générales.

- **Sensibilité du réchauffement diurne simulé à la résolution verticale**

Le choix de la résolution verticale du modèle CNRMOM1D utilisée tout au long de cette thèse a été basé sur les résultats de *Bernie et al. (2005)*. *Bernie et al. (2005)* ont réalisé une étude de sensibilité du réchauffement diurne simulé par le modèle KPP de *Large et al. (1994)* à la résolution verticale et ont montré que cette amplitude augmente jusqu'à une valeur critique de 1 m d'épaisseur des niveaux océanique. L'amplitude du réchauffement diurne simulé sature au-delà de 1 m. Il serait intéressant de réaliser des expériences similaires avec le modèle CNRMOM1D pour déterminer si la résolution choisie dans ce travail est bien la résolution optimale pour représenter le cycle diurne océanique ainsi que son impact climatique.

- **Persistance de la correction en SST moyenne journalière induite par la variabilité diurne océanique**

Nous avons relié dans le chapitre 5 la correction en SST journalière aux moyennes latitudes aux variations diurnes de tension de vent et de flux de chaleur non solaire. Pour compléter cette étude, nous pourrions analyser les processus atmosphériques responsables de ces variations et identifier ainsi les situations météorologiques typiquement favorables à une correction de SST journalière si les variations diurnes océaniques sont représentées. Nous pourrions ainsi analyser la durée caractéristique de persistances de tels évènements.

- **Impact de la variabilité diurne océanique sur la variabilité intrasaisonnière des SST en mode couplé**

Les analyses présentées dans le chapitre 6 à partir de simulations couplées se sont limitées à la recherche d'un mécanisme expliquant l'impact du cycle diurne océanique sur l'état moyen climatique. Nous avons montré dans le chapitre 5 à partir de simulations

forcées que la prise en compte du cycle diurne océanique peut affecter la variabilité intra-saisonnière des SST. On pourrait compléter l'étude présentée dans ces chapitres par une comparaison des variabilités intrasaisonnières des SST entre les simulations couplées C1h et C24h respectivement avec un pas de temps de 1 h et 24 h. Cette étude permettrait de tester si les mécanismes proposés dans le chapitre 5 sont toujours valables en mode couplé ou si des rétroactions atmosphériques peuvent affecter les mécanismes par lesquels les échelles de temps diurnes et intrasaisonnières interagissent. Le mécanisme proposé dans le chapitre 6 pour expliquer l'impact du cycle diurne océanique sur l'état moyen estival pourrait-il agir des échelles de temps plus courtes, par exemple des échelles de temps de quelques jours ?

#### • Sensibilité des régimes de temps estivaux aux anomalies de SST

Nous avons mis en évidence dans le chapitre 4 les difficultés rencontrées dans la détection du signal de rétroaction des anomalies de SST sur les régimes de temps. Nous avons supposé que ces difficultés pouvaient être attribuées à la conception des études de sensibilité atmosphérique. Un nouvel ensemble d'expériences de sensibilité plus représentatif pourrait être produit pour tenter de pallier à ces difficultés. On choisirait dans les nouvelles expériences de sensibilité aux champs d'anomalies de SST associés à chaque régime de temps un état initial étant un jour d'occurrence du régime de temps qui a généré ces anomalies de SST. Il nous faudrait, pour faire ceci un jeu de conditions initiales beaucoup plus large que celui utilisé dans le chapitre 4, pour avoir suffisamment de membres pour obtenir des résultats robustes d'un point de vue statistique. De plus, au lieu de forcer le modèle d'atmosphère par des champs moyens d'anomalies de SST, il serait plus adéquat de le forcer avec des composites d'anomalies de SST évoluant au cours du temps conformément à l'évolution moyenne du champs de SST au cours d'un épisode du régime de temps dont on teste la sensibilité.

#### • Impact des SST associées aux régimes de temps estivaux sur l'atmosphère : sensibilité au modèle d'atmosphère utilisé

Au cours de cette thèse, j'ai également effectué une étude de sensibilité de l'atmosphère aux anomalies de SST associées à chaque régime de temps avec le modèle d'atmosphère LMDZ3.3 (*Li and Conil, 2003*). Aucun signal significatif de réponse de ce modèle d'atmosphère n'a été détecté. On pourrait attribuer ce résultat aux différences de structures spatiales entre les régimes de temps simulés par le modèle d'atmosphère ARPEGE-climat et le modèle d'atmosphère LMDZ3.3. Cependant, des études complémentaires de comparaison entre ces deux modèles sont nécessaires pour expliquer les différences entre les réponses obtenues entre le modèle LMDZ3.3 et le modèle ARPEGE-climat version 4. Une intercomparaison des réponses de divers modèles d'atmosphère aux anomalies de SST associées à chaque régime de temps permettrait ensuite d'évaluer si la réponse du modèle d'atmosphère ARPEGE-climat au couplage avec la surface marine est réaliste ou non.

## A plus long terme

A plus long terme, les progrès en termes de moyens de calculs permettront d'utiliser un modèle de circulation générale océanique avec une haute résolution verticale. Il sera alors possible de résoudre explicitement le cycle diurne océanique, ce qui permet d'envisager les perspectives suivantes.

- **Variabilité intrasaisonnière des SST liée au transport océanique de chaleur**

Dans le chapitre 3, nous avons effectué une validation de la variabilité intrasaisonnière des SST simulées par le modèle CNRMOM1D en comparant les champs d'anomalies de SST induits par chaque régime de temps dans la simulation forcée ERA1h et dans les données satellitaires de la NOAA. Ce modèle ne représente pas la variabilité liée aux processus de diffusion horizontale et aux processus advectifs. Nous avons attribué les biais des champs simulés d'anomalies de SST à l'est de Terre-Neuve, dans la mer du Labrador et dans la mer du Groenland à la variabilité du transport de chaleur non représentée par le modèle CNRMOM1D. Une quantification de l'impact du transport de chaleur sur la variabilité intrasaisonnière des SST pourrait être analysée dans une simulation océanique forcée par les réanalyses ERA40 utilisant un modèle de circulation générale océanique tel que NEMO dans une configuration identique à celle utilisée au cours de cette thèse, en particulier en termes de résolution verticale.

- **Sensibilité des processus océaniques d'interaction entre les échelles diurnes et intrasaisonnières à la représentation des processus advectifs**

Nous avons également utilisé le modèle CNRMOM1D pour les analyses présentées dans le chapitre 5 sur le rôle de la variabilité diurne océanique sur la variabilité intrasaisonnière des SST. On peut se demander si les processus de diffusion horizontale et aux processus advectifs peuvent affecter les interactions entre variabilité diurne et variabilité intrasaisonnière de SST. *Bernie et al.* (2007) ont déjà montré que les résultats obtenus par *Bernie et al.* (2005) dans la zone tropicale avec un modèle 1D sont également valables dans un modèle de circulation générale océanique. Reste à montrer si les mécanismes proposés dans le chapitre 5 pour les moyennes latitudes sont affectés par les processus de diffusion horizontale ou les processus advectifs en utilisant par exemple le modèle NEMO avec une haute résolution verticale. Cette étude pourrait, dans un premier temps, être réalisée à partir de la comparaison de simulations océaniques forcées par les données de la réanalyse ERA40, à fréquence horaire et journalière puis à partir de la comparaison de simulations couplées avec le modèle d'atmosphère ARPEGE-climat avec une fréquence de couplage de 1 h ou de 1 jour.

---

- **Préconditionnement d'évènements extrêmes par la surface océanique**

Chacun des régimes de temps est associé à certains impacts météorologiques régionaux et favorise ou défavorise certains événements extrêmes, tels que les vagues de chaleur (*Cassou et al.*, 2005). Si la surface océanique peut influencer la persistance de chaque régime de temps, alors celle-ci peut probablement affecter certaines caractéristiques des vagues de chaleur en Europe telles que leur durée par exemple. On pourrait analyser cette influence de la surface océanique en comparant les caractéristiques des événements extrêmes dans une simulation couplée océan-atmosphère entre le modèle NEMO et le modèle ARPEGE-climat et dans une simulation forcée atmosphérique par des données journalières de SST telles que celles fournies par les observations satellitaires de la NOAA.

- **Sensibilité des interactions intrasaisonnières océan-atmosphère au climat moyen**

Nous avons évoqué dans le chapitre d'introduction le rôle potentiel de l'état moyen sur la variabilité autour de cet état moyen. Nous avons également constaté cet impact en obtenant une sensibilité différente des régimes de temps en été (chapitre 4 et 5) et en hiver (Annexe D) au couplage avec la surface marine. Un autre type d'étude de sensibilité à l'état moyen climatique serait une comparaison des mécanismes d'interactions intrasaisonnières entre l'océan et l'atmosphère en climat glaciaire ou en climat futur avec ceux présentés ici en climat présent. Ceci permettrait d'évaluer comment la sensibilité des régimes de temps au couplage avec la surface marine évolue en fonction des conditions climatiques moyennes sur une plus large gamme de conditions que celle étudiée au cours de cette thèse.

# Liste des acronymes

**CLA** Couche Limite Atmosphérique

**CMO** Couche de Mélange Océanique

**ENSO** El Nino Southern Oscillation ou Oscillation Australe

**EOF** Empirical Orthogonal Function

**GIEC** Groupement d'experts Intergouvernemental sur l'Evolution du Climat

**MJO** Oscillation de Madden-Julian

**MLT** Température de la Couche de Mélange

**NAE** Nord Atlantique Europe

**NAO** Oscillation Atlantique Nord

**NODC** National Oceanographic Data Center

**OGCM** Modèle de Circulation Générale Océanique

**OMM** Organisation Météorologique Mondiale

**PHC** Polar Hydrographic Center, University of Washington

**PNUE** Programme des Nations Unies pour l'Environnement

**SST** Température de Surface Océanique

**WOA98** Version 1998 du Word Ocean Atlas

**Z500** hauteur géopotentielle à 500hPa

**Z1000** hauteur géopotentielle à 1000hPa



# Table des figures

1.1	<i>Première EOF des données hivernales (Décembre-Février) de Z500 de la réanalyse ERA40 (Gibson et al., 1997; Uppala et al., 2004) couvrant la période 1958-2001 sur le domaine NAE (20°N-80°N, 80°W-40°E). Intervalle entre les contours : 12.5m . . . . .</i>	10
1.2	<i>Cycle des températures à Paris au cours de l'année 2008. source : Météo-France. . . . .</i>	11
1.3	<i>Composites des anomalies de Z500, en m, correspondant à chacun des quatre régimes calculés à partir des données de la réanalyse ERA40 sur le domaine NAE en hiver (Décembre-Février). Les zones colorées correspondent à des anomalies significatives à 95%, suivant un test de bootstrap. a) Régime Zonal, b) Blocage, c) NAO-, d) Dorsale Atlantique. Intervalle entre les contours : 25m. . . . .</i>	14
1.4	<i>Composites des anomalies de température atmosphérique à 2m, en °C, et de vent à 10m, en m/s, correspondant à chacun des quatre régimes hivernaux (Décembre-Février). Les zones colorées correspondent à des anomalies significatives à 95%, suivant un test de bootstrap. a) Régime Zonal, b) Blocage, c) NAO-, d) Dorsale Atlantique. Intervalle entre les contours : 25m. . . . .</i>	16
1.5	<i>Evolution typique du profil de température au cours d'une journée. Cette figure est tirée de l'ouvrage de Lambert (1990) . . . . .</i>	18
1.6	<i>Evolution schématique de la couche limite par temps calme et non perturbé. Cette figure est tirée de l'ouvrage de Stull (1988) . . . . .</i>	19
1.7	<i>Gyres subtropical et subpolaire atlantiques. Illustration tirée de <a href="http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/b/b4/">http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/b/b4/</a> . . . . .</i>	20
1.8	<i>Les niveaux de gris correspondent aux anomalies de SST associées au mode tripolaire de variabilité des SST dans l'océan Atlantique Nord. Figure tirée de Czaja and Frankignoul (2002). Les contours noirs correspondent à un mode de variabilité atmosphérique étudié par Czaja and Frankignoul (2002). . . . .</i>	21
1.9	<i>Spectre de puissance du mode tripolaire. Figure tirée de Deser and Blackmon (1993). Les lignes tiretées délimitent l'intervalle de confiance à 95% du spectre du bruit rouge correspondant. . . . .</i>	22
1.10	<i>Profils de densité et de température dans l'océan. La couche de mélange correspond à une couche de densité, température et salinité homogènes. Le profil sous la couche de mélange est stable. . . . .</i>	23

1.11	<i>Evolution au cours de la journée du flux de chaleur solaire atteignant la surface, en rouge, de la profondeur de la couche mélangée par la turbulence, en bleu, de la température de surface océanique (SST) en vert. Cette figure est inspirée de la figure 1 de Bernie et al. (2007) . . . . .</i>	24
1.12	<i>Mécanisme proposé par Cassou et al. (2004a) et conduisant à une phase négative de la NAO suite à un champ "Horseshoe" d'anomalies de SST. . .</i>	29
1.13	<i>Schéma décrivant la théorie de Bernie et al. (2005) et Shinoda (2005). Ligne continue : expérience forcée toutes les heures. Ligne tiretée : expérience forcée une fois par jour. Lignes horizontales : moyennes journalières de SST. Voir le texte pour davantage d'explications sur les codes couleurs et les flèches. . . . .</i>	31
1.14	<i>Figure tirée de Bernie et al. (2005). Evolution de la SST pour deux simulations forcées d'un modèle de couche de mélange avec une résolution verticale de 1 m : l'une forcée toutes les heures (ligne continue), l'autre forcée toutes les 24 heures (en pointillés). La moyenne journalière des SST pour la simulation forcée toutes les heures est ajoutée en tiretés. . . . .</i>	32
1.15	<i>Amplitude moyenne du réchauffement diurne pour a) l'été (Juin - Août) et b) l'hiver boréal (Décembre - Février). Tiré de Kawai and Wada (2007) . .</i>	33
2.1	<i>Figures tirée de Kawai and Wada (2007). Profil de température imposés dans des exemples de modèles bulks. . . . .</i>	40
2.2	<i>Figure tirée de Large et al. (1994). Fonction <math>G(\sigma)</math> et <math>\omega_x(\sigma)</math> utilisée dans la paramétrisation KPP de Large et al. (1994). . . . .</i>	46
2.3	<i>a,b) Corrections de flux de chaleur et c,d) de flux de sel intégrées sur la verticale au cours des saisons boréales a,c) estivale (mai-septembre) et b,d) hivernale (novembre-mars). Un flux positif correspond à un apport de chaleur ou de sel. Intervalle entre les contours : 50W/m<sup>2</sup> en a,b), 10mm/mois en c,d). Les contours blancs indiquent le bord de glace défini par un seuil de 90% de concentration de glace. . . . .</i>	56
2.4	<i>Coefficients d'échange <math>c_d</math>, <math>c_h</math> et <math>c_e</math> en fonction de la vitesse du vent, selon les formulations couramment utilisées actuellement . . . . .</i>	60
2.5	<i>Figures tirées de Bernie et al. (2005). Sensibilité du réchauffement diurne à la résolution verticale pour des résolutions linéaires. . . . .</i>	63
2.6	<i>Bathymétrie du modèle CNRMOM1D dans la simulation ERA1h . . . . .</i>	64
2.7	<i>Profondeur de couche de mélange en été (juin-août ; a, c) et en hiver boréal (décembre - février ; b, d) dans le modèle couplé CNRMOM1D/GELATO3 (a, b) et dans les données d'observation de DeBoyerMontégut et al. (2004). Intervalle entre les contours : 10m en-dessous de 50m, 50m entre 50m et 300m, 100m au-dessus. . . . .</i>	67
2.8	<i>Différences entre la température de surface océanique simulée par le modèle couplé CNRMOM1D/GELATO3 et les données du PHC (Steele et al., 2001) en a) été (mai - septembre) et b) hiver boréal (novembre - mars). Intervalle entre les contours : 0.5°C . . . . .</i>	68



2.9	<i>Ecart-type des séries temporelles de SST journalières en été (juin-août) a) simulées par le modèle couplé CNRMOM1D/GELATO3 b) tirées des observations satellitaires de la NOAA (Reynolds et al., 2007) couvrant la période 1985-2001 (www.ncdc.noaa.gov/oa/climate/research/sst/oi-daily.php). Intervalle entre les contours : 0.1°C</i>	69
2.10	<i>Evolution de la SST moyenne annuelle dans l'Océan Atlantique Nord entre 5°N et 60°N : en rouge, au cours de la simulation ERA1h, et en noir d'après les données HadISST (Rayner et al., 2003). En tireté bleu, SST moyenne annuelle d'après la climatologie du PHC.</i>	70
2.11	<i>Amplitude moyenne du réchauffement diurne pour a) l'été (juin - août) et b) l'hiver boréal (décembre - février) dans le modèle CNRMOM1D/GELATO. Intervalle entre les contours : 0.05 °C</i>	72
2.12	<i>Amplitude moyenne du réchauffement diurne pour a) l'été (juin - août) et b) l'hiver boréal (décembre - février). Tiré de Kawai and Wada (2007)</i>	73
2.13	<i>Amplitude moyenne du réchauffement diurne pour a) l'été (juin - août) et b) l'hiver boréal (décembre - février). Tiré de Bernie et al. (2007). Intervalle entre les contours : 0.1 °C.</i>	73
2.14	<i>Densité de probabilité des valeurs d'amplitude du réchauffement diurne au cours de la période estivale (juin-août) dans la simulation ERA1h, par bandes de 10° de latitudes dans l'océan Atlantique Nord entre 10°N et 60°N. La densité de probabilité en 0 est de : 10°N-20°N : 0.5K<sup>-1</sup>, 20°N-30°N : 0.3K<sup>-1</sup>, 30°N-40°N : 1.3K<sup>-1</sup>, 40°N-50°N : 5.1K<sup>-1</sup>, 50°N-60°N : 9.3K<sup>-1</sup>. Cette portion n'apparaît pas sur cette figure pour que le reste de la distribution apparaissent plus distinctement.</i>	74
2.15	<i>Quantiles à 95% des valeurs d'amplitude du réchauffement diurne au cours de la période estivale (juin-août) dans la simulation ERA1h. Intervalles entre les contours : 0.1°C</i>	75
2.16	<i>Sensibilité de l'amplitude du réchauffement diurne, en °C, à l'intensité du pic de flux solaire journalier, en W/m<sup>2</sup>, pour différentes valeurs de la vitesse moyenne journalière de vent : 0.5m.s<sup>-1</sup>, 1m.s<sup>-1</sup>, 2m.s<sup>-1</sup>, 3m.s<sup>-1</sup>, 4m.s<sup>-1</sup>, 6m.s<sup>-1</sup> et 10m.s<sup>-1</sup>. a) Résultats donnés par la paramétrisation de Kawai and Kawamura (2002). b) Résultats de la simulation ERA1h pour les zones situées entre 60°S-10°S et 10°N-60°N. <b>L'échelle des ordonnées va de 0 à 8 en a) tandis qu'elle va de 0 à 2 en b).</b></i>	77
2.17	<i>Figures tirées de Bernie et al. (2007) Sensibilité du réchauffement diurne à la vitesse du vent et au flux solaire moyen journalier.</i>	79
2.18	<i>Profondeur de couche de mélange a) en été (juin-août) et b) en hiver boréal (décembre - février) dans le modèle couplé CNRMOM1D/GELATO3/ARPEGE-climat. Intervalle entre les contours : 10m en-dessous de 50m, 50m entre 50m et 300m, 100m au-dessus.</i>	80

2.19	<i>Différences entre la température de surface océanique simulée par le modèle couplé CNRMOM1D/GELATO3 et les données du PHC (Steele et al., 2001) en a) été (mai - septembre) et b) hiver boréal (novembre - mars). Intervalle entre les contours : 0.5°C . . . . .</i>	81
3.1	<i>Anomalies de Z500, en m, correspondant au régime de Dépression Atlantique calculé sur la région NAE à partir des données : a) de la réanalyse ERA40, b) de la simulation C1h, c) de l'ensemble E-CTL. Intervalle de contours : 25m. . . . .</i>	95
3.2	<i>Anomalies de Z500, en m, correspondant au régime de Blocage calculé sur la région NAE à partir des données : a) de la réanalyse ERA40, b) de la simulation C1h, c) de l'ensemble E-CTL. Intervalle de contours : 25m. . .</i>	96
3.3	<i>Anomalies de Z500, en m, correspondant au régime de NAO– calculé sur la région NAE à partir des données : a) de la réanalyse ERA40, b) de la simulation C1h, c) de l'ensemble E-CTL. Intervalle de contours : 25m. . .</i>	97
3.4	<i>Anomalies de Z500, en m, correspondant au régime de Dorsale Atlantique calculé sur la région NAE à partir des données : a) de la réanalyse ERA40, b) de la simulation C1h, c) de l'ensemble E-CTL. Intervalle de contours : 25m. . . . .</i>	98
3.5	<i>Histogramme des valeurs de persistance de chaque régime de temps dans les réanalyses ERA40, en mauve, et dans les expériences couplée C1h, en bleu clair et forcée E-CTL, en jaune. . . . .</i>	103
3.6	<i>Suite de la figure 3.5. . . . .</i>	104
3.7	<i>Exemple d'occurrence du régime de Blocage : champs d'anomalies de Z500, en m, et de SST, en °C. . . . .</i>	106
3.8	<i>Composites des anomalies de SST pour les jours d'occurrence de la Dépression Atlantique selon les données de la réanalyse ERA40 : a) dans la simulation ERA1h, b) dans les données de la NOAA (Reynolds et al., 2007) qui couvrent la période 1985-2001. Intervalle entre les contours : 0.1°C. . .</i>	129
3.9	<i>Composites des anomalies de SST pour les jours d'occurrence du Blocage selon les données de la réanalyse ERA40 : a) dans la simulation ERA1h, b) dans les données de la NOAA (Reynolds et al., 2007) qui couvrent la période 1985-2001. Intervalle entre les contours : 0.1°C. . . . .</i>	130
3.10	<i>Composites des anomalies de SST pour les jours d'occurrence de la NAO– selon les données de la réanalyse ERA40 : a) dans la simulation ERA1h, b) dans les données de la NOAA (Reynolds et al., 2007) qui couvrent la période 1985-2001. Intervalle entre les contours : 0.1°C. . . . .</i>	130
3.11	<i>Composites des anomalies de SST pour les jours d'occurrence de la Dorsale Atlantique selon les données de la réanalyse ERA40 : a) dans la simulation ERA1h, b) dans les données de la NOAA (Reynolds et al., 2007) qui couvrent la période 1985-2001. Intervalle entre les contours : 0.1°C. . . . .</i>	131

4.1	<i>Composites des anomalies de SST associées à chacun des régimes de temps dans la simulation ERA1h. Seules sont colorées les zones pour lesquelles les anomalies de SST atteignent le niveau de significativité à 95%. Intervalle entre les contours : 0.1°C. . . . .</i>	143
4.2	<i>Composites des anomalies de tendance en SST associées à chacun des régimes de temps dans la simulation ERA1h. Seules sont colorées les zones pour lesquelles les anomalies de tendance en SST atteignent le niveau de significativité à 95%. Intervalle entre les contours : 0.02°C/jour. . . . .</i>	144
4.3	<i>Différence moyenne de température atmosphérique à 2m entre l'expérience a) E-AL (=SST-AL), b) E-BL (=SST-BL), c) E-NAO (=SST-NAO), d) E-AR (=SST-AR) et l'expérience E-CTL. Intervalle entre les contours : 0.05°C. Les zones entourées d'un contour rouge (anomalies négatives) ou bleu (anomalies positives) correspondent à des anomalies significatives à 95%, suivant un test de student (VonStorch and Zwiers, 1999). . . . .</i>	152
4.4	<i>Différence moyenne de hauteur géopotentielle à 1000hPa entre E-AL et E-CTL pour différents jours de simulation à partir de la date initiale des ensembles. Intervalle entre les contours : 0.2m. Les zones entourées d'un contour rouge (anomalies négatives) ou bleu (anomalies positives) correspondent à des anomalies significatives à 95%. . . . .</i>	155
4.5	<i>Différence moyenne de hauteur géopotentielle à 1000hPa entre E-BL et E-CTL pour différents jours de simulation à partir de la date initiale des ensembles. Intervalle entre les contours : 0.2m. Les zones entourées d'un contour rouge (anomalies négatives) ou bleu (anomalies positives) correspondent à des anomalies significatives à 95%. . . . .</i>	156
4.6	<i>Différence moyenne de hauteur géopotentielle à 1000hPa entre E-NAO et E-CTL pour différents jours de simulation à partir de la date initiale des ensembles. Intervalle entre les contours : 0.2m. Les zones entourées d'un contour rouge (anomalies négatives) ou bleu (anomalies positives) correspondent à des anomalies significatives à 95%. . . . .</i>	157
4.7	<i>Différence moyenne de hauteur géopotentielle à 1000hPa entre E-AR et E-CTL pour différents jours de simulation à partir de la date initiale des ensembles. Intervalle entre les contours : 0.2m. Les zones entourées d'un contour rouge (anomalies négatives) ou bleu (anomalies positives) correspondent à des anomalies significatives à 95%. . . . .</i>	158
4.8	<i>Composites des anomalies de Z500, en m, correspondant à chacun des quatre régimes calculés à partir des données de la réanalyse ERA40 sur le domaine NAE en été (juin-août). Les zones colorées correspondent à des anomalies significatives à 95%, suivant un test de bootstrap. a) Dépression Atlantique, b) Blocage, c) NAO-, d) Dorsale Atlantique. Intervalle entre les contours : 25 m. . . . .</i>	160

4.9	<i>Différence moyenne de Z500 entre l'expérience a) E-AL (=SST-AL), b) E-BL (=SST-BL), c) E-NAO (=SST-NAO), d) E-AR (=SST-AR) et l'expérience E-CTL. Intervalle entre les contours : 2m. Aucune des anomalies n'atteint le niveau de significativité à 90%</i> . . . . .	162
4.10	<i>Sur les 100 étés simulés avec le modèle ARPEGE-climat, nombre d'occurrences a) du régime de Dépression Atlantique, b) du régime de Blocage, c) du régime NAO- et d) du régime de Dorsale Atlantique pour chacun des 10 premiers jours de simulation dans l'expérience E-CTL (en noir) et (en rouge) dans les expériences a) E-AL, b) E-BL, c) E-NAO et d) E-AR.</i> . . . . .	163
4.11	<i>Composites des anomalies de SST pour les jours d'occurrence de la Dépression Atlantique : a) dans la simulation C1h, b) dans la simulation ERA1h. Intervalle entre les contours : 0.1°C.</i> . . . . .	166
4.12	<i>Composites des anomalies de SST pour les jours d'occurrence de Blocage : a) dans la simulation C1h, b) dans la simulation ERA1h. Intervalle entre les contours : 0.1°C.</i> . . . . .	167
4.13	<i>Composites des anomalies de SST pour les jours d'occurrence de la NAO- : a) dans la simulation C1h, b) dans la simulation ERA1h. Intervalle entre les contours : 0.1°C.</i> . . . . .	168
4.14	<i>Composites des anomalies de SST pour les jours d'occurrence de la Dorsale Atlantique : a) dans la simulation C1h, b) dans la simulation ERA1h. Intervalle entre les contours : 0.1°C.</i> . . . . .	169
5.1	<i>Schematic summarising Bernie et al (2005) and Shinoda (2005)'s theory. Continuous line : experiment forced every hour. Dotted line : experiment forced every day. Horizontal lines : Daily mean SSTs. Red arrows : differences between the daily mean temperature in the experiment forced on a hourly time step and its seasonal mean. Green arrows : differences between the daily mean temperature in the experiment forced on a hourly time step and in the experiment forced on a daily time step.</i> . . . . .	186
5.2	<i>a) 3-dimensional heat flux correction integrated over the vertical for extended summer (May-September) and winter (November-March) seasons. Contour interval : 50W/m<sup>2</sup>. White contours give the mean sea ice extent defined as the 90% sea ice concentration limit. b) 3-dimensional freshwater flux correction integrated over the vertical for extended summer (May-September) and winter (November-March) seasons. A positive flux contributes to an increase in temperature or in salinity. Contour interval : 10mm/month.</i> . . . . .	193
5.3	<i>Mean summer (June-August; a, c) and winter (December-February; b, d) mixed layer depth a, b) In the CNRMOM1D/GELATO ERA1h forced simulation (see details in the text) b, d) In the climatology from De Boyer-Montégut et al. (2004). Contour interval : 10m below 50m, 50m between 50m and 300m, 100m above. The masked area in c) corresponds to missing values in the observations.</i> . . . . .	195

5.4	Mean summer (May-September) and winter (November-March) differences between the sea surface temperature in the CNRMOM1D/GELATO ERA1h forced simulation and the PHC (Steele et al, 2001) data. Contour interval : $0.5^{\circ}\text{C}$ . . . . .	196
5.5	Mean summer (June-August) and winter (December-February) diurnal warming amplitude in the CNRMOM1D/GELATO ERA1h forced simulation. Contour interval : $0.05^{\circ}\text{C}$ . . . . .	196
5.6	Standard deviation of the daily <b>dtemp</b> (a, b; see details in the text) and ERA1h SST (c, d) time series for the summer (May-September; a, c) and winter (November-March; b, d) seasons. Contour interval : $0.1^{\circ}\text{C}$ below $0.5^{\circ}\text{C}$ , $0.5^{\circ}\text{C}$ above. . . . .	199
5.7	Correlations between the <b>dtemp</b> timeseries (difference in daily mean SST) and the time series of the difference in daily mean mixed layer depth between ERA1h and ERA24h. Only the correlations significant to the 95% level, according to a t-test, are drawn. Contour interval : 0.15. . . . .	200
5.8	Decorrelation time of the time series of the difference in daily SST between ERA1h and ERA24h ( <b>dtemp</b> ). Contour interval : 5 days. . . . .	201
5.9	Schematic illustrating the impact of <b>dtemp</b> mean persistence. . . . .	202
5.10	Correlations between the <b>dtemp</b> timeseries (difference in daily mean SST) and the time series of daily mean SSTs in ERA1h. Only the correlations significant to the 95% level, according to a t-test, are drawn. Contour interval : 0.2. . . . .	203
5.11	a) Mask : In grey, area where the composites of <b>dQsurf</b> , selecting the days for which <b>dtemp</b> > std( <b>dtemp</b> ), reach the 95% significance level at day -1, according to a bootstrap test. <b>dQsurf</b> and <b>dtemp</b> are defined in the text. b) Spatial average over the mask in a) of these composites of <b>dQsurf</b> . c) Time series of the 0-6h and 6-12h values from a) with their seasonal mean (dotted line) d) Time series of the 12-18h and 18-24h values of from a) with their seasonal mean (dotted line). Day 0 is a day for which <b>dtemp</b> is higher than its standard deviation. . . . .	206
5.12	a) Mask : In grey, area where the composites of <b>dreltau</b> , selecting the days for which <b>dtemp</b> > std( <b>dtemp</b> ), reach the 95% significance level at day -1, according to a bootstrap test. <b>dreltau</b> and <b>dtemp</b> are defined in the text. b) Spatial average over the mask in a) of these composites of <b>dreltau</b> . c) Time series of the 0-6h and 6-12h values from a) with their seasonal mean (dotted line) d) Time series of the 12-18h and 18-24h values of from a) with their seasonal mean (dotted line). Day 0 is a day for which <b>dtemp</b> is higher than its standard deviation. . . . .	207
5.13	Time series of the atmospheric data and surface fluxes applied in the idealized experiments $T_{tot}^{+}$ , in red and $T_{tot}^{-}$ , in blue, described in section 3.5 : a) 10 m zonal wind speed in $\text{m.s}^{-1}$ , b) 2 m atmosphere temperature in $^{\circ}\text{C}$ , c) 2 m specific humidity in $\text{g.kg}^{-1}$ , d) Downwelling longwave radiative flux in $\text{W/m}^2$ , e) Solar heat flux applied in both experiments in $\text{W/m}^2$ . . . . .	209

5.14	<i>Outputs of the idealized experiments <math>T_{tot}^+</math>, in red and <math>T_{tot}^-</math>, in blue, described in section 3.5 : a) Zonal wind stress in <math>N.m^{-2}</math>, b) Non solar heat flux in <math>W.m^{-2}</math>, and daily mean non solar heat flux as dashed lines, c) Sea surface temperatures in <math>^{\circ}C</math>, d) Temperature profiles at the end of day <math>-1</math> . . . . .</i>	211
5.15	<i>Outputs of the idealized experiments <math>T_Q^+</math>, in red and <math>T_Q^-</math>, in blue, described in section 3.5 : a) Sea surface temperatures in <math>^{\circ}C</math>, b) Temperature profiles at the beginning of day 0 in <math>^{\circ}C</math>. . . . .</i>	213
5.16	<i>Outputs of the idealized experiments <math>T_{\tau}^+</math>, in red and <math>T_{\tau}^-</math>, in blue, described in section 3.5 : a) Sea surface temperatures in <math>^{\circ}C</math>, b) Temperature profiles at the beginning of day 0 in <math>^{\circ}C</math>. . . . .</i>	214
6.1	<i>Réchauffement diurne moyen estival (juin-août) dans l'expérience C1h. Intervalle entre les contours : <math>0.05^{\circ}C</math>. . . . .</i>	229
6.2	<i>Flux solaire en vitesse du vent en moyenne estivale (juin-août) dans l'expérience C1h. Intervalle entre les contours : <math>5W/m^2</math>. . . . .</i>	230
6.3	<i>Différence de SST moyenne pour chaque mois de l'année entre l'expérience C1h et l'expérience C24h. La ligne continue correspond à la SST moyenne dans l'océan Atlantique Nord entre les latitudes <math>20^{\circ}N</math> et <math>40^{\circ}N</math> tandis que la ligne tiretée correspond à la SST moyenne dans l'océan Atlantique Nord entre les latitudes <math>50^{\circ}N</math> et <math>80^{\circ}N</math>. . . . .</i>	231
6.4	<i>Différence a) de SST et b) de concentration de glace en moyenne estivale (juin-août) entre l'expérience C1h et l'expérience C24h. Les zones entourées d'un contour rouge (anomalies négatives) ou bleu (anomalies positives) correspondent à des anomalies significatives à 95%, suivant un test de student (VonStorch and Zwiers, 1999). Intervalle entre les contours : a) <math>0.3^{\circ}C</math>, b) 10%. . . . .</i>	232
6.5	<i>Différence de tendance en SST moyenne pour chaque mois de l'année entre l'expérience C1h et l'expérience C24h. La ligne continue correspond à la SST moyenne dans l'océan Atlantique Nord entre les latitudes <math>20^{\circ}N</math> et <math>40^{\circ}N</math> tandis que la ligne tiretée correspond à la SST moyenne entre les latitudes <math>50^{\circ}N</math> et <math>80^{\circ}N</math>. . . . .</i>	233
6.6	<i>Différence moyenne au cours des mois de mai et juin entre l'expérience C1h et l'expérience C24h de tendance en température moyenne de la couche de mélange océanique (MLT). Intervalle entre les contours : <math>0.5^{\circ}C/mois</math>. . . . .</i>	234
6.7	<i>Contribution à l'anomalie de tendance en MLT (mai-juin), donnée sur la Fig. 6.6 des flux : a) radiatif infrarouge descendant, b) radiatif infrarouge montant, c) de chaleur latente, d) de chaleur sensible, e) solaire absorbé dans la Couche de Mélange Océanique (CMO), f) de chaleur à la base de la CMO, g) erreur (voir détails dans le texte) en <math>^{\circ}C/mois</math>. Un flux positif correspond à un apport de chaleur pour la CMO. Les zones entourées d'un contour rouge (anomalies négatives) ou bleu (anomalies positives) correspondent à des anomalies significatives à 95%, suivant un test de student (VonStorch and Zwiers, 1999). Intervalle entre les contours : <math>1^{\circ}C/mois</math>. . . . .</i>	237

6.8 *Différence au cours des mois de mai et juin entre l'expérience C1h et l'expérience C24h : a) de flux radiatif infrarouge descendant total, b) de flux radiatif infrarouge descendant en ciel clair et c) Différence entre a) et b). Les zones entourées d'un contour rouge (anomalies négatives) ou bleu (anomalies positives) correspondent à des anomalies significatives à 95%, suivant un test de student (VonStorch and Zwiers, 1999). Intervalle entre les contours : 0.9°C/mois. . . . . 241*

6.9 *Différence d'humidité spécifique moyenne au cours des mois de mai et juin, en g/kg, entre l'expérience C1h et l'expérience C24h. a) à 1000hPa. b) à 925hPa. c) à 850hPa. d) à 700hPa. e) à 600hPa. f) à 500hPa. Les zones entourées d'un contour rouge (anomalies négatives) ou bleu (anomalies positives) correspondent à des anomalies significatives à 95%, suivant un test de student (VonStorch and Zwiers, 1999). Intervalle entre les contours : 0.15g/kg. . . . . 242*

6.10 *Différence de couverture nuageuse moyenne au cours des mois de mai et juin, en % de maille, entre l'expérience C1h et l'expérience C24h. a) Nuages bas. b) Nuages de moyenne troposphère. c) Nuages haut. d) Nuages convectifs. e) Couverture totale. Les zones entourées d'un contour rouge (anomalies négatives) ou bleu (anomalies positives) correspondent à des anomalies significatives à 95%, suivant un test de student (VonStorch and Zwiers, 1999). Intervalle entre les contours : 2.5%. . . . . 243*

6.11 *Schéma récapitulatif du mécanisme proposé pour expliquer l'impact du cycle diurne océanique sur l'état moyen estival. Une flèche simple indique un lien de cause à effet, une flèche double indique une rétroaction positive. La flèche rouge indique le lien de cause à effet à l'origine de la boucle de rétroaction. Les flèches bleues indiquent les liens de cause à effets impliqués dans la boucle de rétroaction. . . . . 246*

6.12 *Différence de hauteur géopotentielle à 500hPa en moyenne estivale (juin-août) entre l'expérience C1h et l'expérience C24h. Les zones entourées d'un contour rouge (anomalies négatives) ou bleu (anomalies positives) correspondent à des anomalies significatives à 95%, suivant un test de student (VonStorch and Zwiers, 1999). Intervalle entre les contours : 2.5m. . . . . 248*

6.13 *Différence moyenne au cours des mois d'août et septembre entre l'expérience C1h et l'expérience C24h de tendance en température moyenne de la couche de mélange océanique (MLT). Intervalle entre les contours : 0.5°C/mois. . . . . 249*

- 6.14 *Différence entre les anomalies de flux au cours des mois d'août et septembre et les anomalies de flux au cours des mois de mai et juin (Fig. 6.7) : a) radiatif infrarouge descendant, b) radiatif infrarouge montant, c) de chaleur latente, d) de chaleur sensible, e) solaire absorbé dans la Couche de Mélange Océanique (CMO), f) de chaleur à la base de la CMO, g) erreur (voir détails dans le texte) en °C/mois. Un flux positif correspond à un apport de chaleur pour la CMO. Les zones entourées d'un contour rouge (anomalies négatives) ou bleu (anomalies positives) correspondent à des anomalies significatives à 95%, suivant un test de student (VonStorch and Zwiers, 1999). Intervalle entre les contours : 1°C/mois. . 251*
- D.1 *Différence moyenne de température atmosphérique à 2m entre l'ensemble de simulations a) H-ZO (=SI-ZO), b) H-BL (=SI-BL), c) H-NAO (=SI-NAO), d) H-AR (=SI-AR) et l'ensemble H-CTL. Intervalle entre les contours : 0.1°C en-dessous de 1°C. Les zones entourées d'un contour rouge (anomalies négatives) ou bleu (anomalies positives) correspondent à des anomalies significatives à 95%, suivant un test de student (VonStorch and Zwiers, 1999). Résultats du modèle ARPEGE-climat. . . . . D-12*
- D.2 *Différence moyenne de hauteur géopotentielle à 1000hPa entre H-ZO et l'ensemble de contrôle H-CTL pour différents jours de simulation à partir de la date initiale des ensembles. Intervalle entre les contours : 0.4m. Les zones entourées d'un contour rouge (anomalies négatives) ou bleu (anomalies positives) correspondent à des anomalies significatives à 95%. Résultats du modèle ARPEGE-climat. . . . . D-14*
- D.3 *Idem que la Fig. D.2 pour l'ensemble H-BL. . . . . D-15*
- D.4 *Idem que la Fig. D.2 pour l'ensemble H-NAO. . . . . D-16*
- D.5 *Idem que la Fig. D.2 pour l'ensemble H-AR. . . . . D-17*



# Liste des tableaux

2.1	<i>Tableau récapitulant les expériences réalisées avec le modèle CNRMOM1D. En orange, sont les expériences dont traite la section 2.3. . . . . .</i>	65
3.1	<i>Tableau récapitulant les expériences réalisées avec le modèle CNRMOM1D. En orange, l'expérience dont traite la section 3.1 . . . . .</i>	90
3.2	<i>Fréquences d'occurrence de chacun des régimes dans les expériences couplée C1h et forcée E-CTL en comparaison avec celle de la réanalyse ERA40. . .</i>	100
3.3	<i>Persistance moyenne, en jours, de chaque régime de temps dans la réanalyse ERA40 et dans l'expérience couplée C1h et l'ensemble de simulations forcées d'ARPEGE-climat E-CTL. Différence (d) de persistance moyenne entre ces deux expériences, donnée avec la p-value (p) associée. La couleur marron signale tout résultat significatif à 95% selon le test décrit dans la section 3.2.5 . . . . .</i>	101
3.4	<i>Différence (d) entre la persistance moyenne de chaque régime (colonnes) dans chaque expérience (lignes) et sa persistance dans l'expérience de contrôle donnée avec la p-value (p) associée obtenue grâce au test de bootstrap décrit dans le texte. Les expériences SST-AL, SST-BL, SST-NAO et SST-AR correspondent aux expériences forcées par les anomalies de SST associées respectivement aux régimes de Dépression Atlantique, Blocage, NAO- et Dorsale Atlantique et obtenus à partir de la simulation ERA1h du modèle CNRMOM1D forcée par les données de la réanalyse ERA40. La couleur marron est associée à un résultat significatif à 99%. En gris, sont les autres résultats analysés dans le texte. . . . .</i>	133
5.1	<i>Tableau récapitulant les expériences réalisées avec le modèle CNRMOM1D. En orange sont les expériences dont traite le chapitre 5 . . . . .</i>	182
6.1	<i>Tableau récapitulant les expériences réalisées avec le modèle CNRMOM1D. En orange, sont les expériences sur lesquelles s'appuie le chapitre 6. . . . .</i>	226
6.2	<i>Différences de flux de chaleur moyen en surface dans la zone partiellement englacée (mer du Labrador, détroit de Davis et mer du Groenland) au cours des mois de mai et juin entre les expériences C1h et C24h. Un flux de chaleur positif correspond à un apport de chaleur pour le système océan-glace.</i>	236

- 
- 6.3 *Différences de flux radiatif infrarouge descendant en moyenne dans la zone partiellement englacée (mer du Labrador, détroit de Davis et mer du Groenland) au cours des mois de mai et juin entre les expériences C1h et C24h. Un flux de chaleur positif correspond à un apport de chaleur pour le système océan-glace. . . . . 240*
- 6.4 *Deuxième colonne : différences de flux de chaleur moyen en surface dans la zone partiellement englacée (mer du Labrador, détroit de Davis et mer du Groenland) au cours des mois d'août à novembre entre les expériences C1h et C24h. Troisième colonne : différence entre le deuxième colonne et les flux pour les mois de mai et juin données dans le Tab. 6.2. Un flux de chaleur positif correspond à un apport de chaleur pour le système océan-glace. . . . 250*

# Bibliographie

- Alexander, M. A., C. Deser, and Timlin (1999), "The reemergence of SST anomalies in the North Pacific Ocean", *J. Clim.*, *12*, 2419–2433.
- Alexander, M. A., U. S. Bhatt, J. E. Walsh, M. S. Timlin, J. S. Miller, and J. D. Scott (2004), "The atmospheric response to realistic Arctic sea ice anomalies in an AGCM during winter", *J. Clim.*, *17*, 890–905.
- Andeberg, M. (1973), "*Cluster analysis for applications*", 359pp pp., Academic Press.
- Anderson, R. J. (1993), "A study of wind stress and heat flux over the open ocean by the inertial-dissipation method", *J. Phys. Oceanogr.*, *23*, 2153–2161.
- André, J. C., and P. Lacarrère (1985), "Mean and turbulent structures of the oceanic surface layer as determined from one-dimensional, third-order simulations", *J. Phys. Oceanogr.*, *15*, 121–132.
- Antonov, J. I., S. Levitus, T. P. Boyer, M. E. Conkright, T. D. O'Brien, and C. Stephens (1998), "World Ocean Atlas 1998 Vol. 1 : Temperature of the Atlantic Ocean", *NOAA Atlas NESDIS*, *27*, 166 pp.
- Barnston, A. G., and R. E. Livezey (1987), "Classification, seasonality, and persistence of low-frequency atmospheric circulation patterns", *Mon. Wea. Rev.*, *115*, 1083–1126.
- Belamari, S. (2005), "Report on uncertainty estimates of an optimal bulk formulation for surface turbulent fluxes. Marine EnviRonment and Security for the European Area - Integrated Project (MERSEA IP)", *Deliverable D4.1.2*, p. 29 pp.
- Belamari, S., and A. Pirani (2007), "Validation of the optimal heat and momentum fluxes using the ORCA2-LIM global ocean-ice model. Marine EnviRonment and Security for the European Area - Integrated Project (MERSEA IP)", *Deliverable D4.1.3*, p. 88 pp.
- Bellanger, H. (2007), "Rôle de l'interaction océan-atmosphère dans la variabilité intrasaisonnière de la convection tropicale", Ph.D. thesis, Ecole Polytechnique.
- Bernie, D. J., S. J. Woolnough, J. M. Slingo, and E. Guilyardi (2005), "Modeling diurnal and intraseasonal variability of the ocean mixed layer", *J. Clim.*, *18*, 1190–1202.

- Bernie, D. J., E. Guilyardi, G. Madec, J. M. Slingo, and S. J. Woolnough (2007), "Impact of resolving the diurnal cycle in an ocean-atmosphere GCM. Part 1 : a diurnally forced OGCM", *Clim. Dyn.*, *29*, 575–590.
- Bernie, D. J., E. Guilyardi, G. Madec, J. M. Slingo, S. J. Woolnough, and J. Cole (2008), "Impact of resolving the diurnal cycle in an ocean-atmosphere GCM. Part 2 : a diurnally coupled CGCM", *Clim. Dyn.*, *31* (7-8), 909–925.
- Bjerknes, J. (1964), "Atlantic air-sea interaction", *Adv. Geophys.*, *10*, 1–82.
- Björnsson, and Venegas (1997), "A manual for EOF and SVD analyses of climatic data", *Tech. Rep. 97-1*, McGill University CCGCR Report Montréal, Québec.
- Blackadar, A. K. (1962), "The vertical distribution of wind and turbulent exchange in a neutral atmosphere", *J. Geophys. Res.*, *67*, 3095–3102.
- Blackmon, M. L. (1976), "A climatological spectral study of the 500 mb geopotential height of the Northern Hemisphere", *J. Atmos. Sci.*, *33*, 1607–1623.
- Blanc, T. V. (1985), "Variation of bulk-derived surface fluxes, stability and roughness results do to the use of different transfer coefficient schemes", *J. Phys. Oceanogr.*, *15*, 650–669.
- Blanke, B., and P. Delecluse (1993), "Low frequency variability of the tropical Atlantic ocean simulated by a general circulation model with mixed layer physics.", *J. Phys. Oceanogr.*, *23*, 1363–1388.
- Blumberg, A. F., and G. L. Mellor (1983), "Diagnostic and prognostic numerical circulation studies in the South Atlantic Bight", *J. Geophys. Res.*, *88*, 4479–4592.
- Bougeault, P. (1985), "A simple parametrization of the large-scale effects of cumulus convection", *Mon. Wea. Rev.*, *113*, 2108–2121.
- Bougeault, P., and P. Lacarrère (1989), "Parameterization of orography-induced turbulence in mesobeta-scale model", *Mon. Wea. Rev.*, *117*, 1872–1890.
- Boyer, T. P., S. Levitus, J. I. Antonov, M. E. Conkright, T. D. O'Brien, and C. Stephens (1998), "World Ocean Atlas 1998 Vol. 4 : Salinity of the Atlantic Ocean", *NOAA Atlas NESDIS*, *30*, 166 pp.
- Branstator, G. (1995), "Organization of storm track anomalies by recurring low-frequency circulation anomalies", *J. Atmos. Sci.*, *52*, 207–226.
- Broecker, W. S. (1987), "*The biggest chill*", 96, 74-82 pp., Natural History.
- Brut, A. (2002), "Mesures des échanges surface-atmosphère : Paramétrisation des flux sur l'océan et mise au point d'un instrument pour la détermination de flux d'espèces en trace", Ph.D. thesis, Université Toulouse III, Paul Sabatier.

- Bubnová, R., G. Hello, P. Bénard, and J. Geleyn (1995), "Integration of the fully elastic equations cast in the hydrostatic pressure terrain-following coordinate in the framework of the ARPEGE/Aladin NWP system", *Mon. Wea. Rev.*, *123*, 515–535.
- Cai, M., and M. Mak (1990), "Symbiotic relation between planetary and synoptic scale waves", *J. Atmos. Sci.*, *47*, 2953–2968.
- Caniaux, G., A. Brut, D. Bourras, H. Giordani, A. Paci, L. Prieur, and G. Reverdin (2005), "A 1 year sea surface heat budget in the northeastern Atlantic basin during the POMME experiment : 1. Flux estimates", *J. Geophys. Res.*, *110*(C07S02), doi : 10.1029/2004JC002596.
- Cassou, C. (2008), "Intraseasonal interaction between the Madden-Julian Oscillation and the North Atlantic Oscillation", *Nature*, (doi :10.1038/nature07286), 523–527.
- Cassou, C., C. Deser, L. Terray, J. W. Hurrell, and M. Drévillon (2004a), "Summer sea surface temperature conditions in the North Atlantic and their impact upon the atmospheric circulation in early winter", *J. Clim.*, *17*, 3349–3363.
- Cassou, C., L. Terray, J. W. Hurrell, and C. Deser (2004b), "North Atlantic winter climate regimes : spatial asymmetry, stationarity with time, and oceanic forcing", *J. Clim.*, *17*, 1055–1068.
- Cassou, C., L. Terray, and A. Phillips (2005), "Tropical Atlantic influence on European heat waves", *J. Clim.*, *18*, 2805–2811.
- Cassou, C., C. Deser, and M. A. Alexander (2007), "Investigating the impact of reemerging sea surface temperature anomalies on the winter atmospheric circulation over the North Atlantic", *J. Clim.*, *20*, 3510–3526.
- Charney, J. G., and A. Eliassen (1949), "A numerical method for predicting the perturbations of the middle latitudes westerlies", *Tellus*, *1*, 38–54.
- Chen, S. S., and R. A. Houze (1997), "Diurnal variation and life-cycle of deep convective systems over the tropical Pacific warm pool", *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, *123*, 357–388.
- Cheng, W., R. Bleck, and C. Rooth (2004), "Multi-decadal thermohaline variability in an ocean-atmosphere general circulation model", *Clim. Dyn.*, *22*, 573–590.
- Cheng, X., and J. M. Wallace (1993), "Cluster analysis of the northern hemisphere wintertime 500hPa height field : Spatial patterns", *J. Atmos. Sci.*, *50*, 2674–2696.
- Clayson, C. A., and A. Chen (2002), "Sensitivity of a coupled single-column model in the Tropics to treatment of the interfacial parameterization", *J. Clim.*, *15*, 1805–1831.
- Conil, S., and Li (2005), "Linearity of the atmospheric response to North Atlantic SST and sea ice anomalies", *J. Clim.*, *18*, 1986–2003.

- Conil, S., H. Douville, and S. Tyteca (2009), "Contribution of realistic soil moisture initial conditions to boreal summer predictability", *Clim. Dyn.*, *32*(doi :10.1007/s00382-008-0375-9), 75–93.
- Cornillon, P., and L. Stramma (1985), "The distribution of diurnal sea surface warming events in the western Sargasso Sea", *J. Geophys. Res.*, *90*, 11,811–11,815.
- Curry, R. G., M. S. McCartney, and T. M. Joyce (1998), "Oceanic transport of subpolar climate signals to mid-depth subtropical waters", *Nature*, *391*, 575–577.
- Czaja, A., and C. Frankignoul (1999), "Influence of the North Atlantic SST on the atmospheric circulation", *Geophys. Res. Lett.*, *26*, 2969–2972.
- Czaja, A., and C. Frankignoul (2002), "Observed impact of Atlantic SST anomalies on the North Atlantic Oscillation", *J. Clim.*, *15*, 606–623.
- Dai, A., and K. E. Trenberth (2004), "The diurnal cycle and its depiction in the Community Climate System Model", *J. Clim.*, *17*, 930–951.
- Danabasoglu, G., W. G. Large, J. J. Tribbia, P. R. Gent, B. P. Briegleb, and J. C. McWilliams (2006), "Diurnal coupling in the Tropical Oceans of CCSM3", *J. Clim.*, *19*, 2347–2365.
- Davies, J., D. Rowell, and C. Folland (1997), "North Atlantic and European seasonal predictability using an ensemble of multidecadal AGCM simulations", *Int. J. Climatol.*, *17*, 1263–1284.
- de Coëtlogon, G., and C. Frankignoul (2003), "The persistence of winter sea surface temperature in the North Atlantic", *J. Clim.*, *16*, 1364–1377.
- Deardoff, J. W. (1970), "A numerical study of three-dimensional channel flow at large Reynolds numbers", *J. Fluid. Mech.*, *41*, 453–480.
- DeBoyerMontégut, C., G. Madec, A. S. Fischer, A. Lazar, and D. Iudicone (2004), "Mixed layer depth over the global ocean : an examination of profile data and a profile based climatology", *J. Geophys. Res.*, *109*(C12003, doi :10.1029/2004JC002378).
- DeCosmo, J., K. Katsaros, S. Smith, R. Anderson, W. Oost, K. Bumke, and H. Chadwick (1996), "Air-sea exchange of water vapor and sensible heat : The Humidity Exchange Over the Sea (HEXOS) results", *J. Geophys. Res.*, *101*, 12,001–12,016.
- Delworth, T., and R. Greatbach (2000), "Multidecadal thermohaline circulation variability driven by atmospheric surface flux forcing", *J. Clim.*, *13*, 1481–1495.
- Delworth, T., S. Manabe, and R. J. Stouffer (1993), "Interdecadal variations of the thermohaline circulation in a coupled ocean-atmosphere model", *J. Clim.*, *6*, 1993–2011.

- Delworth, T., S. Manabe, and R. J. Stouffer (1997), "Multidecadal climate variability in the Greenland Sea and surrounding regions : A coupled model simulation", *Geophys. Res. Lett.*, *24*, 257–260.
- Delworth, T. L., and M. E. Mann (2000), "Observed and simulated multidecadal variability in the Northern Hemisphere", *Clim. Dyn.*, *16*, 661–676, doi :10.1007/s003820000075.
- Denman, K. L. (1973), "A time-dependent model of the upper ocean", *J. Phys. Oceanogr.*, *3*, 173–184.
- Deschamps, P. Y., and R. Frouin (1984), "Large diurnal heating of the sea surface observed by the HCMR experiment", *J. Phys. Oceanogr.*, *14*, 177–184.
- Deser, C. (2000), "On the teleconnectivity of the Arctic Oscillation", *J. Clim.*, *27*, 779–782.
- Deser, C., and M. L. Blackmon (1993), "Surface climate variations over the north Atlantic Ocean during winter :1900-1989", *J. Clim.*, *6*, 1743–1753.
- Deser, C., and A. S. Philips (2009), "Atmospheric circulation trends, 1950-2000 : The relative roles of sea surface temperature forcing and direct atmospheric radiative forcing", *J. Clim.*, *22*, 396–413.
- Deser, C., and C. A. Smith (1998), "Diurnal and semidiurnal variations of the surface wind field over the tropical Pacific Ocean", *J. Clim.*, *11*, 1730–1748.
- Deser, C., R. A. Tomas, and S. Peng (2007), "The transient atmospheric circulation response to North Atlantic SST and sea ice anomalies", *J. Clim.*, *20*, 4751–4767.
- Diday, E., and J. C. Simon (1976), "*Clustering analysis. Communication and cybernetics 10 digital pattern recognition*", 47-94 pp., K S Fu, Ed. Springer Verlag.
- Dong, B., and R. Sutton (2005), "Mechanism of interdecadal thermohaline circulation variability in a coupled ocean-atmosphere GCM", *J. Clim.*, pp. 1117–1135.
- Douville, H. (2009), "Relative contributions of soil and snow hydrology to seasonal climate predictability : a pilot study", *Clim. Dyn.*, (doi : 10.1007/s00382-008-0508-1).
- Douville, H., J. F. Royer, and J. F. Mahfouf (1995a), "A new snow parametrization for the Météo-France climate model. Part I : Validation in stand-alone experiments", *Clim. Dyn.*, *12*, 21–35.
- Douville, H., J. F. Royer, and J. F. Mahfouf (1995b), "A new snow parametrization for the Météo-France climate model. Part II : Validation in a 3-D GCM experiments", *Clim. Dyn.*, *12*, 37–52.
- Douville, H., S. Planton, J. F. Royer, D. B. Stephenson, S. Tyteca, L. Kergoat, S. Lafont, and Betts (2000), "The importance of vegetation feedbacks in doubled-CO2 time-slice experiments", *J. Geophys. Res.*, *105*, 14,841–14,862.

- Déqué, M., et al. (1999), "ARPEGE version 3, documentation algorithmique et mode d'emploi", *Notes de centre, CNRM/GMGECE, Météo-France, 42 avenue G. Coriolis, 31057 Toulouse, France.*
- Dréville, M., L. Terray, P. Rogel, and C. Cassou (2001), "Midlatitude Atlantic SST influence on European winter climate variability in the NCEP-NCAR Reanalysis", *Clim. Dyn.*, 18, 331–344.
- Dréville, M., C. Cassou, and L. Terray (2003), "Model study of the wintertime atmospheric response to fall tropical Atlantic SST anomalies", *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 129, 2591–2611.
- Dupuis, H., P. K. Taylor, A. Weill, and K. Katsaros (1997), "Inertial dissipation method applied to derive turbulent fluxes over the ocean during the surface of the SOFIA/ASTEX and SEMAPHORE experiments with low to moderate wind speeds", *J. Geophys. Res.*, 102, 21,115–21,129.
- Dupuis, L., C. Guerin, D. Hauser, A. Weill, P. Nacass, W. M. Drennan, S. Cloché, and H. C. Graber (2003), "Impact of flow distortion corrections on turbulent fluxes estimated by the inertial dissipation method during the FETCH experiment on R/V L'Atalante", *JGR*, 108(C3)(8064), doi : 10.1029/2001JC001075.
- Eden, C., and T. Jung (2001), "North Atlantic interdecadal variability : oceanic response to the North Atlantic Oscillation (1865-1997)", *J. Clim.*, 14, 676–691.
- Eden, C., and J. Willebrand (2001), "Mechanism of interannual to decadal variability of the North Atlantic circulation", *J. Clim.*, pp. 2266–2280.
- EnvironmentalWorkingGroup (1997a), "Arctic Climatology Project - Russian atlas of the Arctic Ocean - winter period.", *Edited by L. Timokhov and F. Tanis. Ann Arbor, MI : Environmental Research Institute of Michigan in association with the National Snow and Ice Data Center CD-ROM.*
- EnvironmentalWorkingGroup (1997b), "Arctic Climatology Project Environmental - Russian atlas of the Arctic Ocean - summer period.", *Edited by L. Timokhov and F. Tanis. Ann Arbor, MI : Environmental Research Institute of Michigan in association with the National Snow and Ice Data Center CD-ROM.*
- Ethé, C., O. Aumont, M. A. Foujols, and M. Lévy (2006), "NEMO reference manual, tracer component : NEMO-TOP. Preliminary version", *Note du Pole de modélisation, Institut Pierre-Simon Laplace (IPSL), France, (No 28 ISSN), 1288–1619.*
- Eymard, L., et al. (1999), "Surface fluxes in the North Atlantic current during the CATCH/FASTEX experiment", *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 125, 3563–3599.



- Fairall, C. W., E. F. Bradley, J. S. Godfrey, G. A. Wick, J. B. Edson, and G. S. Young (1996), "Cool-skin and warm-layer effects on sea surface temperature", *J. Geophys. Res.*, *101(C1)*, 1295–1308.
- Ferranti, L., F. Molteni, and T. N. Palmer (1994), "Impact of localized tropical and extratropical SST anomalies in ensembles of seasonal GCM integrations", *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, *120*, 1613–1645.
- Flament, P., J. Firing, M. Sawyer, and C. Trefois (1994), "Amplitude and horizontal structure of a large diurnal sea surface warming event during the coastal ocean dynamics experiment", *J. Phys. Oceanogr.*, *24*, 124–139.
- Frankignoul, C. (1985), "Sea surface temperature anomalies, planetary waves and air-sea feedback in the middle latitudes", *Rev. of Geophysics.*, *23*, 357–390.
- Frankignoul, C., and E. Kestenare (2002), "The surface heat flux feedback. Part I : estimates from the observations in the Atlantic and the North Pacific", *Clim. Dyn.*, *19*, 633–647.
- Frankignoul, C., E. Kestenare, and J. Mignot (2002), "The surface heat flux feedback. Part II : direct and indirect estimates in the ECHAM4/OPA8 coupled GCM", *Clim. Dyn.*, *19*, 649–655.
- Garatt, J. R. (1977), "Review of drag coefficients over oceans and continents", *Mon. Wea. Rev.*, *105*, 915–929.
- García-Serrano, J., T. Losada, B. Rodríguez-Fonseca, and I. Polo (2008), "Tropical Atlantic variability modes (1979-2002). Part II : time-evolving atmospheric circulation related to SST-forced tropical convection", *J. Clim.*, *21*, 6476–6497.
- Garwood, R. W. (1979), "Air-sea interaction and dynamics of the surface mixed layer", *Rev. Geophys. Space Phys.*, *15*, 1332–1338.
- Gaspar, P. (1988), "Modelling the seasonal cycle of the upper ocean", *J. Phys. Oceanogr.*, *18*, 161–180.
- Gaspar, P., Y. Gregoris, and J. M. Lefevre (1990), "A simple eddy kinetic energy model for simulations of the oceanic vertical mixing : Tests at station Papa and long-term upper ocean study site", *J. Geophys. Res.*, *95(C9)*, 16,179–16,193.
- Geernaert, G. L., S. E. Larsen, and F. Hansen (1987), "Measurements of the wind stress, heat flux, and turbulence intensity during storm conditions over the North Sea", *J. Geophys. Res.*, *92*, 13,127–13,139.
- Gentemann, C. L., C. J. Donlon, A. Stuart-Menteth, and F. J. Wentz (2003), "Diurnal signals in satellite sea surface temperature measurements", *Geophys. Res. Lett.*, *30(3)*, 1140, doi :10.1029/2002GL016291.

- Gentemann, C. L., P. J. Minett, P. L. Borgne, and C. J. Merchant (2008), "Multi-satellite measurements of large diurnal warming events", *Geophys. Res. Lett.*, *35*(L22602), doi : 10.1029/2008GL035730.
- Ghil, M., and S. Childress (1987), "*Topics in geophysical fluid dynamics : atmospheric dynamics, dynamo theory, and climate dynamics*", 485 pp pp., Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York.
- Gibelin, A. L., and M. Déqué (2003), "Anthropogenic climate change over the Mediterranean region simulated by a global variable resolution model", *Clim. Dyn.*, *20*, 327–339.
- Gibson, J. K., P. Kallberg, S. Uppala, A. Hernandez, A. Nomura, and E. Serrano (1997), "ERA description. ECMWF reanalysis project report", *Tech. Rep. 1*, European Centre for Medium-range Weather Forecasts, Reading, UK.
- Giordani, H., G. Caniaux, and L. Priour (2005a), "A simplified 3D oceanic model assimilating geostrophic currents : Application to the POMME experiment", *J. Phys. Oceanogr.*, *35*, 628–644.
- Giordani, H., G. Caniaux, L. Priour, A. Paci, and S. Giraud (2005b), "A 1 year mesoscale simulation in the northeast Atlantic : Mixed layer heat and mass budgets during the POMME experiment", *J. Geophys. Res.*, *110*(C07S08, doi :10.1029/2004JC002765).
- Giordani, H., L. Priour, and G. Caniaux (2006), "Advanced insights into sources of vertical velocity in the ocean", *Ocean Dyn.*, *56*, 513–514.
- Goosse, H., J. M. Campin, E. Deleersnijder, T. Fichefet, P. P. Mathieu, M. A. M. Maqueda, and B. Tartinville (2001), "Description of the CLIO model version 3.0", *Tech. Rep. 1*, Institut d’Astronomie et de Geophysique Georges Lemaitre, Catholic University of Louvain (Belgium).
- Goosse, H., F. M. Selten, R. J. Haarsma, and J. D. Opsteegh (2002), "A mechanism of decadal variability of the sea-ice volume in the Northern Hemisphere", *Clim. Dyn.*, doi :10.1007/s00382-001-0209-5.
- Goosse, H., F. M. Selten, R. J. Haarsma, and J. D. Opsteegh (2003), "Large sea-ice volume anomalies simulated in a coupled climate model", *Clim. Dyn.*, *20*, 523–536.
- Gordon, A. L. (1986), "Interocean exchange of thermocline water", *J. Geophys. Res.*, *91*, 5037–5046.
- Graham, N. E., T. P. Barnett, R. Wilde, U. Schlese, and L. Bengtsson (1994), "On the roles of tropical and midlatitude SSTs in forcing interannual to interdecadal variability in the winter Northern Hemisphere circulation", *J. Clim.*, *7*, 1416–1441.
- Gray, W. M., and R. W. Jacobson (1977), "Diurnal variation of deep cumulus convection", *Mon. Wea. Rev.*, *105*, 1171–1188.

- Gregory, J. M., and coauthors (2005), "A model intercomparison of changes in the Atlantic thermohaline circulation in response to increasing atmospheric CO<sub>2</sub> concentration", *Geophys. Res. Let.*, (L12703, doi :10.1029/2005GL023209).
- Griffies, M., and E. Tziperman (1995), "A linear thermohaline oscillator driven by stochastic atmospheric forcing", *J. Clim.*, 8, 2440–2453.
- Grodsky, S. A., J. A. Carton, and H. Liu (2008), "Comparison of bulk sea surface and mixed layer temperatures", *J. Geophys. Res.*, 113(C10026, doi :10.1029/2008JC004871).
- Guemas, V., and D. Salas-Mélia (2008a), "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 (DOI : 10.1007/s00382-007-0336-8), 29–48.
- Guemas, V., and D. Salas-Mélia (2008b), "Simulation of the Atlantic Meridional Overturning Circulation in an Atmosphere-Ocean Global Coupled Model. Part II : A weakening in a climate change experiment : a feedback mechanism.", *Clim. Dyn.*, 30 (DOI : 10.1007/s00382-007-0328-8), 831–844.
- Guemas, V., D. Salas-Mélia, M. Kageyama, H. Giordani, A. Voltaire, and E. Sanchez-Gomez (2008), "Summer interactions between weather regimes and surface ocean in the North-Atlantic region", *Clim. Dyn.*, DOI : 10.1007/s00382-008-0491-6.
- Guemas, V., H. Giordani, and D. Salas-Melia (2009a), "Le modèle océanique CNRM-MOM1D", *CNRM/GMGEC technical report*, (108).
- Guemas, V., D. Salas-Mélia, M. Kageyama, H. Giordani, and A. Voltaire (2009b), "Impact of the ocean diurnal variations on the intraseasonal variability of Sea Surface Temperatures in the Atlantic Ocean", *submitted to Journal of Climate*.
- Guemas, V., D. Salas-Mélia, M. Kageyama, H. Giordani, A. Voltaire, and E. Sanchez-Gomez (2009c), "Winter interactions between weather regimes and marine surface ocean in the North-Atlantic European region", *Geophys. Res. Let.*, (DOI : 10.1029/2009GL037551).
- Haarsma, R. J., and W. Hazeleger (2007), "Extratropical atmospheric response to equatorial Atlantic cold tongue anomalies", *J. Clim.*, 20(10), 2076–2091.
- Holland, M. M., C. M. Bitz, M. Eby, and A. J. Weaver (2001), "The role of ice-ocean interactions in the variability of the North Atlantic thermohaline circulation", *J. Clim.*, 14, 656–675.
- Holton, J. R. (2004), *An introduction to dynamic meteorology. Fourth Edition*, *International Geophysics Series*, vol. 88, Elsevier. Academic Press.

- Hoskins, B. J., and D. J. Karoly (1981), "The steady linear response of a spherical atmosphere to thermal and orographic forcing", *J. Atmos. Sci.*, *38*, 1179–1196.
- Hourdin, F., et al. (2006), "The LMDZ4 general circulation model : climate performance and sensitivity to parametrized physics with emphasis on tropical convection", *Clim. Dyn.*, *27*, 787–813.
- Hurrell, J. W. (1995a), "Decadal trends in the North Atlantic Oscillation : Regional temperatures and precipitation", *Science*, *269*, 676–679.
- Hurrell, J. W. (1995b), "Transient eddy forcing of the rotational flow during northern winter", *J. Atmos. Sci.*, *52*, 2286–2301.
- Hurrell, J. W., Y. Kushnir, G. Ottersen, and M. Visbeck (2003), "An overview of the North Atlantic Oscillation. The North Atlantic simulation : climate significance and environmental impacts", *Geophys. Monogr., Amer. Geophys. Union*, *134*, 1–22.
- Hurrell, J. W., et al. (2006), "Atlantic climate variability and predictability : A CLIVAR perspective", *J. Clim.*, *19*, 5100–5121.
- Janowiak, J. E., P. A. Arkin, and M. Morrissey (1994), "An examination of the diurnal cycle in oceanic tropical rainfall using satellite and in situ data", *Mon. Wea. Rev.*, *122*, 2296–2311.
- Jerlov, N. G. (1976), *"Marine Optics"*, 229pp. pp., Elsevier.
- Kageyama, M., F. D'Andrea, G. Ramstein, P. J. Valdes, and R. Vautard (1999), "Weather regimes in past climate atmospheric general circulation model simulations", *Clim. Dyn.*, *15*(10), 773–793.
- Kalnay, E., K. Mo, and J. Paegle (1986), "Large-amplitude, short-scale stationary Rossby waves in the Southern Hemisphere : Observations and mechanistic experiments to determine their origin", *J. Atmos. Sci.*, *43*, 252–275.
- Kalnay, E., et al. (1996), "The NCEP/NCAR 40-year reanalysis project", *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, *77*, 437–471.
- Kantha, L. H., and C. A. Clayson (1994), "An improved mixed layer model for geophysical applications", *J. Geophys. Res.*, *99*, 25,235–25,266.
- Katsaros, K. B. (1980), "The aqueous thermal boundary layer", *Bound.-Layer Meteor.*, *18*, 107–127.
- Kawai, Y., and H. Kawamura (2000), "Study on a platform effect in the in situ sea surface temperature observations under weak wind and clear sky conditions using numerical models", *J. Atmos. Oceanic Technol.*, *17*, 185–196.

- Kawai, Y., and H. Kawamura (2002), "Evaluation of the diurnal warming of sea surface temperature using satellite-derived marine meteorological data", *J. Oceanogr.*, *58*, 805–814.
- Kawai, Y., and H. Kawamura (2003), "Validation of daily amplitude of sea surface temperature evaluated with a parametric model using satellite data", *J. Oceanogr.*, *59*, 637–644.
- Kawai, Y., and A. Wada (2007), "Diurnal sea surface temperature variation and its impact on the atmosphere and ocean : a review", *J. Phys. Oceanogr.*, *63*, 721–744.
- Kawai, Y., H. Kawamura, S. Tanba, K. Ando, K. Yoneyama, and N. Nagahama (2006a), "Validity of sea surface temperature observed with the TRITON buoy under diurnal heating conditions", *J. Oceanogr.*, *62*, 825–838.
- Kawai, Y., K. Otsuka, and H. Kawamura (2006b), "Study on diurnal sea surface warming and a local atmospheric circulation over Mutsu Bay", *J. Meteor. Soc. Japan*, *84*, 725–744.
- Kennedy, J. J., P. Brohan, and S. F. B. Tett (2007), "A global climatology of the diurnal variations in sea-surface temperature and implications for MSU temperature trends", *Geophys. Res. Lett.*, *34* (L05712, doi :10.1029/2006GL028920).
- Kimoto, M., and M. Ghil (1993a), "Multiple flow regimes in the northern hemisphere winter. Part I : Methodology and hemispheric regimes", *J. Atmos. Sci.*, *50*, 2625–2643.
- Kimoto, M., and M. Ghil (1993b), "Multiple flow regimes in the northern hemisphere winter. Part II : Sectorial regimes and preferred transitions", *J. Atmos. Sci.*, *50*, 2645–2673.
- Kistler, R., et al. (2001), "The NCEP/NCAR 50-year reanalysis project : Monthly means CD-ROM documentation", *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, *82*, 247–268.
- Klein, P., and M. Coantic (1981), "A numerical study of turbulent processes in the marine upper layers", *J. Phys. Oceanogr.*, *11*, 849–863.
- Klinck, J. M., and W. D. Nowlin (2001), "*Antarctic circumpolar current. Encyclopedia of ocean science*", 151-159 pp., Academic Press, 1st Edition.
- Knight, J. R. (2005), "A signature of persistent natural thermohaline circulation cycles in observed climate", *Geophys. Res. Lett.*, *32*, L20708. doi :10.1029/2005GL024233.
- Kolmogorov, A. N. (1942), "The equations of turbulent motion in an incompressible fluid", *Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz*, *6*, 56–58.
- Kondo, J., Y. Sasano, and T. Ishii (1979), "On wind-driven current and temperature profiles with diurnal period in the oceanic planetary boundary layer", *J. Phys. Oceanogr.*, *9*, 360–372.

- Kraus, E. B., and J. S. Turner (1967), "A one-dimensional model of the seasonal thermocline. II : the general theory and its consequences", *Tellus*, *19*, 98–105.
- Kushnir, Y., and I. M. Held (1996), "Equilibrium atmospheric response to North Atlantic SST anomalies", *J. Clim*, *9*, 1208–1220.
- Kushnir, Y., and N. C. Lau (1992), "The general circulation model response to a north Pacific SST anomaly : dependence on timescale and pattern polarity", *J. Clim*, *5*, 271–283.
- Kushnir, Y., W. A. Robinson, I. Bladé, N. M. J. Hall, S. Peng, and R. T. Sutton (2002), "Atmospheric GCM response to extratropical SST anomalies : Synthesis and evaluation", *J. Clim*, *15*, 2233–2256.
- Kushnir, Y., W. A. Robinson, P. Chang, and A. W. Robertson (2006), "The physical basis for predicting Atlantic sector seasonal-to-interannual climate variability", *J. Clim*, *19*, 5949–5970.
- Lambert, D. (1990), "*Météorologie - climat et paysages*", Editions Des Deux Coqs D'or, Science 2000.
- Large, W. G., and S. Pond (1982), "Sensible and latent heat flux measurements over the ocean", *J. Phys. Oceanogr.*, *12*, 464–482.
- Large, W. G., J. C. McWilliams, and P. P. Niiler (1986), "Upper ocean thermal response to strong autumnal forcing of the northeast Pacific", *J. Phys. Oceanogr.*, *16*, 1524–1550.
- Large, W. G., J. C. McWilliams, and S. C. Doney (1994), "Ocean vertical mixing : A review and a model with a nonlocal boundary layer parameterization", *Rev. Geophys.*, *32*, 363–403.
- Latif, M., and T. P. Barnett (1994), "Causes of decadal climate variability over the North Pacific and North America", *Science*, *266*, 634–637.
- Latif, M., K. Arpe, and E. Rockner (2000), Oceanic control of decadal north atlantic sea level pressure variability in winter, *Geophys. Res. Let.*, *27*, 727–730.
- Lau, N. C. (1988), "Variability of the observed midlatitude storm tracks in relation to low-frequency changes in the circulation pattern", *J. Atmos. Sci.*, *45*, 2718–2743.
- Lau, N. C., and M. J. Nath (1994), "A modeling study of the relative roles of tropical and extratropical SST anomalies in the variability of the global atmosphere-ocean system", *J. Clim*, *7*, 1184–1207.
- Lebeaupin-Brossier, C. (2007), "Etude du couplage océan-atmosphère associé aux épisodes de pluie intense en région méditerranéenne", Ph.D. thesis, Université Paul Sabatier, Ecole Doctorale Sciences De L'Univers, de l'Environnement et de l'Espace.

- Legras, B., T. Desponts, and B. Piguet (1987), "Cluster analysis and weather regimes", *Proc. workshop on the nature and prediction of extratropical weather systems*, 2, 123–149.
- LeMoigne, P. (2009), "SURFEX scientific documentation", *CNRM technical report*, 87, available from CNRM/GMGEC, 42 av. G. Coriolis, 31057 Toulouse, France.
- Lentz, S., and R. Beardsley (1987), "The Coastal Ocean Dynamics Experiment Collection : An Introduction.", *J. Geophys. Res.*, 92, 1455–1463.
- Li, Z. X., and S. Conil (2003), "Transient response of an atmospheric GCM to North Atlantic SST anomalies", *J. Clim.*, 16, 3993–3998.
- Lilly, D. K. (1967), "The representation of small scale turbulence in numerical simulation experiments", *Proc. IBM Sci. Comput. Symp. Environ. Sci.*, pp. 195–210.
- Louis, J. F. (1979), "A parametric model of vertical eddy fluxes in the atmosphere", *Bound.-Layer Meteor.*, 17, 187–202.
- Louis, J. F., M. Tiedtke, and J. F. Geleyn (1982), "A short history of the operational PBL-parameterization at ECMWF", *Proceedings of ECMWF workshop on planetary boundary layer parameterization, 25-27 November*, pp. 59–80.
- Madec, G. (2008), "NEMO ocean engine", *Note du Pole de modélisation, Institut Pierre-Simon Laplace (IPSL), France*, (No 27 ISSN), 1288–1619.
- Madec, G., P. Delecluse, M. Imbard, and C. Lévy (1998), "OPA 8.1 ocean general circulation model reference manual", *Tech. Rep. 11*, Institut Pierre-Simon Laplace (IPSL), Paris.
- Mahfouf, J. F., A. Manzi, J. Noilhan, H. Giordani, and M. Déqué (1995), "The land surface scheme ISBA within the Météo-France Climate Model ARPEGE. Part I : Implementation and preliminary results", *J. Clim.*, 8, 2039–2057.
- Malardel, S. (2009), *Fondamentaux de météorologie - A l'école du temps*, Cépaduès.
- Marshall, J., H. Johnson, and J. Goodman (2001), "A study of the interaction of the North Atlantic Oscillation with ocean circulation", *J. Clim.*, 14, 1399–1421.
- Martin, P. J. (1985), "Simulation of the mixed layer at OWS November and Papa with several models", *J. Geophys. Res.*, 90, 903–916.
- Masson, V., J. L. Champeaux, F. Chauvin, C. Meriguet, and R. Lacaze (2003), "A global database of land surface parameters at 1km resolution in meteorological and climate models", *J. Clim.*, 16, 1261–1282.
- Mauritzen, C., and S. Häkkinen (1997), "Influence of sea ice on the thermohaline circulation in the Arctic-North Atlantic ocean", *Geophys. Res. Lett.*, 24, 3257–3260.

- Mauritzen, C., and S. Häkkinen (1999), "On the relationship between dense water formation and the Meridional Overturning Cell in the North Atlantic Ocean", *Deep Sea Res.*, *46*, 877–894.
- Maykut, G. A. (1982), "Large-scale heat exchange and ice production in the Central Arctic", *J. Geophys. Res.*, *87*, 7971–7984.
- Mehta, V., M. Suarez, J. Manganello, and T. Delworth (2000), Oceanic influence on the north atlantic oscillation and associated northern hemisphere climate variations : 1959-1993, *Geophys. Res. Lett.*, *27*, 121–124.
- Mellor, G. L., and P. A. Durbin (1975), "The structure and dynamics of the ocean surface mixed layer", *J. Phys. Oceanogr.*, *5*, 718–728.
- Mellor, G. L., and T. Yamada (1974), "A hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layers", *J. Atmos. Sci.*, *31*, 1791–1806.
- Mellor, G. L., and T. Yamada (1982), "Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems", *Rev. Geophys.*, *20*, 851–875.
- Menégoz, M., V. Guemas, D. Salas-Méla, and A. Voltaire (2009), "Winter interactions between aerosols and weather regimes in the North-Atlantic European region", *submitted to Journal of Geophysical Research*.
- Merchant, C. J., M. J. Filipiak, P. LeBorgne, H. Roquet, E. Autret, J.-F. Piolle, and S. Lavender (2008), "Diurnal warm-layer events in the western Mediterranean and European shelf seas", *Geophys. Res. Lett.*, *35*(L04601, doi :10.1029/2007GL033071).
- Metz, W. (1989), "Low frequency anomalies of atmospheric flow and the effects of cyclone-scale eddies : A canonical correlation analysis", *J. Atmos. Sci.*, *46*, 1027–1041.
- Michelangeli, P.-A., R. Vautard, and B. Legras (1995), "Weather regimes : recurrence and quasi stationarity", *J. Atmos. Sci.*, *52*, 1237–1256.
- Mo, K. C., and E. Kalnay (1991), "Impact of sea surface temperature anomalies on the skill of monthly forecasts", *Mon. Wea. Rev.*, *119*, 2771–2793.
- Mo, K. C., J. Pfaendtner, and E. Kalnay (1987), "A GCM Study on the maintenance of the June 1982 blocking in the Southern Hemisphere", *J. Atmos. Sci.*, *44*, 1123–1142.
- Mobley, C. D. (1989), "A numerical model for the computation of radiance distributions in natural waters with wind roughened surfaces", *Limnol. Oceanogr.*, *34*, 1473–1483.
- Mobley, C. D. (1994), *Light and water*, 592 pp. pp., Academic Press.
- Mobley, C. D., B. Gentili, H. R. Gordon, Z. Jin, G. W. Kattawar, A. Morel, P. Reinersman, K. Stamnes, and R. H. Stavn (1993), "Comparison of numerical models for computing underwater light fields", *Appl. Opt.*, *32*, 7484–7505.



- Mochizuki, T., T. Awaaji, and N. Sugiura (2009), "Possible oceanic feedback in the extratropics in relation to the North Atlantic SST tripole", *Geophys. Res. Lett.*, *36*, 105710, doi :10.1029/2008GL036781.
- Monin, A. S., and A. M. Obukhov (1954), "Basic laws of turbulent mixing in the surface layer of the atmosphere", *Tr. Geofiz. Inst. Akad. Nauk. SSSR*, *151*, 163–187.
- Morcrette, J. J. (1990), "Impact of changes to the radiation transfer parametrizations plus cloud optical properties in the ECMWF model", *Mon. Wea. Rev.*, *117*, 536–549.
- Morel, A. (1988), "Optical modeling of the upper ocean in relation to its biogenous matter content (case I waters)", *J. Geophys. Res.*, *93*, 749–768.
- Morel, A., and D. Antoine (1994), "Heating rate within the upper ocean in relation to its bio-optical state", *J. Phys. Oceanogr.*, *24*, 1652–1665.
- Mosedale, T. J., D. Stephenson, M. Collins, and T. C. Mills (2006), "Granger causality of coupled climate processes : Ocean feedback on the North Atlantic Oscillation", *J. Clim.*, *19*, 1182–1194.
- Munk, W. H. (1950), "On the wind-driven ocean circulation", *J. Meteor.*, *7*, 79–93.
- Murtugudde, R., J. Beauchamp, C. McClain, and A. Busalacchi (2002), "Effects of penetrative radiation on upper tropical ocean circulation", *J. Clim.*, *15*, 470–486.
- Mysak, L. A., and S. A. Venegas (1998), "Decadal climate oscillations in the Arctic : a new feedback loop for atmosphere-ice-ocean interactions", *Geophys. Res. Lett.*, *25*, 3607–3610.
- Namias, J. (1964), "Seasonal persistence and recurrence of European blocking during 1958-1960", *Tellus*, *16*, 394–407.
- Niller, P. P., and E. B. Kraus (1977), "One-dimensional models of the upper ocean", *Modelling and prediction of the upper layers of the ocean*, pp. 143–172.
- Noilhan, J., and S. Planton (1989), "A simple parametrization of land surface processes for meteorological models", *Mon. Wea. Rev.*, *117*, 536–549.
- Ohlmann, J. C. (2003), "Ocean radiant heating in climate models", *J. Clim.*, *16*, 1337–1351.
- Ohlmann, J. C., and D. A. Siegel (2000), "Ocean radiant heating. Part II : Parameterizing solar radiation transmission through the upper ocean", *J. Phys. Oceanogr.*, *30*, 1849–1865.
- Pacanowski, R. C., and S. G. Philander (1981), "Parametrisation of vertical mixing in numerical models of tropical oceans", *J. Phys. Oceanogr.*, *11*, 1443–1451.

- Palmer, T. N. (1993), "A nonlinear perspective on climate change", *Weather*, *48*, 314–326.
- Palmer, T. N. (1998), "Nonlinear dynamics and climate change : Rossby's legacy", *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, *79*, 1411–1423.
- Palmer, T. N., and Z. Sun (1985), "A modelling and observational study of the relationship between sea surface temperature in the North-West Atlantic and the atmospheric general circulation", *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, *111*, 947 – 975.
- Pan, L. L. (2005), "Observed positive feedback between the NAO and the North Atlantic SSTA tripole", *Geophys. Res. Lett.*, *32*, 106707, doi :10.1029/2005GL022427.
- Parkinson, C. L., and W. M. Washington (1979), "A large-scale numerical model of sea ice", *J. Geophys. Res.*, *84*, 311–337.
- Paulson, C. A., and J. J. Simpson (1977), "Irradiance measurements in the upper ocean", *J. Phys. Oceanogr.*, *7*, 952–956.
- Pena, M., M. Cai, and E. Kalnay (2004), "Life span of subseasonal coupled anomalies", *J. Clim*, pp. 1597–1604.
- Peng, S., and J. Fyfe (1996), "The coupled patterns between sea level pressure and sea surface temperature in the midlatitude North Atlantic", *J. Clim*, *9*, 1824–1839.
- Peng, S., and W. A. Robinson (2001), "Relationships between atmospheric internal variability and the responses to an extratropical SST anomaly", *J. Clim*, *14*, 2943–2959.
- Peng, S., and J. S. Whitaker (1999), "Mechanisms determining the atmospheric response to midlatitude SST anomalies", *J. Clim*, *12*, 1393–1408.
- Peng, S., L. Mysak, H. Ritchie, J. Derome, and B. Dugas (1995), "The differences between early and midwinter atmospheric responses to Sea Surface Temperature anomalies in the Northwest Atlantic", *J. Clim*, *8*, 137–157.
- Peng, S., W. A. Robinson, and M. P. Hoerling (1997), "The modeled atmospheric response to midlatitude SST anomalies and its dependence on background circulation states", *J. Clim*, *10*, 971–987.
- Peng, S., W. A. Robinson, S. Li, and M. P. Hoerling (2005), "Tropical Atlantic SST forcing of coupled North Atlantic seasonal response", *J. Clim*, *18*(3), 480–496, doi :10.1175/JCLI-3270.1.
- Pitcher, E. J., M. L. Blackmon, G. T. Bates, and S. Munoz (1988), "The effects of North Pacific Sea Surface Temperatures anomalies on the January climate of a general circulation model", *J. Atmos. Sci.*, *45*, 172–188.
- Plaut, G., and R. Vautard (1994), "Spells of low frequency oscillations and weather regimes in the northern hemisphere", *J. Atmos. Sci.*, pp. 217–228.

- Prandtl, L. (1925), "Bericht über Untersuchungen zur ausgebildeten Turbulenz", *Z. Angew. Math, Meth.*, 5, 136–139.
- Preisendorfer, R. W., and T. P. Barnett (1977), "Significance tests for EOF. 5th Conf. on Probability and Statistics in Atmospheric Sciences", 169-172 pp., Amer. Meteor. Soc.
- Price, J. F., C. N. K. Moore, and J. C. V. Leer (1978), "Observation and simulation of storm-induced mixed-layer deepening", *J. Phys. Oceanogr.*, 8, 582–599.
- Price, J. F., R. A. Weller, and R. Pinkel (1986), "Diurnal cycling : Observations and models of upper ocean response to diurnal heating, cooling, and wind mixing", *J. Geophys. Res.*, 91, 8411–8427.
- Price, J. F., R. A. Weller, C. M. Bowers, and M. G. Briscoe (1987), "Diurnal response of sea surface temperature observed at the long-term upper ocean study (34°N, 70°W) in the Sargasso Sea", *J. Geophys. Res.*, 92, 14,480–14,490.
- Radnóti, G. (1995), "Comments on «A spectral limited-area formulation with time-dependent boundary conditions applied to the shallow-water equations»", *Mon. Wea. Rev.*, 123, 3122–3123.
- RamosBuarque, S., H. Giordani, G. Caniaux, and S. Planton (2004), "Evaluation of ERA-40 air-sea surface heat flux spin-up", *Dyn. Atmos. Oceans*, 37, 295–311.
- Ratcliffe, R. A. S., and R. Murray (1970), "New lag associations between North Atlantic sea temperature and European pressure applied to long-range weather forecasting", *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 96, 226 – 246.
- Rayner, N. A., D. E. Parker, E. B. Horton, C. K. Folland, L. V. Alexander, D. P. Rowell, E. C. Kent, and A. Kaplan (2003), "Global analyses of sea surface temperature, sea ice, and night marine air temperature since the late nineteenth century", *J. Geophys. Res.*, 108(D14), 4407(doi :10.1029/2002JD002670).
- Reynolds, R. W., N. A. Rayner, T. M. Smith, D. C. Stokes, and W. Wang (2002), "An improved in situ and satellite SST analysis for climate", *J. Clim*, 15, 1609–1625.
- Reynolds, R. W., T. M. Smith, C. Liu, D. B. Chelton, K. S. Casey, and M. G. Schlax (2007), "Daily high-resolution blended analyses for sea surface temperature", *J. Clim*, 20, 5473–5496.
- Ricard, J. L., and J. F. Royer (1993), "A statistical cloud scheme for use in an AGCM", *Annales Geophysicae*, 11, 1095–1115.
- Ricchiazzi, P., S. Yang, C. Gautier, and D. Sowle (1998), "SBDART : A research and teaching software tool for plane-parallel radiative transfer in the earth's atmosphere", *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 79, 2101–2114.

- Richman, M. B. (1985), "Rotation of principal components", *J. Climatology*, 6, 293–335.
- Rio, C. (2007), "Paramétrisation de la couche limite atmosphérique convective et représentation du cycle diurne des nuages dans un modèle de climat", Ph.D. thesis, Ecole Polytechnique.
- Robertson, A. W., C. R. Mechoso, and Y. J. Kim (2000), "The influence of Atlantic sea surface temperature anomalies on the North Atlantic Oscillation", *J. Clim.*, 13, 122–138.
- Robinson, I. S., N. C. Wells, and H. Charnock (1984), "The sea surface thermal boundary layer and its relevance to the measurement of sea surface temperature by airborne and spaceborne radiometer", *Int. J. Remote Sens.*, 5, 19–45.
- Robinson, W. A. (2000), "Review of WETS-The workshop on extratropical SST anomalies", *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 81, 567–577.
- Rodwell, M., D. Rowell, and C. Folland (1999), "Oceanic forcing of the wintertime North Atlantic Oscillation and European climate", *Nature*, 11, 1906–1931.
- Rogers, J. C. (1990), "Patterns of low-frequency monthly sea level pressure variability (1899-1986) and associated wave cyclone frequencies", *J. Clim.*, 3, 1364–1379.
- Roll, H. U. (1965), "*Physics of the marine atmosphere*", *International Geophysics Series*, vol. 7, Academic Press, New York, 426 pp.
- Rosati, A., and K. Miyakoda (1988), "A general circulation model for upper ocean simulation", *J. Phys. Oceanogr.*, 18, 1601–1626.
- Rowntree, P. R. (1972), "The influence of Tropical East Pacific Ocean temperatures on the atmosphere", *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 98, 290 – 321.
- Salas-Melia, D., F. Chauvin, Michel Deque, H. Douville, J. F. Gueremy, P. Marquet, S. Planton, J. F. Royer, and S. Tyteca (2005), "Description and validation of the CNRM-CM3 global coupled model", *CNRM technical report*, 103, available from CNRM/GMGEC, 42 av. G. Coriolis, 31057 Toulouse, France or [http://www.cnrmmeteo.fr/scenario2004/paper\\_cm3.pdf](http://www.cnrmmeteo.fr/scenario2004/paper_cm3.pdf).
- Salas-Mélia, D. (2002), "A global coupled sea ice-ocean model", *Ocean Modell.*, 4, 137–172.
- Sanchez-Gomez, E., and L. Terray (2005), "Large scale atmospheric dynamics and local intense precipitation episodes", *Geophys. Res. Lett.*, 32, 124711. doi :10.1029/2005GL023990.
- Saunders, P. M. (1967), "The temperature at the ocean-air interface", *J. Atmos. Sci.*, 24, 269–273.

- Schmittner, A., M. Latif, and B. Schneider (2005), "Model projections of the North Atlantic thermohaline circulation for the 21st century assessed by observations", *Geophys. Res. Lett.*, *32*(L23710, doi :10.1029/2005GL024368).
- Serreze, F., F. Carse, R. Barry, and J. Rogers (1997), "Icelandic low cyclone activity : climatological features, linkage to the NAO and relationships with recent changes in the Northern Hemisphere circulation", *J. Clim.*, *10*, 453–464.
- Shinoda, T. (2005), "Impact of the diurnal cycle of solar radiation on intraseasonal SST variability in the western Equatorial Pacific", *J. Clim.*, *18*, 2628–2636.
- Shinoda, T., and H. H. Hendon (1998), "Mixed layer modeling of intraseasonal variability in the tropical western Pacific and Indian Oceans", *J. Clim.*, *11*, 2668–2685.
- Simonsen, K., and P. M. Haugan (1996), "Heat budgets of the Arctic, Mediterranean and sea surface heat flux parameterizations for the Nordic Seas", *J. Geophys. Res.*, *101*, 6553–6576.
- Simpson, J. J., and T. D. Dickey (1981), "The relationship between downward irradiance and upper ocean structure", *J. Phys. Oceanogr.*, *11*, 309–323.
- Singarayer, J. S., J. L. Bamber, and P. J. Valdes (2006), "Twenty first-century climate impacts from a declining Arctic sea ice cover", *J. Clim.*, *19*, 1109–1125.
- Slingo, J. M., P. Inness, R. Neale, S. Woolnough, and G. Y. Yang (2003), "Scale interactions on diurnal to seasonal timescales and their relevance to model systematic errors", *Ann. Geophys.*, *46*, 139–155.
- Slonosky, V. C., L. A. Mysak, and J. Derome (1997), "Linking Arctic sea-ice and atmospheric circulation anomalies on interannual and decadal timescales", *Atmos Ocean*, *35*, 333–366.
- Smagorinsky, J. (1953), "The dynamical influence of large-scale heat sources and sinks on the quasi-stationary mean motions of the atmosphere", *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, *79*, 342–366.
- Smagorinsky, J. (1963), "General circulation experiments with the primitive equations, The basic experiment", *Mon. Wea. Rev.*, *91*, 99–164.
- Smith, R. N. B. (1990), "A scheme for predicting layer clouds and their water content in a general circulation model", *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, *116*, 435–460.
- Smith, S. D. (1980), "Wind stress and heat flux over the ocean in gale force winds", *J. Phys. Oceanogr.*, *10*, 709–726.
- Smith, S. D. (1988), "Coefficients for sea surface wind stress, heat flux and wind profiles, as a function of wind speed and temperature", *J. Geophys. Res.*, *93*, 15,467–15,472.

- Soloviev, A., and R. Lukas (1997), "Observation of large diurnal warming events in the near-surface layer of the western equatorial warm pool", *Deep Sea Res., Part I*, 44, 1055–1076.
- Soloviev, A., and R. Lukas (2006), *The near-surface layer of the ocean : Structure, dynamics and application*, vol. 31, 572 pp pp., Atmospheric and Oceanographic Sciences Library, Springer, Dordrecht.
- Steele, M., R. Morley, and W. Ermold (2001), "PHC : A global ocean hydrography with a high quality Arctic Ocean", *J. Clim*, 14, 2079–2087.
- Stefan, J. (1879), "Über die Beziehung zwischen der Wärmestrahlung und der Temperatur (Sur les relations entre radiation thermique et température)", *Bulletins from the sessions de l'Académie des sciences de Vienne*.
- Stommel, H. (1958), "The abyssal circulation", *Deep Sea Res.*, 5, 80–82.
- Stommel, H., and A. B. Arons (1960a), "On the abyssal circulation of the world ocean - I. Stationary planetary flow pattern on a sphere", *Deep Sea Res.*, 6, 140–154.
- Stommel, H., and A. B. Arons (1960b), "On the abyssal circulation of the world ocean - II : An idealized model of the circulation pattern and amplitude in oceanic basins", *Deep Sea Res.*, 6, 217–233.
- Stramma, L., P. Cornillon, R. A. Weller, J. F. Price, and M. G. Briscoe (1986), "Large diurnal sea surface temperature variability : Satellite and in situ measurements", *J. Phys. Oceanogr.*, 16, 827–837.
- Stuart-Menteth, A. C., I. S. Robinson, and P. G. Challenor (2003), "A global study of diurnal warming using satellite-derived sea surface temperature", *J. Geophys. Res.*, 108(C5, 10.1029/2002JC001534).
- Stull, R. B. (1988), *An introduction to boundary layer meteorology*, Atmospheric Sciences library.
- Sui, C. H., K. M. Lau, Y. N. Takayabu, and D. A. Short (1997), "Multiscale air-sea interactions during TOGA-COARE", *Mon. Wea. Rev.*, 125, 448–462.
- Sutton, R. T., and M. R. Allen (1997), "Decadal predictability of North Atlantic sea surface temperature and climate", *Nature*, 388, 563–567.
- Sverdrup, H. U., M. W. Johnson, and R. H. Fleming (1942), *The oceans : their physics, chemistry and general biology*, Practice-Hall, Englewood Cliffs, New York, 1087 pp.
- Swingedouw, D., P. Braconnot, and O. Marti (2006), "Sensitivity of the Atlantic Meridional Overturning Circulation to the melting from northern glaciers in climate change experiments", *GRL*, 33(L07711, doi :10.1029/2006GL025765).

- Tanahashi, S., H. Kawamura, T. Takahashi, and H. Yusa (2003), "Diurnal variations of sea surface temperature over the wide-ranging ocean using VISSR on board GMS", *J. Geophys. Res.*, *108*(C7, 3216, 10.1029/2002JC001313).
- Terray, L., and C. Cassou (2002), "Tropical Atlantic sea surface temperature forcing of quasi-decadal climate variability over the North Atlantic-European region", *J. Clim.*, *15*, 3170–3187.
- Terray, L., S. Valcke, and A. Piacentini (1998), "OASIS 2.2 user's guide and reference manual", *Tech. Rep. TR/CMGC/98-05*, CERFACS, 42 ave. G. Coriolis, 31057 Toulouse, France.
- Thompson, D. W., and J. M. Wallace (1998), "The Arctic Oscillation signature in the wintertime geopotential height and temperature fields", *Geophys. Res. Lett.*, *25*, 1297–1300.
- Thompson, D. W., and J. M. Wallace (2000), "Annular modes in the extratropical circulation. Part II : Trends", *J. Clim.*, *13*, 1018–1036.
- Thorndike, A. S., D. A. Rothrock, G. A. Maykut, and R. Colony (1975), "The thickness distribution of sea ice", *J. Geophys. Res.*, *80*, 4501–4513.
- Timmerman, A., M. Latif, R. Voss, and A. Grötzner (1998), "Northern hemispheric interdecadal variability : A coupled air-sea mode", *J. Clim.*, *11*, 1906–1931.
- Ting, M., and S. Peng (1995), "Dynamics of the early and middle winter atmospheric responses to the northwest Atlantic SST anomalies", *J. Clim.*, *8*, 2239–2254.
- Tomczak, M., and J. G. Godfrey (1994), *Regional oceanography : an introduction*, 442 pp pp., Pergamon, Oxford.
- Troen, I. B., and B. Mahrt (1986), "A simple model of the atmospheric boundary layer : sensitivity to surface evaporation", *Bound.-Layer Meteor.*, *37*, 129–148.
- UNESCO (1980), "Tenth report of the joint panel on oceanographic tables and standards", *Unesco Technical papers in marine science*, *36*.
- Uppala, S., et al. (2004), "ERA-40 : ECMWF 45-year reanalysis of the global atmosphere and surface conditions 1957-2000", *ECMWF Newsl.*, *101*, 2–21.
- Vautard, R. (1990), "Multiple weather regimes over the North Atlantic : analysis of precursors and successors", *Mon. Wea. Rev.*, *118*, 2056–2081.
- Vellinga, M., and R. A. Wood (2002), "Global climatic impacts of a collapse of the Atlantic Thermohaline Circulation", *Climatic Change*, *54*, 251 – 267.
- Vellinga, M., and P. Wu (2004), "Low-latitude fresh water influence on centennial variability of the thermohaline circulation", *J. Clim.*, *17*, 4498–4511.

- VonStorch, H., and F. Zwiers (1999), *"Statistical analysis in climate research"*, 494 pp. pp., Cambridge University Press, New York.
- Ward, B. (2006), "Near-surface ocean temperature", *J. Geophys. Res.*, *111*(C02005, doi :10.1029/2004JC002689).
- Ward, B., and M. A. Donelan (2006), "Thermometric measurements of the molecular sublayer at the air-water interface", *Geophys. Res. Let.*, *33*(L07605, doi :10.1029/2005GL024769).
- Ward, B., R. Wanninkhof, W. R. McGillis, A. T. Jessup, J. E. H. M. D. DeGrandpre, and J. B. Edson (2004), "Biases in the air-sea flux of CO<sub>2</sub> resulting from ocean surface temperature gradients", *J. Geophys. Res.*, *109*(C08S08, doi :10.1029/2003JC001800).
- Ward, B., R. Wanninkhof, P. J. Minnett, and M. J. Head (2004b), "SkinDeEP : A profiling instrument for upper-decameter sea surface measurements", *J. Atmos. Oceanic Technol.*, *21*, 207–222.
- Ward, J. (1963), "Hierarchical grouping to optimize an objective function", *J. Amer. Statist. Assoc.*, *58*, 236–244.
- Webster, P. J., and R. Lukas (1992), "TOGA COARE : The Coupled Ocean-Atmosphere Response Experiment", *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, *73*, 1377–1416.
- Webster, P. J., C. A. Clayson, and J. A. Curry (1996), "Clouds, radiation, and the diurnal cycle of sea surface temperature in the tropical western Pacific", *J. Clim.*, *9*, 1712–1730.
- Weill, A., et al. (2003), "Toward a better determination of turbulent air-sea fluxes from several experiments", *J. Clim.*, *16*(4), 600–618.
- Weller, R. A., and S. P. Anderson (1996), "Surface meteorology and air-sea fluxes in the western equatorial Pacific warm pool during the TOGA Coupled Ocean-Atmosphere Response Experiment", *J. Clim.*, *9*, 1959–1990.
- Whitaker, J. S., and R. M. Dole (1995), "Organization of storm tracks in zonally varying flows", *J. Atmos. Sci.*, *52*, 1178–1191.
- Woods, J. D., W. Barkmann, and A. Horch (1984), "Solar heating of the oceans. Diurnal, seasonal and meridional variation", *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, *110*, 633–656.
- Woolnough, S. J., J. M. Slingo, and B. J. Hoskins (2000), "The relationship between convection and sea surface temperature on intraseasonal timescales", *J. Clim.*, *13*, 2086–2104.
- Woolnough, S. J., F. Vitart, and M. A. Balmaseda (2007), "The role of the ocean in the Madden-Julian Oscillation : implications for MJO prediction", *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, *133*, 117–128.



- Yang, G. Y., and J. Slingo (2001), "The diurnal cycle in the Tropics", *Mon. Wea. Rev.*, *129*, 784–801.
- Yelland, M. J., B. I. Moat, P. K. Taylor, R. W. Pascal, J. Hutchings, and V. C. Cornell (1998), "Wind stress measurements from the open ocean corrected from airflow distortion by the ship", *J. Phys. Oceanogr.*, *28*, 1511–1526.
- Yiou, P., and M. Nogaj (2004), "Climatic extremes and weather regimes : where and when?", *Geophys. Res. Lett.*, *31*, 107202, doi :10.1029/2003GL019119.
- Yokoyama, R., S. Tanba, and T. Souma (1995), "Sea surface effects on the sea surface temperature estimation by remote sensing", *Int. J. Remote Sens.*, *16*, 227–238.
- Zaneveld, J. R., and R. W. Spinrad (1980), "An arc tangent model of irradiance in the sea", *J. Geophys. Res.*, *85*, 4919–4922.
- Zeng, X., and A. Beljaars (2005), "A prognostic scheme of sea surface skin temperature for modeling and data assimilation", *Geophys. Res. Lett.*, *32*(L14605, doi :10.1029/2005GL023030).



## Annexe A

# Un mécanisme de variabilité interannuelle de la circulation thermohaline en Atlantique Nord dans un modèle couplé global de circulation générale

Les articles présentés dans les annexes A et B sont basés sur des résultats obtenus au cours de mon stage de Master 2 Recherche Océan Atmosphère Surfaces Continentales de l'Université Paul Sabatier. Ces articles ont été rédigés et publiés au cours de ma première année de thèse.

### Référence

**Guemas, V.**, 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. *Climate Dynamics*, 31, 29-48. DOI : [10.1007/s00382-007-0336-8](https://doi.org/10.1007/s00382-007-0336-8).



## 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

Virginie Guemas · David Salas-Mélia

Received: 6 April 2007 / Accepted: 23 October 2007  
© Springer-Verlag 2007

**Abstract** A preindustrial climate experiment was conducted with the third version of the CNRM global atmosphere–ocean–sea ice coupled model (CNRM-CM3) for the Intergovernmental Panel on Climate Change Fourth Assessment Report (IPCC AR4). This experiment is used to investigate the main physical processes involved in the variability of the North Atlantic ocean convection and the induced variability of the Atlantic meridional overturning circulation (MOC). Three ocean convection sites are simulated, in the Labrador, Irminger and Greenland–Iceland–Norwegian (GIN) Seas in agreement with observations. A mechanism linking the variability of the Arctic sea ice cover and convection in the GIN Seas is highlighted. Contrary to previous suggested mechanisms, in CNRM-CM3 the latter is not modulated by the variability of freshwater export through Fram Strait. Instead, the variability of convection is mainly driven by the variability of the sea ice edge position in the Greenland Sea. In this area, the surface freshwater balance is dominated by the freshwater input due to the melting of sea ice. The ice edge position is modulated either by northwestward geostrophic current anomalies or by an intensification of northerly winds. In the model, stronger than average northerly winds force simultaneous intense convective events in the Irminger and GIN Seas. Convection interacts with the thermohaline circulation on timescales of 5–10 years,

which translates into MOC anomalies propagating southward from the convection sites.

**Keywords** Thermohaline circulation · Deep ocean convection · Sea ice · Coupled mode of variability · Global coupled model

### 1 Introduction

The thermohaline circulation (THC) is a large-scale oceanic circulation driven by density gradients. Its Atlantic component is responsible for a significant part of the northward heat transport of the climate system (Broecker 1991; Lavin et al. 2003), roughly 1PW over the 6PW total energy transported by the entire system (Ganachaud and Wunsch 2000, 2003; Trenberth and Caron 2001). Although some results question the impact of THC on climate (Seager et al. 2002), a number of studies showed that its variability can cause large changes in regional surface temperatures and precipitation (Manabe and Stouffer 1999, 2000; Dong and Sutton 2002; Vellinga and Wood 2002; Swingedouw et al. 2006). It is thought to interact with the main atmospheric modes of variability, namely the El Niño Southern Oscillation (ENSO, Dong and Sutton 2002) and the North Atlantic Oscillation (NAO, Wu and Gordon 2002). Some variations in its strength may have played an important role in paleoclimate fluctuations (Clark et al. 2002; Rahmstorf 2002). Shaffrey and Sutton (2006) have also suggested, following Bjerknes' hypothesis (1964), that on decadal timescales, an increase in THC heat transport in the northern extratropics (20–70°N latitude band) is compensated by a decrease in midlatitude heat and moisture transport by the storm tracks and vice-versa. When the ocean heat transport rises, the induced decrease in the

---

V. Guemas (✉) · D. Salas-Mélia  
Centre National de Recherches Météorologiques/Groupe  
d'Etude de l'Atmosphère Météorologique, Météo-France,  
CNRS, 31057 Toulouse Cedex, France  
e-mail: virginie.guemas@meteo.fr

V. Guemas  
Laboratoire des Sciences du Climat et de l'Environnement,  
UMR 1572, CEA-CNRS-UVSQ, Gif-sur-Yvette, France

# Un mécanisme de variabilité interannuelle de la circulation thermohaline en A-2 Atlantique Nord dans un modèle couplé global de circulation générale

---

equator-to-pole temperature gradient weakens the atmospheric baroclinicity, which causes a reduction in the atmospheric transient energy transport. Given this potential climatic role of the THC, there is an obvious need to better understand this component of the climate system.

Ocean convection is thought to play a key role in shaping THC variability, as the latter responds to deep-water formation anomalies (Gordon 1986; Broecker 1987; Mauritzen and Häkkinen 1999). A number of studies based on observations have contributed to documenting convection sites in the Labrador (Lazier 1980; Clarke and Gascard 1983), Irminger (Pickart et al. 2003; Bacon et al. 2003) and GIN Seas (Rudels et al. 1989; Schott et al. 1993). The short duration and sparse geographic coverage of direct measurements makes the use of numerical simulations essential in investigating the behaviour of the THC. A variety of model studies have already suggested the existence of variability modes spanning seasonal (Köhl 2005; Hirschi et al. 2007) to multidecadal (Vellinga and Wu 2004; Knight et al. 2005) through interannual (Eden and Willebrand 2001) timescales. Convection variability was related to advection of salinity anomalies from the Arctic Ocean (Delworth et al. 1997; Goosse et al. 2002; Jungclauss et al. 2004), from the subtropics (Dong and Sutton 2005) or the tropics (Vellinga and Wu 2004). Other works emphasized the role of arctic sea ice transport (Mauritzen and Häkkinen 1997; Holland et al. 2001). However, a number of studies considered the variability of deep-water formation rate to be forced locally by ocean–atmosphere heat fluxes (Delworth and Greatbach 2000; Eden and Willebrand 2001; Marshall et al. 2001; Bentsen et al. 2004; Cheng et al. 2004) or freshwater fluxes (Timmerman et al. 1998). The lack of consensus about the processes governing convection variability highlights the need for further investigation.

This study proposes to analyse the main mechanisms responsible for ocean convection variability in the North Atlantic Ocean and the induced THC variability in the preindustrial control simulation performed with the third version of the CNRM global atmosphere–ocean–sea ice coupled model (CNRM-CM3) in the framework of the Intergovernmental Panel on Climate Change Fourth Assessment Report (IPCC AR4). The interest of this simulation stems from firstly the good agreement of simulated convection sites with observations and secondly the absence of flux adjustments which could alter some aspects of the variability. The paper is organized as follows: Sect. 2 briefly describes the coupled model and gives a synthetic overview of the CNRM-CM3 preindustrial control simulation. Section 3 assesses the physical processes involved in the variability of ocean convection. Section 4 documents the THC response to this variability in a preindustrial climate. A discussion and the conclusions of this study are presented in Sect. 5.

## 2 Model and experiment description

### 2.1 The CNRM-CM3 global coupled model

The model used in this study, CNRM-CM3 is based on the coupled core formed by ARPEGE-Climat version 3 AGCM (Atmosphere Ocean General Circulation Model; Déqué et al. 1999; Gibelin and Déqué 2003) and OPA 8.1 (Madec et al. 1998). CNRM-CM3 also includes a sea ice model, GELATO2 (Salas-Mélia et al. 2002), and the total runoff integrated pathways (TRIP) river routing scheme (Oki and Sud 1998; Chapelon et al. 2002). These components run on distinct grids and with different time steps and are coupled synchronously, exchanging information every 24 h through the OASIS coupling software (Terray et al. 1998). The different components are briefly described in the following sections. Full details about CNRM-CM3 are given by Salas-Mélia et al. (2005).

#### 2.1.1 The ARPEGE-Climat, ISBA and TRIP models

The representation of most model variables in ARPEGE-Climat AGCM is spectral. In the framework of this study, ARPEGE-Climat was run on a horizontal grid corresponding to a linear T63 truncation. All the physics and non-linear terms are treated on an associated Gaussian longitude–latitude grid of  $128 \times 64$  points (i.e. about  $2.8^\circ$  in horizontal resolution). The grid has 45 levels on the vertical, in order to correctly represent the atmospheric circulation in the lower stratosphere, where the maximum ozone concentration is encountered (Cariolle and Déqué 1986; Cariolle et al. 1990). Seven layers are defined below 850 hPa, 23 above 200 hPa and the topmost layer is located at 0.05 hPa. In this version of ARPEGE, the direct effects of aerosols (sea salt, desert dust, black carbon and sulfates) are taken into account, but not their indirect effects. The semi-lagrangian advection scheme allows for a 30-min time step. The ISBA soil–vegetation–atmosphere transfer model, described by Mahfouf et al. (1995) is included in ARPEGE-Climat. It contains a detailed snow cover formulation (Douville et al. 1995a, b). Soil and vegetation properties are derived from the global high-resolution ECOCLIMAP dataset (Masson et al. 2003) and are prescribed. ARPEGE-Climat uses ocean temperature and albedo boundary conditions computed by the OPA-GELATO system and interpolated by OASIS, and provides surface fluxes to the ocean–sea ice model.

The total runoff is computed by ISBA and interpolated on a  $1^\circ \times 1^\circ$  horizontal grid by means of OASIS. It is then converted into river discharge and transported to the ocean using the TRIP river routing scheme developed by Oki (Oki and Sud 1998; Oki et al. 1999; Chapelon et al. 2002).

The water outflow produced at every river mouth is dumped in the closest ocean grid cells. As this amount of water can be huge for the biggest rivers, it is shared between several ocean grid cells (up to 10 for the Amazon) to avoid unphysical ocean surface salinities. The time step used in TRIP in the framework of CNRM-CM3 is 3 h.

## 2.1.2 The OPA and GELATO models

The version of OPA8 OGCM used in CNRM-CM3 OPA OGCM has a horizontal grid of  $182 \times 152$  points, which roughly corresponds to a resolution of  $2^\circ$  in longitude, while in latitude, the grid point spacing decreases from about  $2^\circ$  in polar regions to  $0.5^\circ$  near the equator. The model has 31 vertical levels, 10 of them within the upper 100 m, and uses a  $z$ -coordinate mesh. It runs with a time step of 5760s. OPA8.1 is used here as a rigid lid model, hence uses a virtual freshwater flux, the sum of non solar heat fluxes (latent, sensible and net longwave fluxes) and the momentum flux provided by ARPEGE-Climat. The vertical eddy diffusivity and viscosity of the model are computed by using a 1.5 TKE turbulent closure scheme (Blanke and Delecluse 1993), while in the horizontal, an isopycnal diffusion scheme is applied, with an eddy viscosity of  $40,000 \text{ m}^2/\text{s}$  for momentum and an eddy diffusivity equal to  $2,000 \text{ m}^2/\text{s}$  for tracers. Convective mixing is parametrized by the non-penetrative convective adjustment algorithm implemented by Madec et al. (1991a, b). Mixed layer depth is detected by a density difference of  $0.01 \text{ kg/m}^3$  with the ocean surface. The penetration of sunlight is formulated by means of two extinction coefficients (Paulson and Simpson 1977).

The GELATO2 sea ice model (Salas-Mélia 2002) is directly embedded in the ocean component of CNRM-CM3 and uses the same grid. Its time step is 24 h. The elastic-viscous-plastic dynamics by Hunke and Dukowicz (1997) is included, and the advection of sea ice slabs is semi-lagrangian, as described by Hunke et al. (2002). Due to convergence, sea ice can raft (ice thinner than 0.25 m) or ridge (ice thicker than 0.25 m). These processes are taken into account by a redistribution scheme derived from Thorndike et al. (1975). GELATO2 has 4 different ice thickness categories: 0–0.3, 0.3–0.8, 0.8–3 and over 3 m. Transitions or mergers between these categories may occur as ice thickness vary thermodynamically. Every slab of ice is evenly divided into four vertical layers and may be covered with one layer of snow, for which snow ageing processes are considered. The heat diffusion equation is solved along the vertical (Salas-Mélia 2002) through the entire slab.

The impact of icebergs around the Antarctic is represented as additional water and latent heat fluxes due to the

melting of ice. These fluxes are assumed to be evenly spread south of  $60^\circ\text{S}$ . This flux is applied only during the summer season (October–March) as a constant flux of ice of 0.14 Sv over this period, which is both consistent with the modelled accumulation of snow over Antarctica and with current observational estimates of the annual volume of calved icebergs.

## 2.2 A description of the simulation

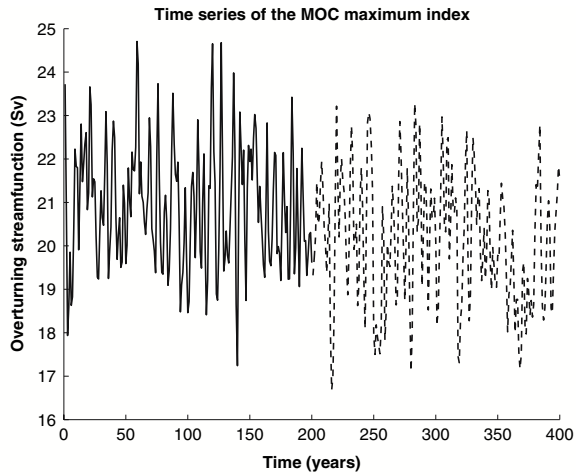
### 2.2.1 Experimental set up

In order to obtain an initial state for the global coupled system representing a modelled quasi-equilibrium of the preindustrial climate system, a 191-year spin-up experiment was run. This experiment was initialised from climatological data (Levitus 1982) and ocean and sea ice at rest, and the concentrations of all atmospheric forcing agents (greenhouse gases and aerosols) were estimates for 1860, representing preindustrial conditions (Salas-Mélia 2005). The ocean salinity and temperature fields were relaxed toward climatologies during the first 20 years of the spin-up. Then the model was run for 171 years without any relaxation. During this spin-up experiment, the sea ice and surface-ocean reach a steady state after respectively about 15 and 30 years. The end of this spin-up experiment was chosen to be the starting point to a 400-year preindustrial experiment, continuing the simulation with 1860 atmospheric forcing levels.

### 2.2.2 Evaluation of the simulation

The modelled global averaged sea surface temperature (SST) is biased to the cold side ( $1.3^\circ\text{C}$ ) compared to the HadISST dataset (Salas-Mélia 2005). The global averaged 2 m air temperature and SST have a drift of respectively  $-0.14$  and  $-0.11^\circ\text{C}$  per century. The excessively cold climate simulated favours a slow increase of the sea ice fraction in the GIN Seas, which rises by about 6% per century in the GIN Seas. Hence, the temperature cold drift in the marginal ice zone reaches large values (up to 2 and  $1^\circ\text{C}$  per century, respectively for the 2 m air temperature and SST), a large contribution to the global mean drift. Sea ice covers an increasingly large part of the GIN Seas convection site during the last 200 years of the simulation. Hence, in order to limit the impact of this sea ice extent drift in the GIN Seas, only the first 200 years of the simulation were taken into account in the analysis presented below. This experiment is denoted CTL in the rest of this paper. Figure 1 shows the annual mean meridional overturning streamfunction averaged on the  $40\text{--}55^\circ\text{N}$ , 1,000–3,000 m

# Un mécanisme de variabilité interannuelle de la circulation thermohaline en A-4 Atlantique Nord dans un modèle couplé global de circulation générale



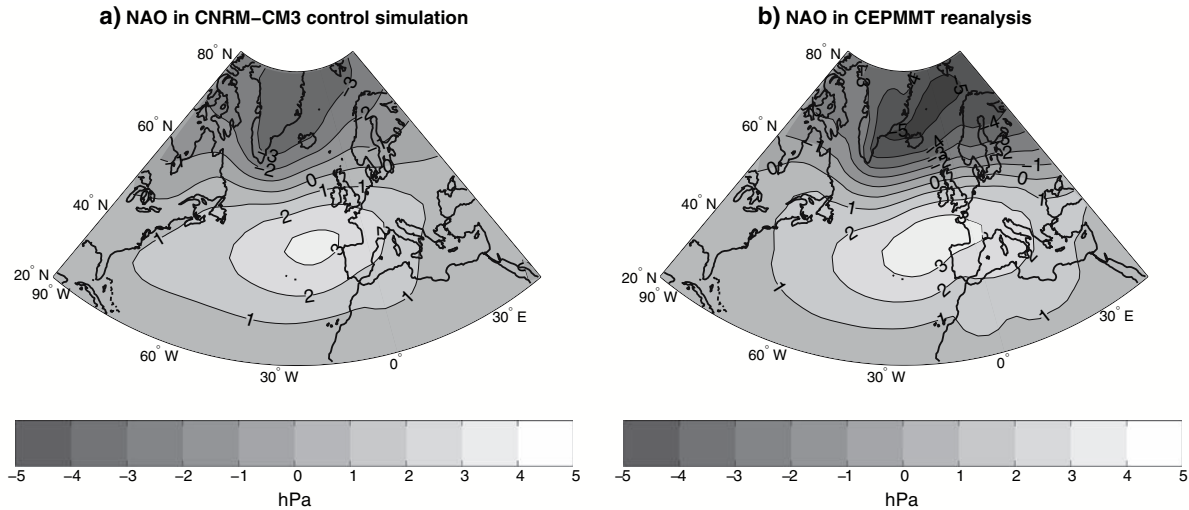
**Fig. 1** Time series of the annual mean meridional overturning streamfunction averaged between 40 and 55°N and 1,000 and 3,000 m depth during the 400-year preindustrial experiment, in Sverdrup (1 Sv =  $10 \times 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$ ). Dashed line corresponds to the part of the simulation which was not taken into account in the analysis

depth domain enclosing its maximum climatological value. During the remaining period, the thermohaline circulation drift is negligible compared to its variability. A linear detrend has been performed for all the time series analysed in the following and for each grid point of the two-dimensional fields.

The main atmospheric patterns are correctly reproduced in CTL, such as subtropical and polar anticyclones and midlatitude lows but an excessively zonal circulation is generated in the North Atlantic. As shown in Fig. 2, the model simulates a realistic NAO pattern, which explains

48% of the atmospheric variability in this region. The NAO index used in our study is defined as the first principal component of winter (December–March) sea level pressure in the 20–80°N, 90°W–40°E domain, which corresponds to the area selected by Hurrell (1995). The NAO (Wallace and Gutzler 1981; Hurrell 1995) sea level pressure (SLP) pattern simulated by the model resembles that of the European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF; Gibson et al. 1997) reanalysis over the 1958–2001 period (<http://www.ecmwf.int/products/data/technical/index.html>). However, the GIN Seas low-pressure pattern is somewhat weaker in the model than in the reanalysis, but without any significant impact on the geostrophic wind variability pattern. The NAO time series power spectrum (not shown) is nearly white, consistent with that of Hurrell (1995). Therefore, CNRM-CM3 generates a realistic mean state and variability of the atmosphere in the North Atlantic and the analysis of CTL can provide some insights into the atmospheric forcing of the ocean convection and the THC.

The model correctly reproduces the subpolar and subtropical gyres. Nevertheless, the Gulf Stream transport, at  $60 \text{ Sv}$  ( $10^6 \text{ m}^3/\text{s}$ ) is slightly underestimated compared to the observational estimates by Schmitz and McCartney (1993), which is a common bias among global coupled models of similar horizontal resolution. The average freshwater and sea ice fluxes through Fram Strait at respectively 630 and  $1,040 \text{ km}^3/\text{year}$  are probably underestimated as the same quantities were estimated to be respectively  $820 \text{ km}^3/\text{year}$  (Aagard and Carmack 1989) and  $2,900 \text{ km}^3/\text{year}$  (Vinje 2001). Note however that Chapman and Walsh (2007) concluded that CNRM-CM3



**Fig. 2** Linearly detrended winter (December to April) SLP anomalies regressed upon NAO index: **a** the CNRM-CM3 preindustrial 200-year control simulation (CTL), **b** in the ECMWF reanalysis. Contours interval: 1 hPa



simulates a particularly realistic Arctic climate compared to other models taking part to the IPCC-AR4, especially in terms of sea level pressure and temperature patterns.

The mean winter (December–April) mixed layer depth from CTL experiment, is compared to observations from De Boyer Montégut et al. (2004) in Fig. 3. Mixed layer depth is used here as a proxy for convection strength as the mixed layer deepening can be essentially attributed to convective processes in areas where it reaches 500 m and more. The model correctly reproduces the three convection sites in the Labrador, Irminger and GIN Seas and captures the observed split of the Irminger Sea site into an eastern and a western part. Nevertheless, there are a few disagreements in the location of the Irminger and GIN Seas convection areas. Both Irminger convection zones are too close to Iceland and the GIN Seas site is too far north. These discrepancies should not influence the results shown in this paper as modelled sea surface temperature and salinity in each of these sites are close to their observed counterparts and the GIN Seas site is located off the ice edge in agreement with the observations. Given the realism of its modelled convection sites, CNRM-CM3 is a high quality model that allows to investigate the variability of convection. Note that Fig. 3 gives the limits of the area chosen to compute the convection index for each site, which is defined as the area-averaged mixed layer depth. The separation between both parts of the Irminger Sea convection site varies with time, so only one index was computed for the Irminger Sea.

The mean meridional overturning streamfunction (Fig. 4) in CTL reproduces the meridional cells associated with the formation of the North Atlantic Deep Water and the wind driven surface cells. Its maximum strength of 26 Sv is located at about 45°N, at a depth of 1,400 m and has a standard deviation of 2.3 Sv. This maximum is high compared to observational estimates:  $18 \pm 3$ –5 Sv (Talley

et al. 2003) and  $16 \pm 2$  Sv (Ganachaud 2003). The Antarctic Bottom Water cell is not reproduced by the model but this does not interfere with the results presented in this paper which focuses on the North Atlantic Deep Water cell. In the following, the North Atlantic branch of the THC will be assimilated to the Meridional Overturning Circulation (MOC) to analyse the impact of the ocean convection on its variability. Figure 5 shows the first and second empirical orthogonal functions (EOF) of the annual-averaged meridional overturning streamfunction. These EOF are computed by multiplying the eigenvectors of the covariance matrix by the square root of the corresponding variance. The amplitude of the displayed modes gives the variance explained locally by the mode. As the first mode consists of a circulation cell with a maximum located at 20°N, this mode of variability is associated with an expansion toward the south of the MOC cell. The second mode is a dipolar mode whose positive maximum is located at 45°N like the climatological maximum of the meridional overturning streamfunction. This second mode is therefore associated with an intensification of the MOC cell. The leading EOF is similar to those obtained from GFDL, ECHAM3/LSG and ECHAM1/LSG 1,000-year control integration (Von Storch et al. 2000) and has a maximum of 2 Sv, which is in the 1.6–2.4 range of Von Storch et al.’s (2000) results.

### 3 Variability of the ocean convection

#### 3.1 NAO and convection in the Labrador Sea

The deepening of the ocean mixed layer arises as a result of a destabilization of the water column. This is either due to an increase in surface water density (for example due to a surface cooling and/or an increase in surface

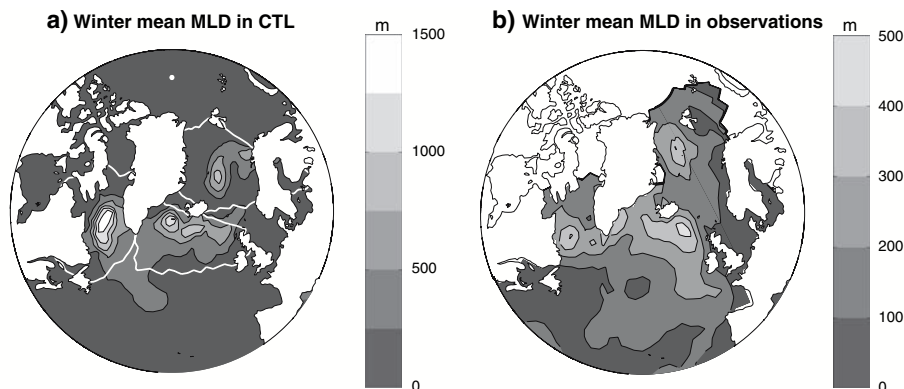


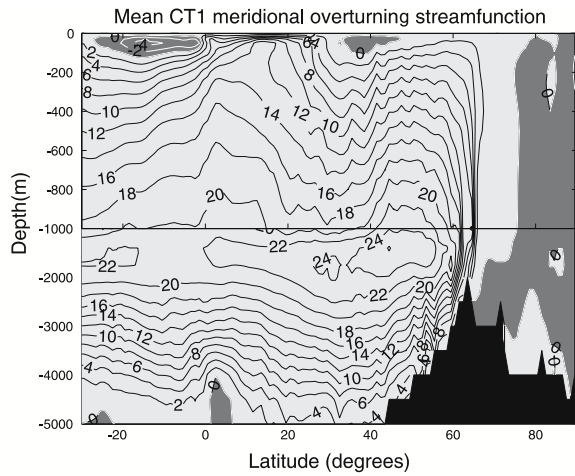
Fig. 3 Mean winter (December–April) mixed layer depth. **a** In the CNRM-CM3 preindustrial 200-year control simulation. **b** In the climatology from De Boyer-Montégut et al. (2004). Contours interval:

250 m in **a**, 100 m in **b**. Superimposed in **a** are the contours of the Labrador, Irminger and GIN Seas domain selected to compute area-averaged climatic variables used in the text

# Un mécanisme de variabilité interannuelle de la circulation thermohaline en A-6 Atlantique Nord dans un modèle couplé global de circulation générale

salinity), or a decrease in density of the deeper layers. Correlations with winter (December–April) MLD in the Labrador Sea averaged on the box defined in Fig. 3 do not show a significant warming or freshening of deep layers or a significant surface salinity increase before a deepening of the mixed layer. Instead, Fig. 6 shows the regression of Atlantic winter (December–April) SST anomalies upon the Labrador Sea MLD and highlights a negative temperature anomaly in the Labrador Sea reaching  $-0.6^{\circ}\text{C}$ . Thus, convection in the Labrador Sea is strengthened when an intense cooling of the surface layers occurs. This SST pattern closely resembles the tripolar structure of SST anomalies linked to a positive NAO phase (Cayan 1992a, b; Kushnir 1994; Marshall et al. 2001), which is the dominant mode of interannual SST

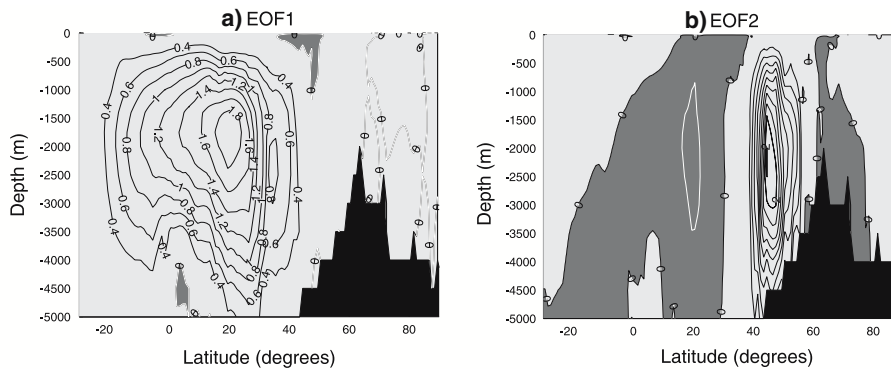
variability in the North Atlantic Ocean. It is also closely linked to the pattern of ocean–atmosphere heat flux (not shown; Cayan 1992b) associated with a positive NAO phase. A positive NAO phase causes a southward flow of cold and dry polar air over the Labrador Sea. This circulation enhances the latent and sensible heat fluxes toward the atmosphere in the northwestern Atlantic. Hence, by triggering SST anomalies, the NAO drives convection variability in the Labrador Sea. The correlation between the NAO index and the two-dimensional MLD field reaches 0.68 (significant at the 99% level) in the Labrador Sea convection site (not shown), strengthening this hypothesis. However, one must be careful when interpreting correlations, as they only suggest a link between two variables but don't validate a mechanism. This NAO-forcing of convection variability in the Labrador Sea has already been suggested by a wide range of studies (Dickson et al. 1996; Curry et al. 1998; Eden and Willebrand 2001; Bentsen et al. 2004). In contrast with Dickson et al. (1996), the mixed layer depth (MLD) anomalies we noticed in the Irminger and GIN Seas in association with a positive NAO phase are very weak.



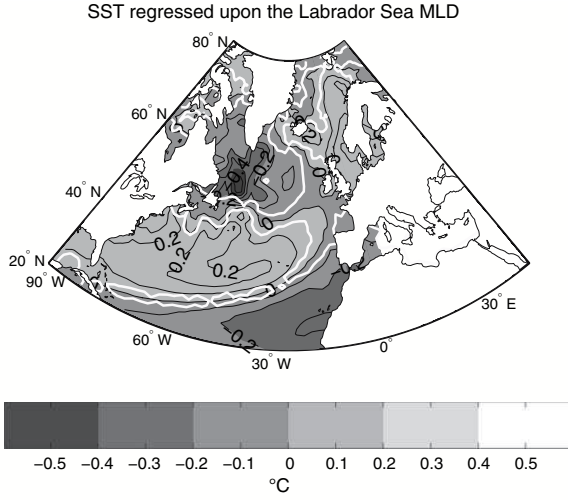
**Fig. 4** Mean Atlantic meridional overturning streamfunction in the CNRM-CM3 preindustrial 200-year control simulation. Contours interval: 2 Sv

## 3.2 Northerly wind forcing of convection in the GIN and Irminger seas

To understand the mechanisms responsible for the water column destabilization in the Irminger and GIN Seas, heat and freshwater budgets for the upper ocean in each grid point are regressed upon MLD for the three periods defined as May to August (MJA), September to December (SOND) preceding the onset of convection and January to April (JFMA) when convection is strongest. This section presents the method used for the budgets computation and gives the results from these analyses.



**Fig. 5** First and second EOF of the linearly detrended annual-averaged meridional overturning streamfunction in CTL. Contours interval: 0.2 Sv



**Fig. 6** Linearly detrended winter mean (December–April) SST regressed upon winter (December–April) MLD in the Labrador Sea in CTL. Contours interval: 0.1°C. White contours delineate regions where anomalies are significant at 95% confidence level (moving blocks bootstrap test)

### 3.2.1 Computation of heat and freshwater budgets

The heat content trend of a sea water column between the surface and depth  $H$  is given by:

$$H\rho_0C_p\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} = Q + Q_c + A_h^T + A_v^T + D^T, \quad (1)$$

where  $\rho_0 = 1,020 \text{ kg/m}^3$  and  $C_p = 4,000 \text{ J/kg per K}$  are respectively the standard sea water density and specific heat and  $\bar{T}$  is the vertically averaged temperature.  $Q$  denotes the surface net heat flux and  $Q_c$  represents the thermal effect of convective adjustment on the water column. When an instability appears in the water column, the non-penetrative convective adjustment algorithm (Madec et al. 1991a, b) vertically mixes the ocean layers iteratively until neutral stability is reached. This algorithm induces vertical heat and salt fluxes which are physically associated with the convective activity.  $A_h^T$  and  $A_v^T$  are, respectively the heat content trends due to horizontal and vertical advection, and  $D^T$  represents the total contribution of horizontal and vertical diffusion.  $A_h^T$  and  $A_v^T$  can be expressed as:

$$A_h^T = -H\rho_0C_p\langle \vec{u}_h \cdot \vec{\nabla}_h \bar{T} \rangle \quad (2)$$

$$A_v^T = H\rho_0C_p w_H (T_H - \bar{T}) \quad (3)$$

where  $\vec{u}_h$  the horizontal component of the three-dimensional ocean current and  $\vec{\nabla}_h$  stands for the horizontal component of the gradient operator.  $\langle \rangle$  denotes the vertical mean of a variable between the

surface and depth  $H$ . In (3)  $T_H$  and  $w_H$  are, respectively the temperature and vertical velocity at depth  $H$  (positive if upward). The fresh water content trend of the same seawater column is given by:

$$\frac{H}{\bar{S}} \frac{\partial \bar{S}}{\partial t} = (E - I - P - R) + F_c + A_h^S + A_v^S + D^S, \quad (4)$$

where  $\bar{S}$  is the vertically averaged salinity.  $E$ ,  $I$ ,  $P$  and  $R$ , respectively denote the evaporation fresh water flux, the net equivalent fresh water flux due to sea ice thickness changes, the precipitation rate and runoff.  $F_c$  represents the haline effect of convective adjustment on the water column.  $A_h^S$  and  $A_v^S$  are, respectively the fresh water content trends due to horizontal and vertical advection, and  $D^S$  represents the total contribution of horizontal and vertical diffusion.  $A_h^S$  and  $A_v^S$  can be expressed as:

$$A_h^S = -\frac{H}{\bar{S}} \langle \vec{u}_h \cdot \vec{\nabla}_h \bar{S} \rangle \quad (5)$$

$$A_v^S = \frac{H}{\bar{S}} w_H (S_H - \bar{S}), \quad (6)$$

where  $S_H$  is salinity at depth  $H$ . The horizontal current may be decomposed into an Ekman and a geostrophic term:

$$\vec{u}_h = \vec{u}_E + \vec{u}_G. \quad (7)$$

Let  $X$  be a variable representing either temperature or salinity. In (2) and (5), the horizontal advection terms can be approximated by:

$$H \langle \vec{u}_h \cdot \vec{\nabla}_h X \rangle \approx H \langle \vec{u}_E \cdot \vec{\nabla}_h X \rangle + H \langle \vec{u}_G \cdot \vec{\nabla}_h X \rangle. \quad (8)$$

As the mixed layer is roughly vertically homogeneous in temperature and salinity, the horizontal gradients of temperature and salinity are nearly constant with depth in the upper ocean. Hence (8) becomes:

$$H \langle \vec{u}_h \cdot \vec{\nabla}_h X \rangle \approx H \langle \vec{u}_E \rangle \cdot \vec{\nabla}_h \bar{X} + H \langle \vec{u}_G \rangle \cdot \vec{\nabla}_h \bar{X}, \quad (9)$$

where  $H \langle \vec{u}_E \rangle$  is the vertically integrated Ekman transport  $\vec{U}_E \cdot \vec{U}_E$  and the vertical mean geostrophic current  $\langle \vec{u}_G \rangle$  can be computed as:

$$\vec{U}_E = \frac{\vec{\tau} \wedge \vec{n}}{\rho_0 f}. \quad (10)$$

and

$$\langle \vec{u}_G \rangle = -\frac{1}{\rho_0 f} \langle \vec{n} \wedge \vec{\nabla} P \rangle, \quad (11)$$

where  $\vec{\tau}$  is the surface wind stress,  $f$  is the Coriolis parameter,  $\vec{\nabla} P$  is the ocean pressure gradient and  $\vec{n}$  is the upward vertical unit vector.

The fluxes  $Q_c$  and  $F_c$  in (1) and (4) are not analysed in the following as they arise from the strengthening of convection and do not explain it. In the GIN Seas convective

## Un mécanisme de variabilité interannuelle de la circulation thermohaline en A-8 Atlantique Nord dans un modèle couplé global de circulation générale

---

area, the surface layers are warmer and saltier than the deep layers as the North Atlantic Drift transports warm and salty water toward the GIN Seas convection site. Consequently, the convective adjustment is responsible for a negative trend in sea surface salinity and temperature. The same occurs in the eastern Irminger Sea. In the western Irminger and Labrador Seas, the surface layers are colder and fresher than the deeper layers. Thus, the convective adjustment induces a positive trend in sea surface salinity and temperature there. Heat and freshwater budgets are computed in the upper  $H = 100$  m of the ocean. The contributions to the heat and freshwater budgets detailed in this section are regressed upon the convection indexes in the GIN and Irminger Seas. These regressions give the anomalies associated with a deepening of the area-averaged mixed layer by one standard deviation.

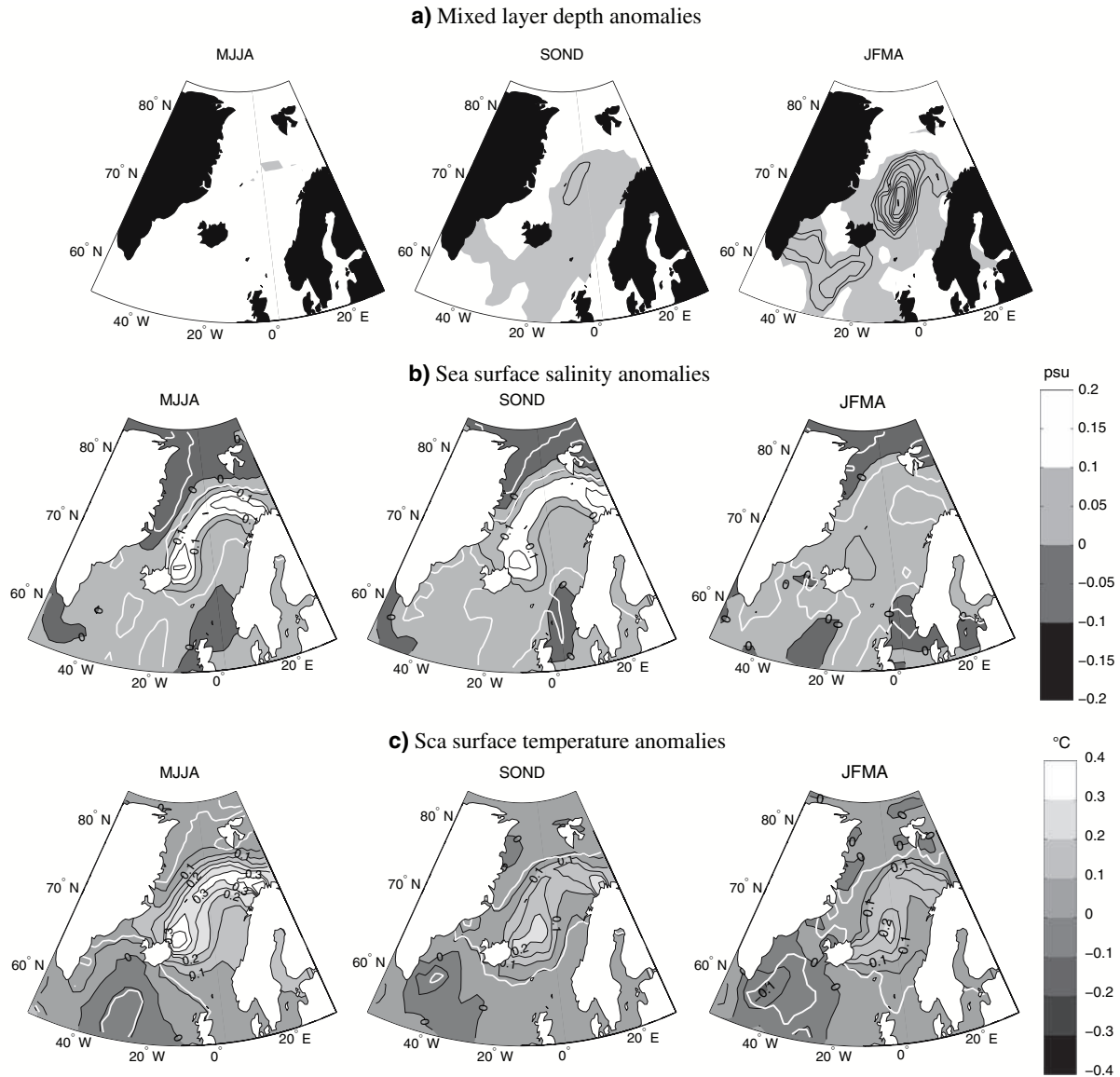
### 3.2.2 GIN Seas

Figure 7b and c show an increase in SSS and SST reaching respectively 0.2 psu and  $0.4^{\circ}\text{C}$  before the deepening of the mixed layer in the GIN Seas. Thus, the increase in surface density is due to SSS anomalies rather than SST anomalies. No significant salinity decrease is seen in the deep layers prior to a deepening of the mixed layer. The area-averaged deep-water temperature rises by about  $0.05^{\circ}\text{C}$  between 800 and 1,400 m (not shown) but the winter mixed layer warms up in a similar way by  $0.05^{\circ}\text{C}$  at its bottom limit to  $0.2^{\circ}\text{C}$  at the surface (not shown). Therefore, the temperature profile anomalies developing before a deepening of the mixed layer do not allow a destabilization of the water column. The surface salinity increase is responsible for this destabilization. Similar conclusions about the role of salinity in deep water formation variability in this area were drawn by Holland et al. (2001), Goosse et al. (2002) and Dong and Sutton (2005).

To understand how such a salinity anomaly can build up, the grid point freshwater budget in the upper 100 m was computed for the three periods defined above (see Fig. 8). All contributions are expressed in mm/month of fresh water equivalent with the same convention: a positive term contributes to an increase in salinity. Figure 8a shows the evolution of the SSS trend, converted in mm/month, until the deepening of the mixed layer. A comparison with Fig. 8b points that this SSS trend closely follows the sea ice melting anomalies. Note that a positive fresh water equivalent anomaly corresponds to a positive contribution to the SSS trend, that is a decrease in sea ice melting and inversely. The total SSS trend is lower over the convection site than the net sea ice-melting trend in SOND and JFMA, mainly because of the negative convective adjustment trend. The net sea ice melting anomaly amounts to between

half to one and a half the SSS trend depending on the season. The ice-edge area is a region of high sea ice melting rates, which causes intense freshwater fluxes to the ocean surface. The variability of the sea ice melting rates plays a key role in the SSS variability along the sea ice edge. Furthermore, these patterns of sea ice melting anomalies are closely related to the patterns of sea ice melting anomalies induced by the ocean-ice heat flux (see Fig. 8c). So, the sea ice melting anomalies are caused either by an increase in the sea ice concentration or by a local warming of the ocean but are not thermally forced by the atmosphere. The patterns of sea ice concentration anomalies (not shown) consist of dipolar patterns whose spatial structure is close to that of the patterns of sea ice melting anomalies. An increase in sea ice concentration corresponds to an increase in sea ice melting and vice-versa. Therefore, the sea ice melting anomalies shown in Fig. 8a are linked to the variability of the ice-edge position. In Fig. 8b sea ice velocity anomalies are superimposed in the areas where sea ice melting anomalies are significant to the 95% level. In all seasons these velocity anomalies have a westward component, which favours sea ice drift toward the Greenland coast. Therefore, sea ice melting anomalies are primarily caused by a dynamic effect rather than a thermal effect. The patterns shown in Fig. 8b are associated with an ice-edge closer to the Greenland coast than usual. Furthermore, as the ice cover is reduced over the convection site, its insulating effect is small, enhancing non-solar ocean-atmosphere heat exchanges and convective activity.

Due to the Coriolis force, in the Northern Hemisphere, a sea ice slab within a loose pack and essentially driven by the wind drifts with an angle of about  $20^{\circ}$  to the right of the wind direction. Figure 8d shows the evolution of wind anomalies until the deepening of the mixed layer. The strengthening of northerly winds over the GIN Seas convection site by 0.2–0.6 m/s depending on the season is the first factor that drives the sea ice toward the eastern coast of Greenland. This sea ice drift causes a reduction of the freshwater input at the surface of the convection site (see Fig. 7a for the exact location) and favours a salinity increase there. The second factor which favours an advection of sea ice toward the Greenland coast in MJJA (Fig. 9) is the geostrophic current anomalies. The reasons for these geostrophic current anomalies were not investigated. Note that the two factors may not be linked together but are both highlighted by the regression analysis, which gives a synthesis of the mechanism brought into play in the variability of convection. The deepening of the mixed layer is caused by the advection of sea ice toward the Greenland coast either by the northerly wind strengthening, or by a preconditioning by ocean advection in summer. Furthermore, the DJFMA MLD in the GIN Seas is not



**Fig. 7** Regression upon December to April mean MLD in the GIN Seas box as defined on Fig.3 for the three period: May to August (MJJA), September to October (SOND) and January to April (JFMA) of the linearly detrended: **a** mixed layer depth, **b** sea surface salinity,

**c** sea surface temperature. Contours interval: **a** 50 m, **b** 0.05 psu, **c** 0.05°C. White contours delineate regions where anomalies are significant at 95% confidence level (bootstrap test)

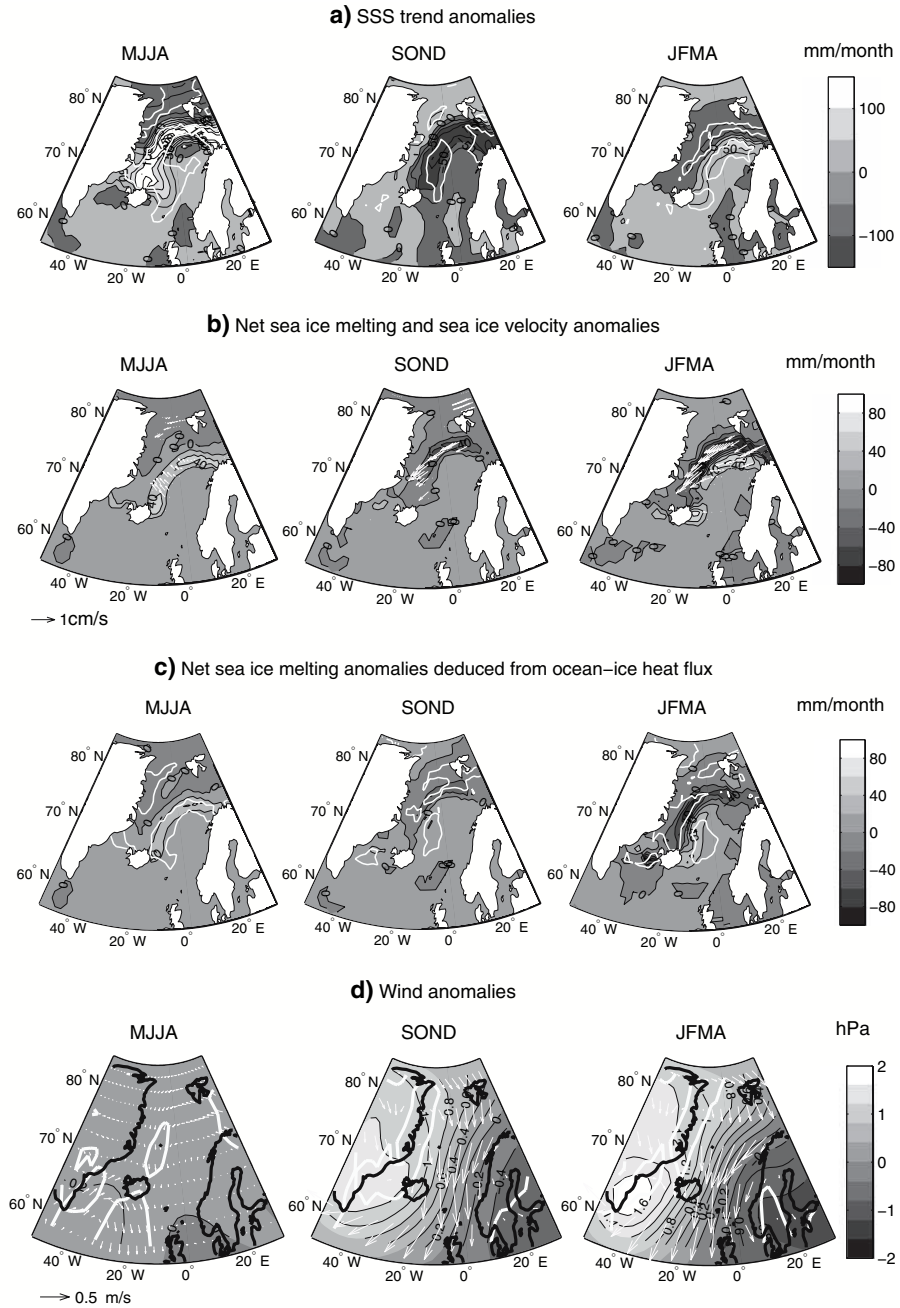
significantly correlated with Fram Strait ice and oceanic freshwater transport. Coupling between sea ice and convection is locally forced by the atmosphere in CNRM-CM3 or geostrophic currents in the southern Norwegian Sea whereas previous published mechanisms suggested a remote Arctic Ocean influence. The atmospheric pattern involved in the forcing is a dipolar pattern with a pronounced anticyclonic anomaly over Greenland and a cyclonic anomaly over Scandinavia (see Fig. 8). A similar

pattern is involved in the mechanism suggested by Goosse et al. (2002) to link the variability of the sea ice volume in the Arctic with convection in the GIN Seas.

The warming of the sea surface over the GIN Seas is more pronounced in the area where sea ice concentration decreases along the ice edge. This is caused both by the increase in the solar heat flux toward the ocean by roughly  $10 \text{ W/m}^2$  and by the decrease in the ocean-ice latent heat flux by roughly  $10 \text{ W/m}^2$ . Indeed, open water is not

# Un mécanisme de variabilité interannuelle de la circulation thermohaline en A-10 Atlantique Nord dans un modèle couplé global de circulation générale

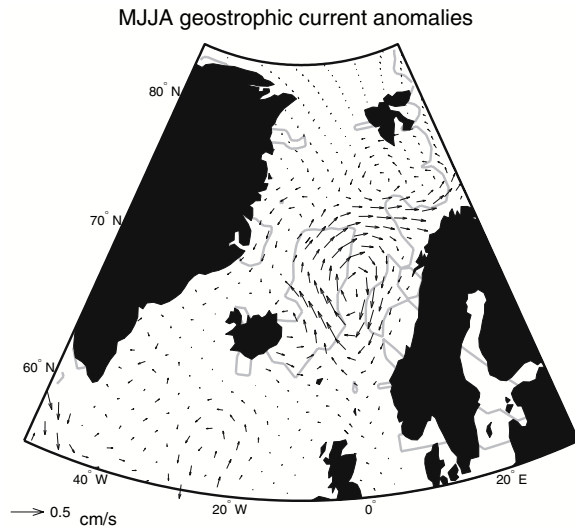
**Fig. 8** Idem Fig. 7 but for a sea surface salinity trend, **b** net sea ice melting freshwater flux, **c** net sea ice melting equivalent freshwater flux deduced from the ocean-ice heat flux. **d** Sea level pressure. Contours interval: **a** 25 mm/month, **b** 20 mm/month, **c** 20 mm/month, **d** 0.2 hPa. A positive term in **a**, **b**, **c** contributes to an increase in salinity. Sea ice velocity anomalies, expressed in cm/s, are superimposed in **b** where the anomalies in sea ice melting are significant at the 95% confidence level. Wind speed anomalies, expressed in m/s, are superimposed in **d**. White contours in **a** and **b** delineate regions where the anomaly is significant at the 95% confidence level (bootstrap test) and in **d** they delineate regions where the anomaly of at least one component of the wind stress is significant at the 95% confidence level (bootstrap test)



insulated from the solar radiation by the ice cover, which explains the increase in surface net solar heat flux. Furthermore, at the ice edge, sea ice melts as it is contact with warm water, contributing to cooling down the ocean surface. This cooling is reduced if sea ice concentration decreases. Furthermore, the Ekman currents toward the Greenland coast transports heat from the North Atlantic drift toward the western part of the GIN seas. This effect

compensates the increase in sea ice melting in the western part and explains why there is no dipolar SST anomaly in the GIN seas (cooling in the west and warming in the east) but rather a broad warming with a maximum amplitude where sea ice concentration decreases.

Simultaneous to the ice drift, the strengthening of northerly winds from MJJA to JFMA causes an increasing Ekman transport of warm and saline waters from the



**Fig. 9** Idem Fig. 7 but for geostrophic current anomalies in MJJA, expressed in cm/s. Grey contours delineate regions where the anomaly of at least one component of the geostrophic current is significant at the 95% confidence level (bootstrap test)

eastern to the western GIN Seas (see Fig. 10a). This term partly redistributes the salinity anomaly toward the western part of the convection site especially during SON and JFMA when the sea ice melting anomalies are strongest. Accompanying the stronger than average northerly winds, dry and cold air is advected toward the GIN Seas, which leads to an increase in evaporation in the eastern convection part (see Fig. 10b) explaining about 20% of the SSS trend in JFMA. Half of this increase in evaporation is compensated by an increase in precipitation (see Fig. 10c). The last term composing the freshwater budget is the geostrophic advection shown in Fig. 10e. A cyclonic oceanic circulation anomaly in the southern GIN Seas (not shown) favours the geostrophic transport of North-Atlantic saline waters toward the southeastern part of the convection site, whereas the geostrophic southward transport of freshwater to the western part of the site damps out the salinity anomaly in this area.

To summarize the mechanism, the variability of the sea ice edge position is a key factor that shapes the variability of convection in the GIN Seas. As sea ice drifts away from the convection site, the fresh water input due to the melting of sea ice decreases, generating a positive SSS anomaly. This SSS anomaly favours the deepening of convection. The mechanism involves stronger than average northerly winds over the GIN Seas, which tend to drag sea ice toward the Greenland coast or westward advection of sea ice by geostrophic currents. This mechanism linking the variability of sea ice and convection in the GIN Seas is locally forced in CNRM-CM3 contrary to previous suggested

mechanism, which involved the variability of the fresh-water content of the Arctic Ocean.

### 3.2.3 Irminger sea

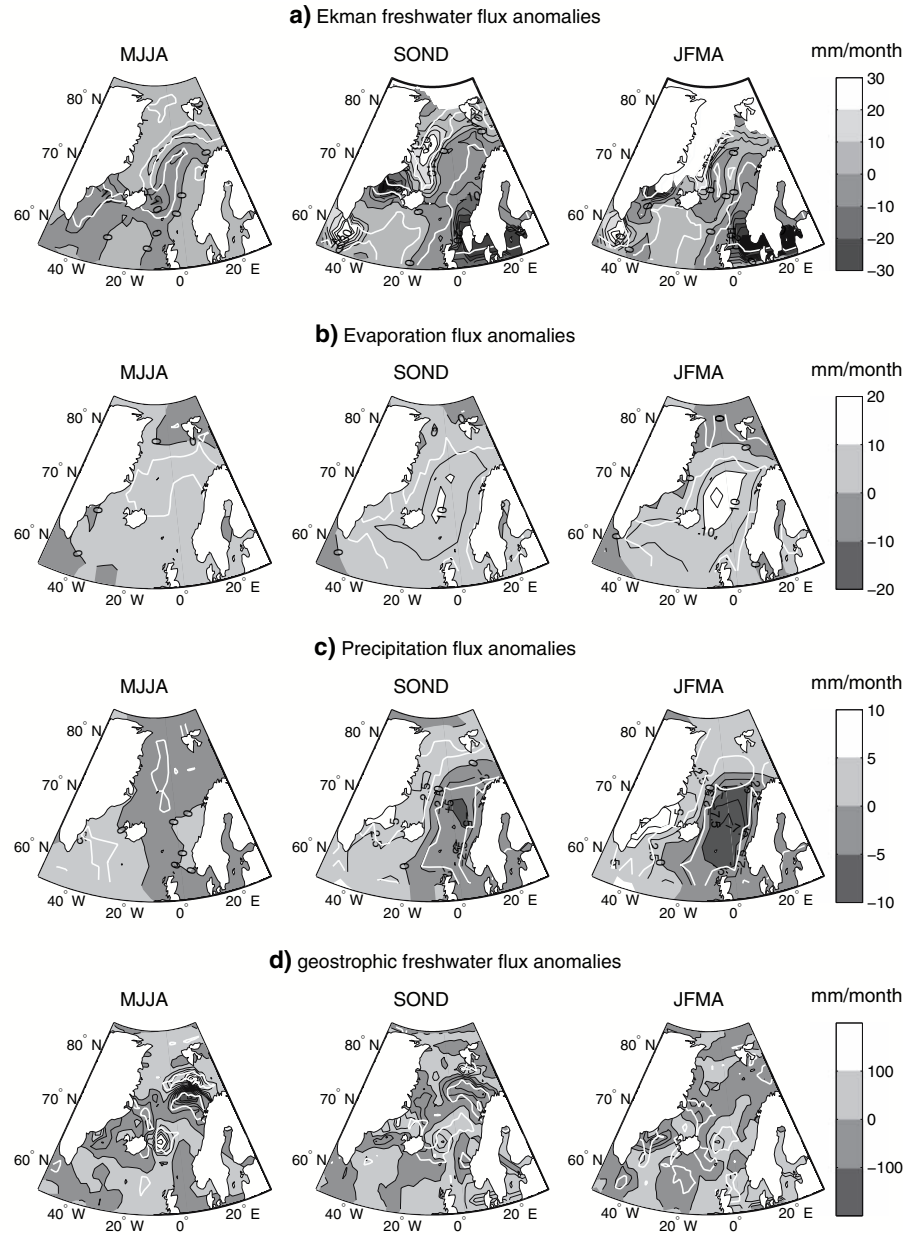
Figure 11b and c show a SSS increase and SST decrease reaching respectively 0.05 psu and 0.1°C (JFMA) during the deepening of convection in the western part of the convection site and a SST decrease reaching 0.3°C (JFMA) in its eastern part. No significant signal is found in the deep layers prior to the deepening of the mixed layer that can explain a destabilization of the water column. Convective anomalies forced by both thermal and haline processes in the Irminger Sea were also suggested by Mignot and Frankignoul (2005).

Figure 12 show the heat budget in each grid point in the upper 100 m for SON and JFMA in order to investigate the processes involved in the destabilization of the water column in the convection site. The SST trend, converted in  $W/m^2$ , during SON and JFMA is shown in Fig. 12a. All contributions to this trend are expressed in  $W/m^2$  with the same convention: a negative term contributes to a cooling. The main factor explaining this SST trend is the non solar heat flux toward the ocean shown in Fig. 12b. This term amounts to between once and twice the SST trend. The increase in the heat flux to the atmosphere is due to the strengthening of northerly winds (see Fig. 13). Stronger northerly winds transport cold air toward this area, which favours the loss of heat of the ocean to the atmosphere. The main role of the surface heat fluxes in the development of SST anomalies found in our simulation is consistent with Spall (1993) and Frankignoul et al. (2002) studies that showed the weak impact of heat advection. However, the Ekman advection of warm North-Atlantic waters toward the convection site moderates the negative SST trend in SON and also in JFMA in the eastern part (see Fig. 12c). The wind anomalies are northeasterly during SON but northwesterly during JFMA. Therefore, warmer North Atlantic waters are advected to the convection site during SON and to its eastern part during JFMA but cooler waters from the Denmark Strait are advected in its western part during JFMA. This last term contributes up to 50% of the negative SST trend in the western part in JFMA. Finally, geostrophic heat advection also contributes to damping the negative SST trend in the western part and to intensifying this trend in the eastern part (see Fig. 12d).

Figures 14 and 15 show the contributions from the different terms to the SSS trend shown in Fig. 14a. Saline North Atlantic waters are advected to the western convection site during SON but fresher water from the Denmark Strait are advected during JFMA. This term amounts to 60% of the positive SSS trend in SON (Fig. 14b) and

# Un mécanisme de variabilité interannuelle de la circulation thermohaline en A-12 Atlantique Nord dans un modèle couplé global de circulation générale

**Fig. 10** Idem Fig. 1 for a Ekman freshwater advection, b evaporation, c precipitation, d geostrophic freshwater advection. Contours interval: a 5 mm/month, b 5 mm/month, c 2.5 mm/month, d 25 mm/month. A positive term contributes to an increase in salinity. White contours delineate regions where the anomaly is significant at 95% confidence level (bootstrap test)

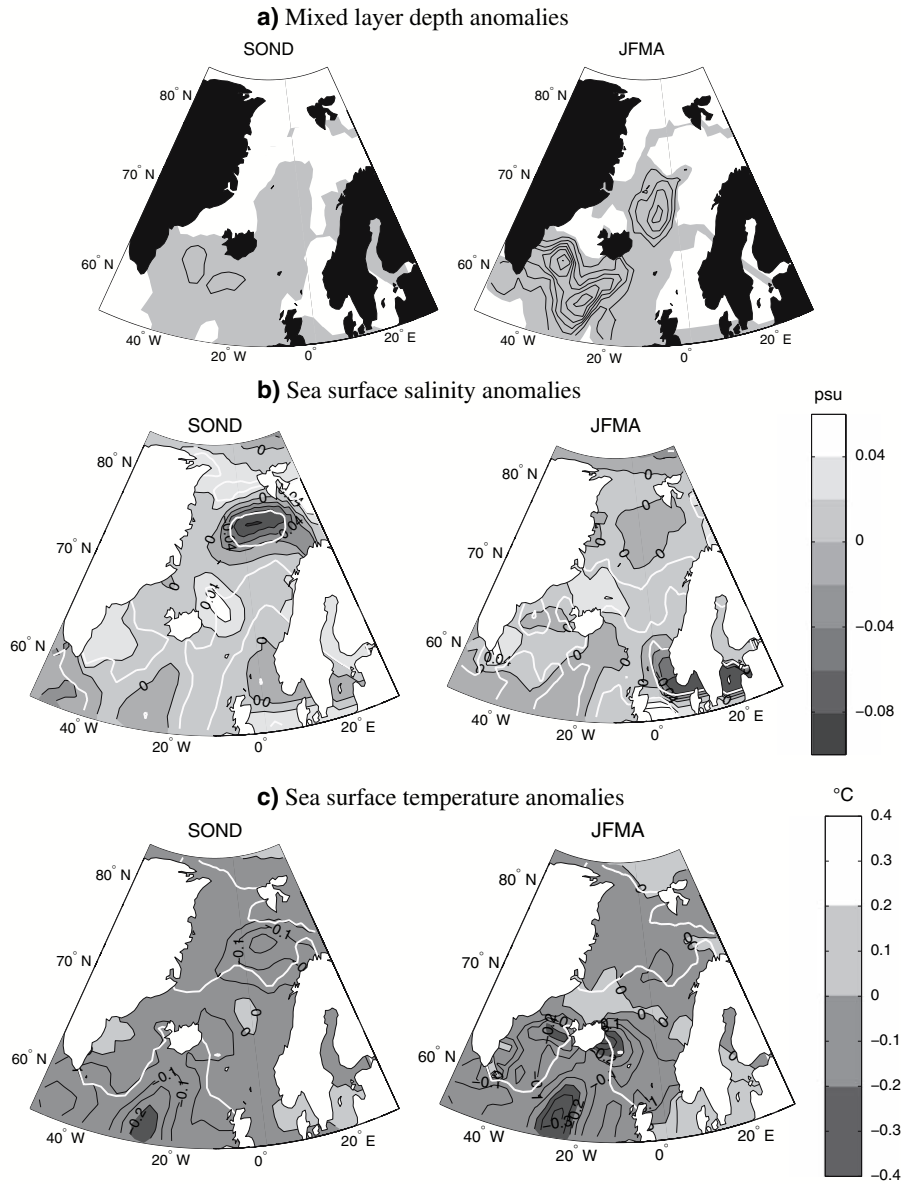


constitutes the main factor in the formation of the salinity anomaly. As northerly winds transport dry and cold air to this area, evaporation increases and precipitation decreases (see Fig. 14c, d). These terms each represent 20% of the SSS trend in SON. They are partly balanced by the downward advection of salty water confined to the Greenland coast, which corresponds to a negative trend amounting to half the total SSS trend in SON (see Fig. 15a). Finally, as a cyclonic oceanic circulation anomaly develops around the convection site, the

geostrophic transport of saline waters from the northern North Atlantic redistributes the upper layers freshwater content in the convective area (Fig. 15b).

To conclude, the variability of convection in the Irminger site is driven by a local atmospheric forcing. The stronger than average northerly winds in the Irminger Sea favour an increase in the deep-water formation rate. The link between northerly winds anomalies and Irminger Sea convection variability is consistent with the results from Bentsen et al.'s (2004).





**Fig. 11** Regression upon December to April mean MLD in the Irminger Sea box as defined on Fig. 3 for the three period: May to August (*MJJA*), September to October (*SOND*) and January to April (*JFMA*) of the linearly detrended: **a** mixed layer depth, **b** sea surface

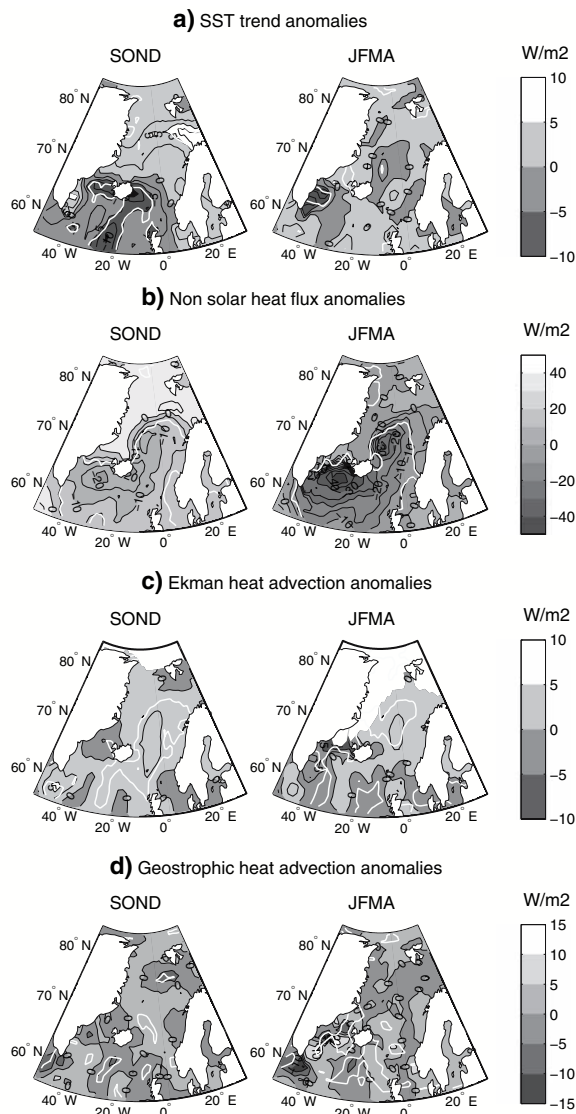
salinity, **c** sea surface temperature. Contours interval: **a** 50 m, **b** 0.02 psu, **c** 0.05°C. *White contours* delineate regions where anomalies are significant at 95% confidence level (bootstrap test)

### 3.2.4 Simultaneity between the intense convective events in the GIN and Irminger seas

Figure 7a shows that when the mixed layer deepens in the GIN Seas, it also deepens in both parts of the Irminger Sea. The SSS increases in the western Irminger site and the SST decreases in the entire Irminger Sea (Fig. 7b, c). Furthermore, Fig. 11a and b show that when the mixed layer

deepens in the Irminger Sea, a deepening of the mixed layer also occurs and a SSS anomaly pattern builds up in the southern GIN Seas. A comparison of the components of the freshwater budget regressed upon the Irminger and GIN Seas MLD (Figs. 8, 10, 12, 14, 15) reveals many similarities between the two regions. The correlation between GIN and Irminger Seas winter (DJFMA) MLD reaches 0.45 and is significant at the 95% level. The simultaneous variability

# Un mécanisme de variabilité interannuelle de la circulation thermohaline en A-14 Atlantique Nord dans un modèle couplé global de circulation générale



**Fig. 12** Idem Fig. 11 but for **a** sea surface temperature trend, **b** non solar heat flux, **c** Ekman heat advection, **d** geostrophic heat advection. Contours interval: **a** 2.5 W/m<sup>2</sup>, **b** 5 W/m<sup>2</sup>, **c** 2.5 W/m<sup>2</sup>, **d** 5 W/m<sup>2</sup>. A negative term contributes to a cooling

in both convection sites is locally forced by strong northerly winds. This simultaneity between deep-water formation anomalies in both regions was also pointed out by Dong and Sutton (2005). Among the events for which the winter (DJFMA) MLD exceeds its mean by one standard deviation in each convection site in CTL (36 for the GIN Seas and 30 for the Irminger Sea), 14 are simultaneous.

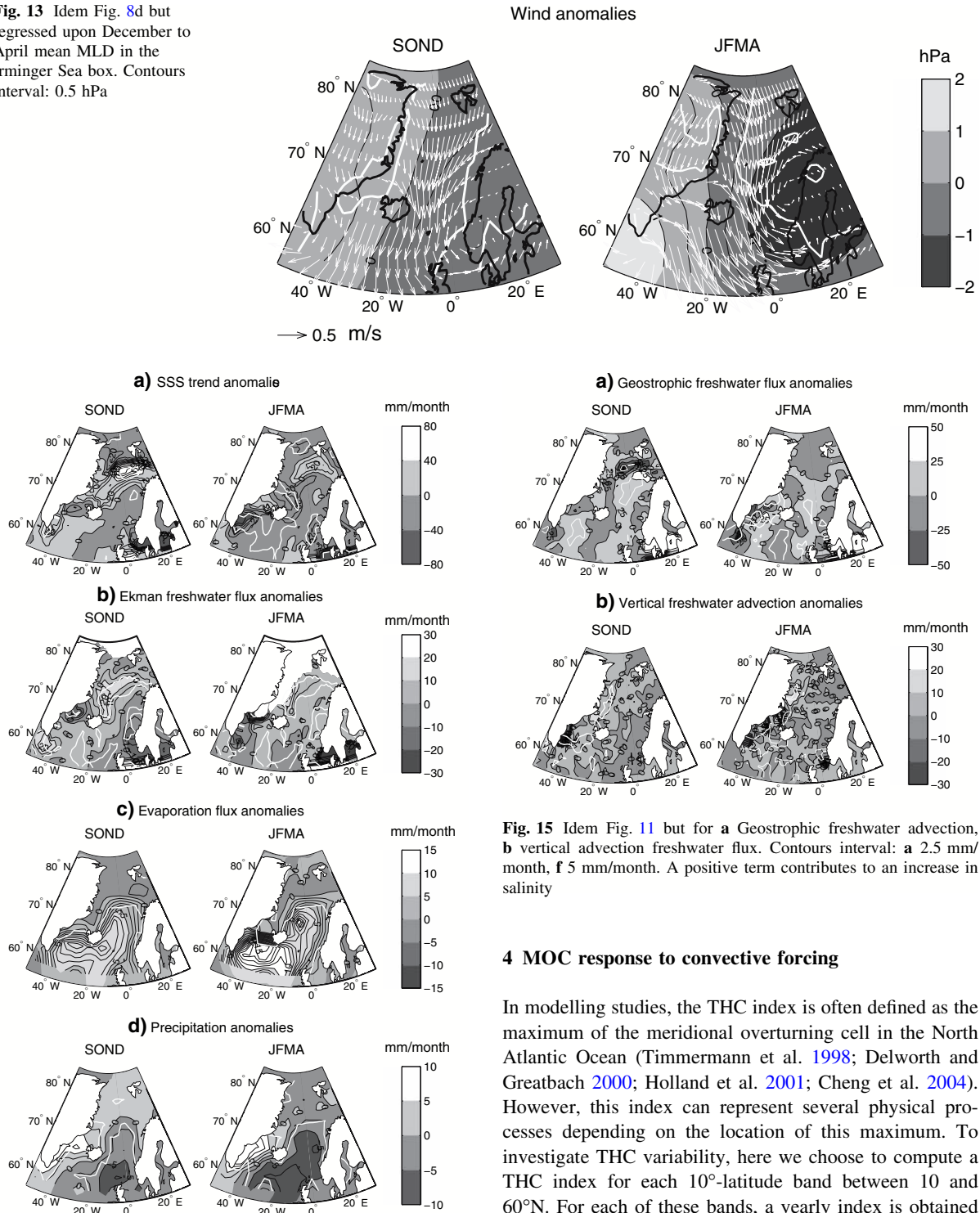
To further investigate the realism of such a mechanism, we extended our investigation to SLP, SST and sea ice

concentration reanalysed data from ECMWF over the 1958–2001 period. A mean SOND SLP composite was computed from the 14 simultaneous intense convective events mentioned above. This composite (not shown) consists of a dipolar SLP pattern between Greenland and Scandinavia similar to those shown in Figs. 9 and 13. This pattern was first normalized inside the 40°W–20°E, 45–90°N domain. Then, an index was computed by projecting the reanalysed SOND SLP over this normalized SLP composite pattern inside the 40°W–20°E, 45–90°N domain. Winters for which this index exceeds its mean by one standard deviation were selected to compute composites of ECMWF data plotted in Fig. 16. As expected, the mean SLP anomalies obtained from the set of eight selected winters are associated with stronger than average northerly winds over the Irminger and GIN Seas convection sites (see Fig. 16a).

Among this ensemble of winters, only those occurring after 1973, i.e. a subset of only four winters, are selected to compute the corresponding composite of sea ice fraction anomalies shown in Fig. 16b). The reason for such a restriction is that sea ice concentration data are more reliable from 1973 as they are derived from global satellite measurements. The stronger than average northerly winds are associated with a decrease in sea ice concentration over the convection site and a slight increase along the Greenland coast. Even if the size of this subset is small, observational features are consistent with the mechanism suggested above from numerical simulations. Note that we do not intend to validate the suggested mechanism as the selected ensemble is too small but only to check that observational features are consistent with our results.

The composite of SST anomalies computed from the set of eight winters is shown in Fig. 16c. During these winters, a warming occurs in the southern and north-eastern GIN Seas while a cooling occurs in the rest of GIN Seas. The area where the warming takes place does not exactly correspond to the convection area. The surface layers are warmed up by the increase in solar heat flux and the decrease in ocean-ice heat flux and cooled down by the increase in non solar heat flux toward the atmosphere. These competing effects affecting the heat budget in the GIN Seas do not lead to the same SST trend in the model and in the ECMWF data: the increase in non solar heat flux toward the atmosphere overcompensates the other terms in the ECMWF-data but not in CNRM-CM3. Figure 16 also shows a cooling too far south of the Irminger eastern convection site. Thus, observations do not yield exactly the same results as numerical simulations data but this analysis highlights strong similarities.

**Fig. 13** Idem Fig. 8d but regressed upon December to April mean MLD in the Irminger Sea box. Contours interval: 0.5 hPa



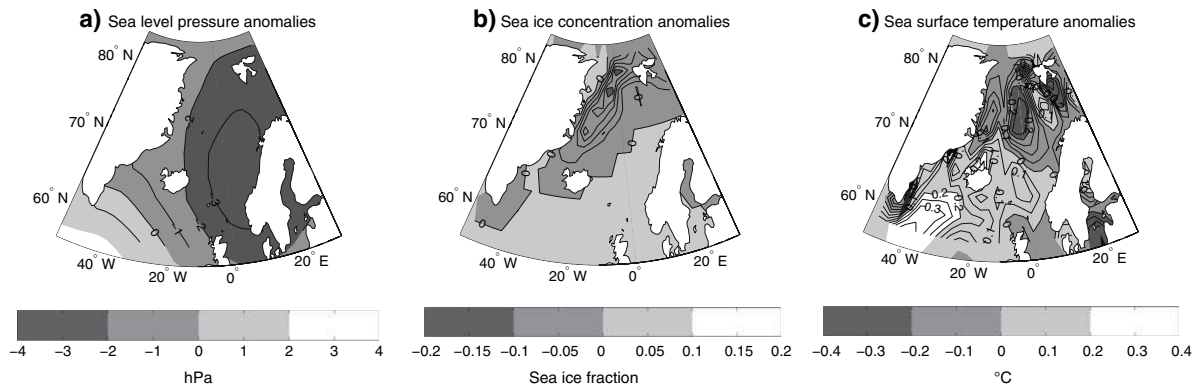
**Fig. 14** Idem Fig. 11 but for **a** sea surface salinity trend, **b** Ekman freshwater advection, **c** evaporation, **d** precipitation. Contours interval: **a** 10 mm/month, **b** 5 mm/month, **c** 1 mm/month, **d** 2.5 mm/month. A positive term contributes to an increase in salinity

**Fig. 15** Idem Fig. 11 but for **a** Geostrophic freshwater advection, **b** vertical advection freshwater flux. Contours interval: **a** 2.5 mm/month, **b** 5 mm/month. A positive term contributes to an increase in salinity

#### 4 MOC response to convective forcing

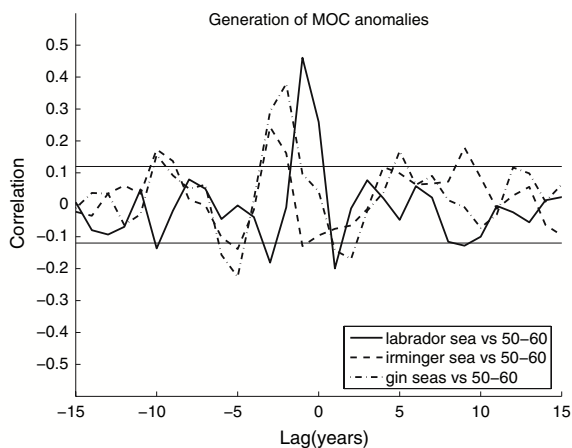
In modelling studies, the THC index is often defined as the maximum of the meridional overturning cell in the North Atlantic Ocean (Timmermann et al. 1998; Delworth and Greatbach 2000; Holland et al. 2001; Cheng et al. 2004). However, this index can represent several physical processes depending on the location of this maximum. To investigate THC variability, here we choose to compute a THC index for each 10°-latitude band between 10 and 60°N. For each of these bands, a yearly index is obtained by selecting the maximum of the annual-average meridional overturning streamfunction. Note that the correlation of the first principal component (PC1) of the Atlantic Meridional Overturning Streamfunction with the 10–20°N

# Un mécanisme de variabilité interannuelle de la circulation thermohaline en A-16 Atlantique Nord dans un modèle couplé global de circulation générale

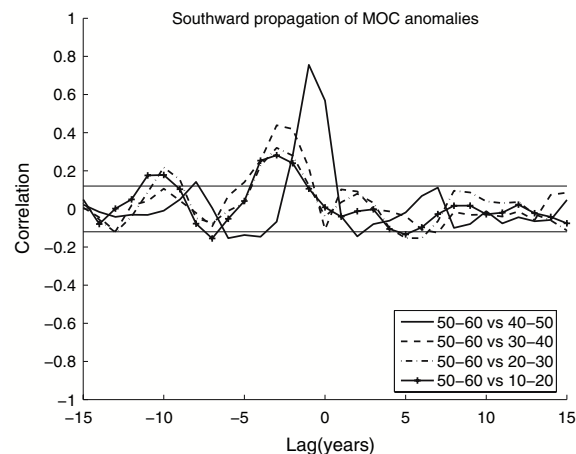


**Fig. 16** Composites of SOND: **a** SLP anomalies, **b** sea ice fraction anomalies, **c** SST anomalies during SOND extrema (anomaly exceeding one standard deviation) of the projection of SLP from

ECMWF (1958–2001) over a pattern representative of those shown in Figs. 9 and 13 (see details in text). Only data from 1973 were used in **b**. Contour intervals: **a** 1 hPa, **b** 0.01, **c** 0.05°C



**Fig. 17** Lagged correlation of the 50–60°N MOC index with the Labrador (*bold continuous*), Irminger (*dashed*) and GIN Seas (*dotted-dashed*) linearly detrended MLD. Negative lags means the MOC index is lagging. The *horizontal continuous line* gives the 95% confidence level obtained from a bootstrap test



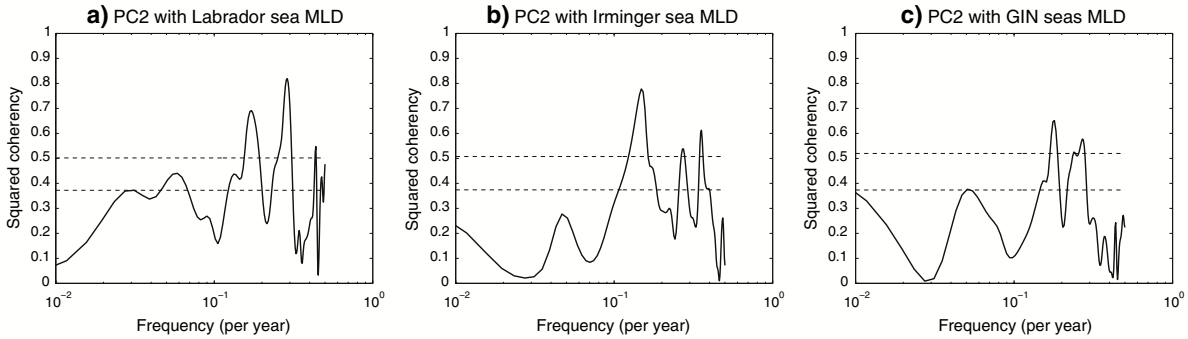
**Fig. 18** Lagged correlation of the 50–60°N MOC index with the 40–50°N (*bold continuous*), the 30–40°N (*dashed*), the 20–30°N (*dot-dashed*) and the 10–20°N (*continuous with crosses*) MOC indexes. Negative lags means the 50–60°N MOC index is leading. The *horizontal continuous line* gives the 95% confidence level obtained from a bootstrap test

and 20–30°N indexes are as high as 0.77 and 0.79, respectively. The second principal component (PC2) correlates very well with the 40–50°N index (0.87), all correlations being significant at the 95% level. Computing several indexes is justified by the need to separate the different physical processes involved in THC variability.

Figure 17 shows the correlation between the 50–60°N index and the annual-mean MLD in each convection site. The correlation is maximum at lags 1, 2 and 3 years reaching respectively 0.46, 0.38 and 0.25 for the Labrador, GIN and Irminger Seas MLD. All these correlations are significant at the 95% level. A convection deepening in the northern North Atlantic Ocean generates a MOC anomaly at high latitudes. Each convection site drives a part of the MOC variability in the northern North Atlantic.

Figure 18 shows the correlation between the 50–60°N index and each other latitude band index. The correlation is maximum at lags 1, 3, 3, and 3 years reaching, respectively, 0.76, 0.44, 0.32 and 0.25 for the 40–50°N, 30–40°N, 20–30°N and 10–20°N indexes. All these correlations are significant at the 95% level. Moreover, the lagged correlation with the 50–60°N index increases first for the 30–40°N MOC index, then for the 20–30°N index and finally for the 10–20°N index, suggesting a southward propagation. This propagation mechanism was already suggested by Mignot and Frankignoul (2005) and Dong and Sutton (2005).

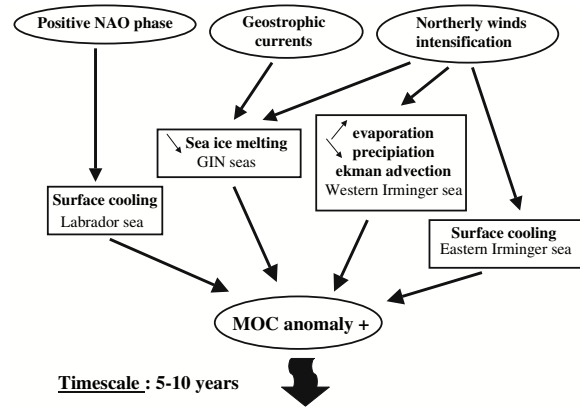
Figures 17 and 18 show periodic significant peaks at the 95% level in the lagged correlations with the 50–60°N



**Fig. 19** Continuous line: squared coherency spectra of the PC2 of the annual-averaged meridional overturning streamfunction with preceding linearly detrended winter (December–April) MLD in: **a** Labrador,

**b** Irminger and **c** GIN Seas. Spectra were computed by means of the Welch’s averaged periodogram method. Dotted line: 99 and 95% confidence level given by a moving blocks bootstrap test

index, the time period varying from 5 to 10 years. Spectral correlations (see Fig. 19) of the second principal components of the Atlantic meridional overturning streamfunction with the MLD in each convection site were computed. The squared coherency between MLD and PC2 reaches 70, 80 and 65%, for respectively the Labrador, Irminger and GIN Seas in the 5–10 year-timescales band, the PC2 lagging the MLD by 3–4 years. All peaks are significant at the 95% level. Similar conclusions can be drawn from the spectral correlations of PC1 with the MLD in the Irminger and GIN Seas (not shown) despite lower squared coherency, the PC1 lagging the MLD by 5–6 years. These features highlight a preferred period of 5–10 years of this propagation mechanism.



**Fig. 20** A summary of the mechanisms suggested in this study

## 5 Conclusion

In this study, we have drawn a complete analysis of the main processes involved in the variability of ocean convection in the northern high latitudes in the CNRM-CM3 global atmosphere–ocean–sea-ice coupled model. This work was based on the preindustrial control simulation performed for the IPCC AR4 (CTL). Heat and freshwater budgets in the convective areas allowed to diagnose the main terms responsible for the destabilization of the water column. Then, the impact of ocean convection variability on the MOC was quantified.

Figure 20 summarizes the links between the processes controlling the variability of ocean convection and MOC in CTL. As already suggested by a wide range of study (Dickson et al. 1996; Curry et al. 1998; Eden and Willebrand 2001; Bentsen et al. 2004), it appears that convection variability in the Labrador Sea is mainly controlled by the NAO in CTL. Concerning the variability of the Irminger and GIN Seas convection, we suggest a new atmosphere/sea ice/ocean coupled mechanism. Prevailing northerly winds in the North-Atlantic high latitudes favour

simultaneous intense convective events in the GIN and Irminger Seas. These stronger than average northerly winds drag the ice edge toward the Greenland coast in the GIN Seas, reducing the input of freshwater due to sea ice melting over the convective area. Combined with the Ekman transport of saline Atlantic water, a positive salinity anomaly forms and increases convection in the GIN Seas. Some events are preconditioned in summer by the transport of sea ice by geostrophic currents toward the Greenland coast. Additionally, northerly winds transport dry and cold air to the Irminger Sea, increasing evaporation and reducing precipitation. In association with the Ekman transport of saline Atlantic waters, the surface salinity increases in the western Irminger Sea. Together with positive salinity anomalies in the GIN and western Irminger Seas, a cooling and a strengthening of convection occur in the eastern Irminger Sea as the ocean-to-atmosphere heat flux increases. In CTL, the interaction between sea ice and ocean convection variability does not involve any Fram Strait ice and oceanic freshwater transport variability but only a local forcing.

# Un mécanisme de variabilité interannuelle de la circulation thermohaline en A-18 Atlantique Nord dans un modèle couplé global de circulation générale

The increase in deep water formation rate generates a MOC anomaly in the northern high latitudes, which propagates southward. This anomaly reaches 45°N about 3–4 years later and 20°N 5–8 years later. Similar propagation of MOC anomaly was previously found by Mignot and Frankignoul (2005) and Dong and Sutton (2005). Oceanic convective activity and thermohaline circulation interact on timescales of 5–10 years.

To further investigate the sensitivity of THC to the mean North Atlantic climate, similar statistical analyses of ocean convection variability were conducted on climate change experiments. These analyses show that despite the reduction of the North-Atlantic convective activity the northerly wind forcing of simultaneous variability in the Irminger and GIN Seas is rather robust toward climate change. Results about the changes in MOC mean state due to global warming are presented in the second part of this paper.

**Acknowledgments** This work was carried out in the framework of a PhD thesis at the Centre National de Recherches Météorologiques, Toulouse, funded by Météo-France and the Commissariat à l’Energie Atomique (CEA). The authors wish to thank Pascal Terray and Eric Maissonave for the availability of their statistical package STATPACK and Fabrice Chauvin for his help about Hayashi spectral analyses. Marc Lucas and Clotilde Dubois are greatly acknowledged for their careful reading of the manuscript. This study was supported by the European Commission’s 6th Framework Programme (ENSEMBLES, contract GOCE-CT-2003-505539).

## References

- Aagaard K, Carmack EC (1989) The role of sea ice and other fresh water in the Arctic circulation. *J Geophys Res* 94:14485–14498
- Bacon S, Gould WJ, Jia Y (2003) Open-ocean convection in the Irminger Sea. *Geophys Res Lett* 30:1246. doi:10.1029/2002GL016271
- Bentsen M, Drange H, Furevik T, Zhou T (2004) Simulated variability of the Atlantic meridional overturning circulation. *Clim Dyn* 22:701–720
- Bjerknes J (1964) Atlantic air–sea interaction. *Advances in geophysics*, vol 10. Academic, New York, pp 1–82
- Blanke B, Delecluse P (1993) Variability of the tropical Atlantic Ocean simulated with a general circulation model with two different mixed layer physics. *J Phys Oceanogr* 23:1363–1388
- Broecker WS (1987) The biggest chill. *Nat Hist Mag* 96:74–82
- Broecker WS (1991) The great ocean conveyor. *Oceanography* 4:78–89
- Chapelon N, Douville H, Kosuth P, Oki T (2002) Off-line simulation of the Amazon water balance: a sensitivity study with implications for GSWP. *Clim Dyn* 19:141–154
- Cariolle D, Déqué M (1986) Southern hemisphere medium-scale waves and total ozone disturbances in a spectral general circulation model. *J Geophys Res* 91:10825–10846
- Cariolle D, Lasserre-Bigory A, Royer J-F, Geleyn J-F (1990) A general circulation model simulation of the springtime Antarctic ozone decrease and its impact on mid-latitudes. *J Geophys Res Atmos* 95:1883–1898
- Chapman WL, Walsh JE (2007) Simulations of Arctic temperature and pressure by global coupled models. *J Clim* 20:609–632
- Cheng W, Bleck R, Rooth C (2004) Multi-decadal thermohaline variability in an ocean–atmosphere general circulation model. *Clim Dyn* 22:537–590
- Clark PU, Pisias NG, Stocker TF, Weaver AJ (2002) The role of the thermohaline circulation in abrupt climate change. *Nature* 415:863–869
- Clarke RA, Gascard JC (1983) The formation of Labrador Sea water. Part I: large-scale processes. *J Phys Oceanogr* 13:1764–1778
- Cayan DR (1992a) Latent and sensible heat flux anomalies over the northern oceans: driving the sea surface temperature. *J Phys Oceanogr* 22:859–881
- Cayan DR (1992b) Latent and sensible heat flux anomalies over the northern oceans: the connection to monthly atmospheric circulation. *J Clim* 5:354–369
- Curry RG, McCartney MS, Joyce TM (1998) Oceanic transport of subpolar climate signals to mid-depth subtropical waters. *Nature* 391:575–577
- De Boyer Montégut C, Madec G, Fischer AS, Lazar A, Iudicone D (2004) Mixed layer depth over the global ocean: an examination of profile data and a profile-based climatology. *J Geophys Res* 109:C12003. doi:10.1029/2004JC002378
- Delworth T, Greatbatch R (2000) Multidecadal thermohaline circulation variability driven by atmospheric surface flux forcing. *J Clim* 13:1481–1495
- Delworth T, Manabe S, Stouffer RJ (1997) Multidecadal climate variability in the Greenland Sea and surrounding regions: a coupled model simulation. *Geophys Res Lett* 24:257–260
- Déqué M, Braun A, Piedelievre J-P, Marquet P, Dandin P, Guérémy J-F, Geleyn J-F, Bazile E, Piriou J-M, Yessad K, Courtierand P, Rochas P (1999) ARPEGE version 3, documentation algorithmique et mode d’emploi (in French, available from CNRM/GMGEC, Météo-France, 42 avenue G. Coriolis, 31057 Toulouse, France)
- Dickson RR, Lazier JJ, Meincke J, Rhines P, Swift J (1996) Long-term coordinated changes in the convective activity of the North Atlantic. *Prog Oceanogr* 38:241–295
- Douville H, Royer J-F, Mahfouf J-F (1995a) A new snow parametrization for the Météo-France climate model. Part I: Validation in stand-alone experiments. *Clim Dyn* 12:21–35
- Douville H, Royer J-F, Mahfouf J-F (1995b) A new snow parametrization for the Météo-France climate model. Part II: Validation in a 3-D GCM experiments. *Clim Dyn* 12:37–52
- Eden C, Willebrand J (2001) Mechanism of interannual to decadal variability of the North Atlantic circulation. *J Clim* 14:2266–2280
- Dong BW, Sutton RT (2002) Adjustment of the coupled ocean–atmosphere system to a sudden change in the thermohaline circulation. *Geophys Res Lett* 29(15):1728. doi:10.1029/2002GL015229
- Dong BW, Sutton RT (2005) Mechanism of interdecadal thermohaline circulation variability in a coupled ocean–atmosphere GCM. *J Clim* 18:1117–1135
- Frankignoul C, Kestenare E, Mignot J. (2002) The surface heat flux feedback. part II: direct and indirect estimates in the ECHAM4/OPA8 coupled GCM. *Clim Dyn* 19:649–655
- Ganachaud A (2003) Large-scale mass transports, water mass formation, and diffusivities estimated from World Ocean Circulation Experiment (WOCE) hydrographic data. *J Geophys Res* 108(C7):3213
- Ganachaud A, Wunsch C (2000) Oceanic meridional overturning circulation, mixing, bottom water formation rates and heat transport. *Nature* 408:453–456
- Ganachaud A, Wunsch C (2003) Large scale ocean and freshwater transports during the World Ocean Circulation Experiment. *J Clim* 16:696–705

- Gibelin AL, Déqué M (2003) Anthropogenic climate change over the Mediterranean region simulated by a global variable resolution model. *Clim Dyn* 20:327–339
- Gibson JK, Kallberg P, Uppala S, Hernandez A, Nomura A, Serrano E (1997) ERA description. ECMWF Reanalysis Project Report Series No.1. European Centre for Medium-range Weather Forecasts, Reading, 66 pp
- Gordon AL (1986) Inter-ocean exchange of thermocline water. *J Geophys Res* 91:5037–5046
- Goosse H, Sellen FM, Haarsma RJ, Opsteegh JD (2002) A mechanism of decadal variability of the sea-ice volume in the Northern Hemisphere. *Clim Dyn* 19:61–83
- Hirschi JM, Killworth PD, Blundell JR (2007) Subannual, seasonal and interannual variability of the North Atlantic meridional overturning circulation. *J Phys Oceanogr* (in press)
- Holland MM, Bitz CM, Eby M, Weaver AJ (2001) The role of ice-ocean interactions in the variability of the North Atlantic thermohaline circulation. *J Clim* 14:656–675
- Hunke EC, Dukowicz JK (1997) An elastic–viscous–plastic model for sea ice dynamics. *J Phys Oceanogr* 27:1849–1867
- Hunke EC, Lipscomb WH (2002) CICE: the Los Alamos sea ice model, documentation and software User’s Manual. T-3 Fluid Dynamics Group, Los Alamos National Laboratory, Tech Rep LACC-98–16 v.3
- Hurrell JW (1995) Decadal trends in the North Atlantic Oscillation: regional temperatures and precipitation. *Science* 269:676–679
- Jungclauss JH, Haak H, Latif M, Mikolajewicz U (2004) Arctic-North Atlantic interactions and multidecadal variability of the meridional overturning circulation. *J Clim* 18:4013–4031
- Knight JR, Allan RJ, Folland CK, Vellinga M, Mann ME (2005) A signature of persistent natural thermohaline circulation cycles in observed climate. *Geophys Res Lett* 32:L20708. doi: [10.1029/2005GL024233](https://doi.org/10.1029/2005GL024233)
- Köhl A (2005) Anomalies of meridional overturning mechanisms in the North Atlantic. *J Phys Oceanogr* 35:1455–472
- Kushnir Y (1994) Interdecadal variations in North Atlantic sea surface temperature and associated atmospheric conditions. *J Clim* 7:141–157
- Lavin AM, Bryden HL, Parrilla G (2003) Mechanisms of heat, freshwater, oxygen and nutrient transports and budgets at 24.5 N in the subtropical North Atlantic. *Deep-Sea Res I* 50:1099–1128
- Lazier J (1980) Oceanographic conditions at Ocean Weather Ship Bravo 1964–1974. *Atmos Ocean* 18:227–238
- Levitus S (1982) Climatological Atlas of the World Ocean, NOAA Professional Paper 13. US Dept of Commerce: National Oceanic and Atmospheric Administration
- Madec G, Chartier M, Crépon M (1991a) Effect of thermohaline forcing variability on deep water formation in the Northwestern Mediterranean Sea: a high resolution three-dimensional study. *Dyn Atmos Oceans* 15:301–332
- Madec G, Chartier M, Delecluse P, Crépon M (1991b) A-three dimensional numerical study of deep water formation in the Northwestern Mediterranean Sea. *J Phys Oceanogr* 21:1349–1371
- Madec G, Delecluse P, Imbard M, Lévy C (1998) OPA version 8.1 Ocean General Circulation Model Reference Manual, Notes du Pôle de Modélisation, Institut Pierre-Simon Laplace, n°11, 91 pp [Available from Laboratoire d’Océanographie Dynamique et de Climatologie, Université Paris VI, Paris 75252, France.]
- Mahfouf JF, Manzi A, Noilhan J, Giordani H, Déqué M (1995) The Land Surface Scheme ISBA within the Météo-France Climate Model ARPEGE. Part I. Implementation and Preliminary Results. *J Climate* 8:2039–2057
- Manabe S, Stouffer RJ (1999) The role of the thermohaline circulation in climate. *Tellus* 51:91–109
- Manabe S, Stouffer RJ (2000) Study of abrupt climate change by a coupled ocean–atmosphere model. *Quat Sci Rev* 19:285–299
- Marshall J, Johnson H, Goodman J (2001) A study of the interaction of the North Atlantic Oscillation with the ocean circulation. *J Clim* 14:1399–1421
- Masson V, Champeaux J-L, Chauvin F, Meriguet C, Lacaze R (2003) A global database of land surface parameters at 1-km resolution in meteorological and climate models. *J Clim* 16:1261–1282
- Mauritzen C, Häkkinen S (1997) Influence of sea ice on the thermohaline circulation in the Arctic-North Atlantic ocean. *Geophys Res Lett* 24:3257–3260
- Mauritzen C, Häkkinen S (1999) On the relationship between dense water formation and the Meridional Overturning Cell in the North Atlantic Ocean. *Deep Sea Res* 46:877–894
- Mignot J, Frankignoul C (2005) On the variability of the Atlantic meridional overturning circulation, the NAO and the ENSO in the Bergen Climate Model. *J Clim* 18:2361–2375
- Oki T, Sud YC (1998) Design of total runoff integrating pathways (TRIP). *A global river channel network. Earth Interact* 2:1–37
- Oki T, Wishimiyra T, Dirmeyer P (1999) Assessment of annual runoff from land surface models using Total Runoff Integrating Pathways (TRIP). *J Meteorol Soc Japan* 77:235–255
- Paulson CA, Simpson JJ (1977) Irradiance measurements in the upper ocean. *J Phys Oceanogr* 7:952–956
- Pickart RS, Spall MA, Ribergaard MH, Moore GWK, Milliff RF (2003) Deep convection in the Irminger Sea forced by the Greenland tip jet. *Nature* 424:152–156
- Rahmstorf S (2002) Ocean circulation and climate during the past 120000 years. *Nature* 419:207–214
- Rudels B, Quadfasel D, Friedrich H, Houssais M (1989) Greenland Sea convection in the winter of 1987–1988. *J Geophys Res* 94:3223–3227
- Salas-Mélia D (2002) A global coupled sea ice-ocean model. *Ocean Model* 4:137–172
- Salas-Mélia D, Chauvin F, Déqué M, Douville H, Guérémy JF, Marquet P, Planton S, Royer JF, Tyteca S (2005) Description and validation of the CNRM-CM3 global coupled model, CNRM technical report 103 [Available from CNRM/GMGEC, 42 ave. G.Coriolis, 31057 Toulouse, France or [http://www.cnrm.meteo.fr/scenario2004/paper\\_cm3.pdf](http://www.cnrm.meteo.fr/scenario2004/paper_cm3.pdf)]
- Schmitz WS, McCartney MS (1993) On the North Atlantic Circulation. *Rev Geophys* 31:29–49
- Schott F, Visbeck M, Fischer J (1993) Observations of vertical currents and convection in the central Greenland Sea during the winter of 1988–1989. *J Geophys Res* 98:14401–14422
- Seager R, Battisti DS, Yin J, Gordon N, Naik N, Clement AC, Cane MA (2002) Is the Gulf Stream responsible for Europe’s mild winters? *Quart J R Meteorol Soc B* 128:2563–2586
- Shaffrey L, Sutton R (2006) Bjerknes compensation and the decadal variability of the energy transports in a coupled climate model. *J Clim* 19:1167–1168
- Spall M (1993) Variability of sea surface salinity in stochastically forced systems. *Clim Dyn* 8:151–160
- Swingedouw D, Braconnot P, Marti O (2006) Sensitivity of the Atlantic Meridional Overturning Circulation to the melting from northern glaciers in climate change experiments. *Geophys Res Lett* 33:L07711. doi: [10.1029/2006GL025765](https://doi.org/10.1029/2006GL025765)
- Talley LD, Reid JL, Robbins PE (2003) Data-based meridional overturning streamfunctions for the global ocean. *J Clim* 19:3213–3226
- Terray L, Valcke S, Piacentini A. (1998) OASIS 2.2 User’s Guide and Reference Manual, TR/CMGC/98–05 [Available from CERF-ACS, 42 ave. G. Coriolis, 31057 Toulouse, France.]

## Un mécanisme de variabilité interannuelle de la circulation thermohaline en A-20 Atlantique Nord dans un modèle couplé global de circulation générale

---

- Thorndike AS, Rothrock DA, Maykut GA, Colony R (1975) The thickness distribution of sea ice. *J Geophys Res* 80:4501–4513
- Timmerman A, Latif M, Voss R, Grotzner A (1998) Northern Hemispheric interdecadal variability: a coupled air–sea mode. *J Clim* 11:1906–1931
- Trenberth KE, Caron JM (2001) Estimates of meridional atmosphere and ocean heat transports. *J Clim* 14:3433–3443
- Vellinga M, Wood R (2002) Global climatic impacts of a collapse of the Atlantic thermohaline circulation. *Clim Change* 54:251–267
- Vellinga M, Wu P (2004) Low-latitude fresh water influence on centennial variability of the thermohaline circulation. *J Clim* 17:4498–4511
- Vinje T (2001) Fram Strait ice fluxes and atmospheric circulation: 1950–2000. *J Clim* 14:3508–3517
- Von Storch JS, Müller P, Stouffer RJ, Voss R, Simon FB (2000) Variability of deep-ocean mass transport: spectral shapes and spatial scales. *J Clim* 13:1916–1935
- Wallace JM, Gutzler DS (1981) Teleconnections in the geopotential height field during the Northern Hemisphere winter. *Mon Wea Rev* 109:784–812
- Wu P, Gordon C (2002) Oceanic influence on North Atlantic climate variability. *J Clim* 15:1911–1925



## Annexe B

# Réponse au changement climatique de la circulation thermohaline en Atlantique Nord dans un modèle couplé de circulation générale

### Référence

**Guemas, V.**, Salas-Mélia, D., 2008, Simulation of the Atlantic Meridional Overturning Circulation in an Atmosphere-Ocean Global Coupled Model. Part II : A weakening in a climate change experiment : a feedback mechanism. *Climate Dynamics*, 30, 831-844. DOI : 10.1007/s00382-007-0328-8.



## 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

Virginie Guemas · David Salas-Mélia

Received: 5 April 2007 / Accepted: 6 October 2007  
© Springer-Verlag 2007

**Abstract** Most state-of-the art global coupled models simulate a weakening of the Atlantic meridional overturning circulation (MOC) in climate change scenarios but the mechanisms leading to this weakening are still being debated. The third version of the CNRM (Centre National de Recherches Météorologiques) global atmosphere-ocean-sea ice coupled model (CNRM-CM3) was used to conduct climate change experiments for the Intergovernmental Panel on Climate Change Fourth Assessment Report (IPCC AR4). The analysis of the A1B scenario experiment shows that global warming leads to a slowdown of North Atlantic deep ocean convection and thermohaline circulation south of Iceland. This slowdown is triggered by a freshening of the Arctic Ocean and an increase in freshwater outflow through Fram Strait. Sea ice melting in the Barents Sea induces a local amplification of the surface warming, which enhances the cyclonic atmospheric circulation around Spitzberg. This anti-clockwise circulation forces an increase in Fram Strait outflow and a simultaneous increase in ocean transport of warm waters toward the Barents Sea, favouring further sea ice melting and surface warming in the Barents Sea. Additionally, the retreat of sea ice allows more deep water formation north of Iceland and the thermohaline circulation strengthens there. The transport of

warm and saline waters toward the Barents Sea is further enhanced, which constitutes a second positive feedback.

**Keywords** Thermohaline circulation · Deep ocean convection · Global coupled model · Coupled mechanism · Climate change

### 1 Introduction

One of the fundamental issues of current climate research is to evaluate the consequences of global warming and possible climate feedbacks. In particular, the potential impacts of a weakened Atlantic meridional overturning circulation (MOC) have received much attention (Broecker 1987, 1997; Rahmstorf and Ganopolski 1999; Vellinga and Wood 2002). Recent observations suggested that a MOC weakening may have already started (Hansen et al. 2001; Dickson et al. 2002; Bryden et al. 2005). However, according to Schott et al. (2006) and Latif et al. (2006), it is premature to disentangle a negative MOC trend from variability, as the latter is not well documented yet. More over, new observational data obtained in the framework of the National Environmental Research Council (NERC) rapid climate change thematic program (Marotzke et al. 2002) reveal surprisingly strong high-frequency variability of the MOC (J. Marotzke, personal communication). In the framework of global warming, a crucial point is to assess to what extent the MOC may slow down during the next centuries and what the regional and global climate consequences of this slowdown may be (Vellinga and wood 2002).

The magnitude of the MOC slowdown in response to an increase in greenhouse gas concentrations varies from 0 to 50% of the preindustrial control rate among the different

---

V. Guemas (✉) · D. Salas-Mélia  
Centre National de Recherches Météorologiques/Groupe  
d'Etude de l'Atmosphère Météorologique (CNRM/GMGEC),  
Météo-France, CNRS, 31057 Toulouse Cedex, France  
e-mail: virginie.guemas@meteo.fr

V. Guemas  
Laboratoire des Sciences du Climat et de l'Environnement,  
UMR 1572, CEA-CNRS-UVSQ, Gif-sur-Yvette, France

atmosphere-ice-ocean global coupled models (Schmittner et al. 2005; Gregory et al. 2005). This can be partly explained by the different, model-dependent coupled mechanisms involved in MOC changes. Mikolajewicz and Voss (2000), Dai et al. (2005) and Bryan et al. (2006) attributed the reduction in sea surface density in the convection sites to a warming of the ocean surface. Dixon et al. (1999) considered the increase in precipitation in high latitudes to be the main forcing of the surface density changes. Thorpe et al. (2001) attributed 60% of the MOC weakening to thermal effects and 40% to haline effects. Latif et al. (2000) suggested that the increase in freshwater transport from the Atlantic to the Pacific Ocean would cause an increase in salinity in the North Atlantic compensating the temperature effect and would stabilise the MOC. A potential stabilisation of the MOC by salinity changes was supported by later studies of Gent (2001) and Sun and Bleck (2001) and Bleck and Sun (2004). Other model studies by Wood et al. (1999) and Hu et al. (2004) found that deep ocean convection is maintained in the GIN (Greenland-Iceland-Norwegian) Seas under global warming, but slows down in the other convection sites with a resulting MOC weakening. The lack of consensus about processes affecting MOC and North Atlantic deep convection in climate change scenarios implies a need for further analysis of its behaviour under global warming.

To contribute to this investigation, we present an analysis of experiments conducted in the framework of the IPCC AR4 with the third version of the CNRM global atmosphere-ocean-sea ice coupled model (CNRM-CM3). We focus on a transient simulation of the 1860–2100 period according to the IPCC special report on emission scenarios A1B scenario (SRES-A1B) and the following 200-year stabilisation experiment between 2100 and 2300. We aim at understanding the short-term response of the MOC to the greenhouse forcing. The MOC weakening south of Iceland is linked to an enhanced freshwater export through Fram Strait. We suggest a feedback loop mechanism mediated by the atmosphere response that links the sea ice melting in the Barents Sea to the Fram Strait outflow. Sensitivity experiments are conducted to validate this feedback loop.

The paper is organized as follows: Sect. 2 briefly describes the coupled model and the experiments. Section 3 assesses the physical processes involved in the weakening of MOC and ocean convection south of Iceland. A discussion and the conclusions of this study are presented in Sect. 4.

## 2 Model and experiments description

### 2.1 The CNRM-CM3 global coupled model

The model used in this study, CNRM-CM3 is based on the coupled core formed by ARPEGE-Climat version 3 AGCM

(atmosphere ocean general circulation model; Déqué et al. 1999, Gibelin and Déqué 2003) and OPA 8.1 (Madec et al. 1998). CNRM-CM3 also includes a sea ice model, GELATO2 (Salas-Mélia 2002), and the TRIP (total runoff integrated pathways) river routing scheme (Oki and Sud 1998; Chapelon et al. 2002). These components run on distinct grids and with different time steps and are coupled synchronously, exchanging information every 24 h through the OASIS coupling software (Terry et al. 1998). Its different components are briefly described in the following sections. Full details about CNRM-CM3 are given by Salas-Mélia et al. (2005).

In the framework of this study, ARPEGE-Climat was run on a horizontal grid corresponding to a linear T63 truncation (i.e. about  $2.8^\circ$  in horizontal resolution). The grid has 45 levels on the vertical, in order to correctly represent the atmospheric circulation in the lower stratosphere, where the maximum ozone concentration is encountered (Cariolle and Déqué 1986; Cariolle et al. 1990). In this version of ARPEGE, the direct effects of aerosols (sea salt, desert dust, black carbon and sulfates) are taken into account, but not their indirect effects. The ISBA soil-vegetation-atmosphere transfer model, described by Mahfouf et al. (1995) is included in ARPEGE-Climat. The total runoff computed by ISBA is converted into river discharge and transported to the ocean using the TRIP river routing scheme developed by T. Oki (Oki and Sud 1998; Chapelon et al. 2002).

The version of OPA8 OGCM used in CNRM-CM3 OPA OGCM has a horizontal grid of  $182 \times 152$  points, which roughly corresponds to a resolution of  $2^\circ$  in longitude, while in latitude, the grid point spacing decreases from about  $2^\circ$  in polar regions to  $0.5^\circ$  near the equator. The model has 31 vertical levels, ten of them within the upper 100 m, uses a  $z$ -coordinate mesh and runs with a time step of 5,760 s. OPA8.1 is used here as a rigid lid model. The vertical eddy diffusivity and viscosity of the model are computed by using a 1.5 TKE turbulent closure scheme (Blanke and Delecluse 1993), while in the horizontal, an isopycnal diffusion scheme is applied, with an eddy viscosity of  $40,000 \text{ m}^2/\text{s}$  for momentum and an eddy diffusivity equal to  $2,000 \text{ m}^2/\text{s}$  for tracers. Convective mixing is parameterized by the non-penetrative convective adjustment algorithm described by Madec et al. (1991a, b). Mixed layer depth is determined as the depth at which the density difference from the sea surface is  $0.01 \text{ kg/m}^3$ . The penetration of sunlight is formulated by means of two extinction coefficients (Paulson and Simpson 1977). The GELATO2 sea ice model (Salas-Mélia 2002) is directly embedded in OPA8. The elastic-viscous-plastic dynamics by Hunke and Dukowicz (1997) is included, and the advection of sea ice slabs is semi-lagrangian, as described by Hunke et al. (2002). GELATO2 has four different ice

thickness categories: 0–0.3, 0.3–0.8, 0.8–3 m and over 3 m. Every slab of ice is evenly divided into four vertical layers and may be covered with one layer of snow, for which snow ageing processes are considered. The heat diffusion equation is solved along the vertical (Salas-Mélia 2002) through the entire slab.

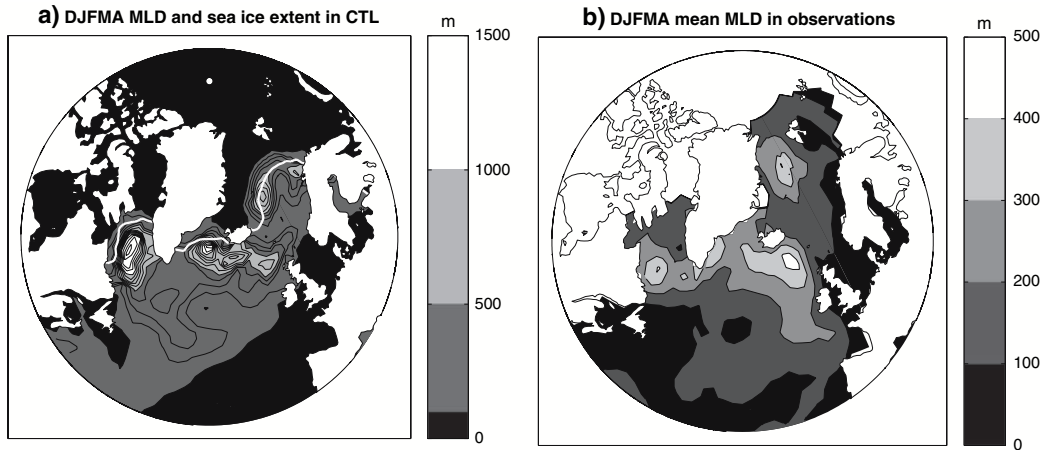
The impact of icebergs around the Antarctic is represented as additional water and latent heat fluxes due to the melting of ice. These fluxes are assumed to be evenly spread south of 60°S. This flux is applied only during the summer season (October–March) as a constant flux of ice of 0.14Sv over this period, which is both consistent with the modelled accumulation of snow over Antarctica and with current observational estimates of the annual volume of calved icebergs.

## 2.2 Experimental set up

In order to obtain an initial state for the global coupled system representing a modelled quasi-equilibrium of the preindustrial climate system, a 191-year spin-up experiment was run. This experiment was initialized from climatological data (Levitus 1982) and ocean and sea ice at rest, and the concentrations of all atmospheric forcing agents (greenhouse gases and aerosols) were estimates for 1860, representing preindustrial conditions (Salas-Mélia et al. 2005). Sea ice concentration was initialized from a climatology (Nomura and Grumbine, 1995, personal communication), while sea ice thickness in the Arctic and the Antarctic were respectively set equal to constant values of 3 and 1 m. The ocean salinity and temperature fields were relaxed toward climatologies during the first 20 years of the spin-up. Then the model was run for 171 years without any relaxation. During this spin-up experiment, the sea ice and surface ocean reach a steady state after respectively about 15 and 30 years. The end of this spin-up experiment was chosen to be the starting point to a 400-year preindustrial experiment, continuing the simulation with 1860 atmospheric forcing levels. The excessively cold climate simulated favours a gradual increase of the sea ice fraction in the GIN Seas. Sea ice covers an increasingly large part of the GIN Seas convection site. Hence, in order to limit the impact of this drift in sea ice extent in the GIN Seas, only the first 200 years of the simulation were retained and this 200-year experiment is denoted as CTL throughout the rest of this paper. During this selected period, the thermohaline circulation drift ( $-0.6\text{Sv}/\text{century}$ ) is negligible compared to its variability. Details about the validation of this experiment can be found in Salas-Mélia et al. (2005) and Guemas and Salas-Mélia (2007), the latter focusing on the North Atlantic area.

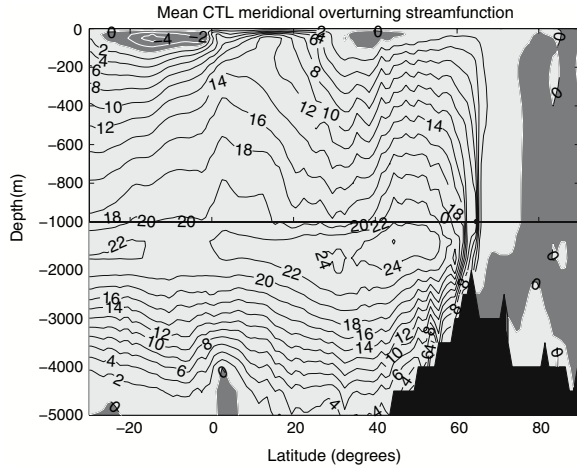
A brief description of the CTL experiment is given here. The main atmospheric patterns are correctly reproduced in CTL such as subtropical and polar anticyclones and mid-latitude lows but an excessively zonal circulation is generated in the North Atlantic. Concerning the ocean circulation, the model correctly reproduces the subpolar and subtropical gyres. Nevertheless, the Gulf Stream transport, at 60Sv is slightly underestimated compared to the observational estimates by Schmitz and McCartney (1993), which is a common bias among global coupled models of similar horizontal resolution. The average freshwater and sea ice fluxes through Fram Strait, at respectively 745 and 1,035 km<sup>3</sup>/year are probably underestimated as the same quantities were estimated to be respectively 820 km<sup>3</sup>/year (Aagaard and Carmack 1989) and 2,900 km<sup>3</sup>/year (Vinje 2001). Note however that Chapman and Walsh (2007) concluded that CNRM-CM3 simulates a particularly realistic Arctic climate compared to other models taking part to the IPCC-AR4, especially in terms of sea level pressure and temperature patterns. The mean winter (December–April) mixed layer depth from CTL experiment is compared to observations from De Boyer Montégut et al. (2004) in Fig. 1. Mixed layer depth is used here as a proxy for convection strength as most part of the mixed layer deepening can be attributed to convective processes in areas where it reaches 500 m. The model correctly simulates the three convection sites in the Labrador, Irminger and GIN Seas and captures the observed split of the Irminger Sea site into an eastern and a western part. The annual-averaged meridional overturning streamfunction (Fig. 2) in CTL reproduces the meridional cells associated with the formation of the North Atlantic deep water and the wind driven surface cells. Its maximum strength of 26Sv (10e6 m<sup>3</sup>/s) is located at about 45°N, at a depth of 1,400 m and is high compared to observational estimates:  $18 \pm 3\text{-}5\text{Sv}$  (Talley et al. 2003) and  $16 \pm 2\text{Sv}$  (Ganachaud 2003).

Year 10 of the CTL was chosen to be the starting point of a transient simulation of the 1860–2100 period. This particular year corresponds to a simulated state of the preindustrial climate system that is not associated with any extreme phase of a low-frequency variability pattern. In this experiment, greenhouse gases and aerosols were specified according to estimates and observations during 1860–2000 and follow the IPCC SRES-A1B scenario during the twenty-first century. This experiment is denoted as A1BT in the rest of this paper. More details about the forcing fields can be found in Salas-Mélia et al. (2005). Then the integration was prolonged for 200 years, holding the concentrations of all forcing agents fixed at their 2,100 levels. This 200-year simulation (years 2100–2299) is referred to as A1BS in the rest of this paper.



**Fig. 1** Mean winter (December–April) mixed layer depth. **a** In the CNRM-CM3 preindustrial 200-year control simulation CTL, **b** In the climatology from De Boyer-Montégut et al. (2004). Contour interval

100 m in **a** and **b**. White contours in **a** give the mean winter (DJFMA) sea ice extent defined as the 90% sea ice concentration limit



**Fig. 2** Mean Atlantic meridional overturning streamfunction in the CNRM-CM3 preindustrial 200-year control simulation. Contour interval 2Sv

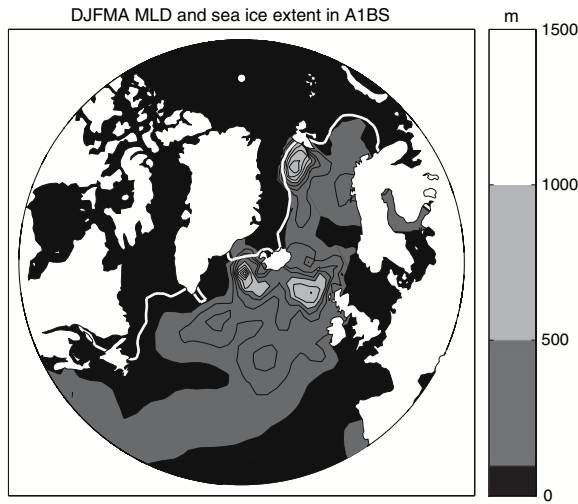
### 3 Mechanisms involved in the MOC slowdown in a warm climate

#### 3.1 Simulated changes in deep ocean convection in a warm climate: respective roles of heat and freshwater fluxes

To investigate the impact of global warming on North Atlantic deep ocean convection and thermohaline circulation, the warm climate stabilisation experiment A1BS is compared to the preindustrial control experiment CTL. When necessary, more information is given about the processes involved in the transient experiment A1BT (i.e. gradual change or threshold mechanism).

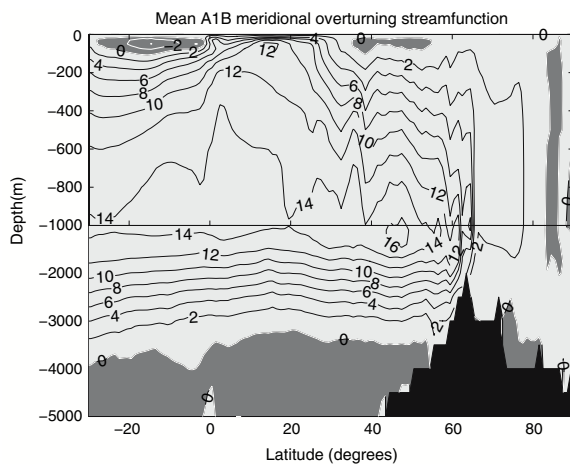
A comparison between the mean winter (DJFMA) MLD in A1BS (Fig. 3) and in CTL (Fig. 1) highlights a complete shutdown of deep ocean convection in the Labrador Sea and a strong weakening in the Irminger Sea under global warming. In the GIN Seas, the strength of convection does not vary significantly as opposed to Hansen et al.'s (2001) hypothesis, but the convective area is shifted toward Spitzberg. These conclusions about the region-dependent sensitivity of convection to climate change are consistent with the results from Wood et al. (1999) and Hu et al. (2004). Furthermore, due to a reduction in sea ice cover (see Figs. 1 and 3), the mean mixed layer depth increases by about 150 m in A1BS in the Barents Sea. Then, the created dense water overflows toward the GIN Seas and contributes to the meridional overturning cell between Iceland and Spitzberg. As the increase in mixed layer depth occurs over a large area in the Barents Sea, it is responsible for an increase in MOC by about 3 Sv (see Figs. 2 and 4) between Iceland and Spitzberg. However, south of Iceland, as a consequence of the deep ocean convection weakening in the Irminger and Labrador Seas, the maximum of the meridional overturning streamfunction in A1BS is lower by 9Sv compared to CTL (Fig. 4). This reduction represents 35% of the preindustrial control value, which is close to Schmittner et al.'s (2005) estimate of the ensemble mean slowdown (27%) modelled in 2100 by the IPCC models.

The differences in winter (DJFMA) sea surface conditions between A1BS and CTL (Fig. 5) explain the lower sea surface density in the three convection sites south of Iceland and the resulting stabilisation of the water column in A1BS. In the eastern Irminger Sea, the decrease in sea surface density is attributed to a surface warming of about 2.5°C. During A1BT (not shown), the warming of this



**Fig. 3** Mean winter (December–April) mixed layer depth in the A1BS scenario stabilisation experiment (A1BS). Contour interval 100 m. White contours give the mean winter (DJFMA) sea ice extent defined as the 90% sea ice concentration limit

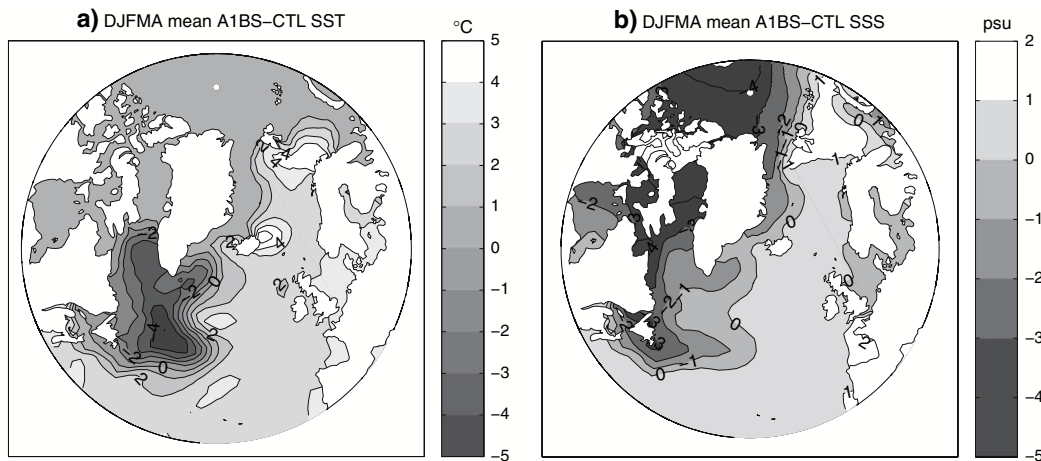
region is gradual over the 240 years of simulation. The weakening of deep ocean convection in this area is a direct consequence of the atmospheric warming as suggested by Mikolajewicz and Voss (2000). In both Labrador and western Irminger Sea cases, the deep water formation rate decreases while the upper ocean continuously gets cooler and fresher during A1BT. The resulting decrease in SSS and SST reaches respectively 4 psu and 3°C in the Labrador Sea and 2 psu and 2°C in the western Irminger Sea in A1BS compared to CTL (Fig. 5). The deep ocean convection weakening in both regions seems to be essentially due to changes in the surface freshwater budget. To



**Fig. 4** Mean Atlantic meridional overturning streamfunction in A1BS experiment. Contour interval 2Sv

evaluate the role of the ocean-atmosphere non-solar heat flux in the weakening of convection in the Labrador Sea, a sensitivity experiment, named A1BT<sub>HFLab</sub> was performed. CNRM-CM3 was run in the same experimental conditions as A1BT during 2000–2059, except that in the open water part of the Labrador Sea the ocean model was forced by the non-solar heat flux time series of the corresponding period in CTL. The non-solar flux over and under sea ice was not prescribed. A1BT<sub>HFLab</sub> is compared to A1BT in Fig. 6. The non-solar flux time series used to force the ocean model in Labrador Sea and its A1BT counterpart are plotted in Fig. 6a. The convection gradually weakens in A1BT after 2020, whereas it abruptly shuts down after 2045 in A1BT<sub>HFLab</sub> (Fig. 6b). The increase in the ocean-atmosphere non-solar heat flux in the Labrador Sea contributes to the earlier shutdown of convection in A1BT compared to A1BT<sub>HFLab</sub>, but it is not the only possible triggering factor as the convection shuts down even if the atmosphere-ocean non-solar heat flux does not increase. Rather, the decrease in sea surface salinity (Fig. 6c) which is delayed in A1BT<sub>HFLab</sub> compared to A1BT is responsible for the modelled weakening of convection. A similar conclusion has been drawn by Hu et al. (2004) concerning the Labrador Sea convection site. The weakening of convection inhibits the vertical mixing of surface water with underlying warmer water, causing a cooling of the upper ocean (Fig. 6d).

The local changes in evaporation minus precipitation flux between A1BS and CTL are not significant compared to their variability (not shown) and cannot explain the freshening of surface layers in the Labrador and western Irminger Seas as opposed to Dixon et al.’s (1999) results. Furthermore, as shown by Fig. 7, the extension of sea ice in the Labrador Sea only occurs after the convection shutdown and is a consequence of the surface cooling. Thus, the freshwater flux released by sea ice as it melts during the spring cannot explain the initial surface ocean freshening taking place before the shutdown of convection. The freshwater advection plays a key role in this freshening. In A1BS, the year-averaged southward ocean mass transport of 3.8Sv at Fram Strait section as defined in Fig. 8 amounts to nearly three times the one in CTL (1.4Sv). ARIANE particle-tracking software (<http://stockage.univ-brest.fr/~blanke/ariane/>) shows that respectively 64 and 63% of the southward mass flux at Fram Strait respectively in CTL and A1BS reaches the section between the Labrador Sea and the North Atlantic Ocean as defined in Fig. 8. All particles reaching the Labrador Sea originate in the top 957 m of the Fram Strait vertical section. Their mean salinity is 32.6 psu in A1BS, whereas it is 33.8 psu in CTL. Particles cross the Labrador Sea section at a mean depth of 358 m with a standard deviation of 490 m in A1BS experiment whereas they cross the same section at a mean



**Fig. 5** Differences (A1BS-CTL) for mean winter (December–April) sea surface conditions. **a** Sea surface temperature, **b** Sea surface salinity. Contour interval 1°C in **a**, 1 psu in **b**

depth of 1,460 m with a standard deviation of 669 m in CTL. The greater export of fresher water from the Arctic Ocean toward the Labrador Sea induces an intense freshening of the surface layers. The freshwater export, computed relative to a reference salinity of 34.8 psu, is five times larger in A1BS (4,165 km<sup>3</sup>/year) than in CTL (745 km<sup>3</sup>/year). The spreading of fresh waters in the surface layers of the Labrador and western Irminger convection sites is illustrated by the plot of 16 10-year trajectories (Fig. 8) computed from A1BS climatology and from initial points evenly spaced along Fram Strait section at depths: 45, 106, 217, 511 m. The transit of these particles over both convection sites induces a freshening of surface ocean layers in these areas. Thus, the larger freshwater flux crossing Fram Strait in A1BS compared to CTL contributes to stabilising the water column in both Labrador and western Irminger Seas, causing a decrease in deep water formation rate. The increase in freshwater export through Fram Strait is gradual during A1BT. The sensitivity of the Labrador Sea to the freshwater export through Fram Strait is consistent with the results from Swingedouw et al. (2006). Note that the equivalent freshwater exported under the form of sea ice through Fram Strait in A1BS (215 km<sup>3</sup>/year) is 80% less than in CTL (1,035 km<sup>3</sup>/year), as the exported sea ice is thinner. However, this decrease is small compared to the much larger amount of freshwater exported by the ocean through Fram Strait in A1BS (4,165 km<sup>3</sup>/year) than in CTL (745 km<sup>3</sup>/year). The change in total freshwater export through Fram Strait amounts to a large increase of 2,600 km<sup>3</sup>/year between CTL and A1BS.

The decrease in salinity in the Arctic Ocean and the increase in southward mass transport through Fram Strait both contribute to the increase in freshwater export through

Fram Strait during A1BT. The surface freshening in the Arctic Ocean between CTL and A1BS has a basin-averaged value of 1.2 psu and reaches 5 psu in the central Arctic. The contribution of the different factors affecting the salinity of the Arctic Ocean (river runoff, freshwater exchanges with the atmosphere, sea ice and surrounding seas) are given in Table 1. The main factor explaining the freshening of the Arctic Ocean is the lower net sea ice production in A1BS than CTL, which is equivalent to an additional freshwater flux of about 2,500 km<sup>3</sup>/year. The larger river runoff to the Arctic basin and the increase in freshwater import through Bering Strait (by respectively 1,113 and 1,044 km<sup>3</sup>/year) in A1BS compared to CTL also contribute to the modelled decrease of the salinity of the Arctic Ocean. These increased freshwater inputs are partly compensated for by the freshwater outflow to the North Atlantic Ocean.

### 3.2 Positive atmosphere-ocean and sea ice-ocean feedback loops controlling the Fram Strait outflow

The increase in southward mass transport through Fram Strait during A1BT (see Fig. 9) is associated with an intensification of the cyclonic barotropic circulation around Spitzberg. The resulting mean DJFMA barotropic streamfunction in A1BS (Fig. 10a) reveals an extension of the subpolar gyre toward the Barents Sea. The difference between A1BS and CTL (Fig. 10b) shows that the increase in barotropic streamfunction is maximum near the Spitzberg. This is linked to an increase in both the southward transport through Fram Strait and the northward transport toward the Barents Sea during A1BT (Fig. 9) that nearly compensate each other. Note that these differences between



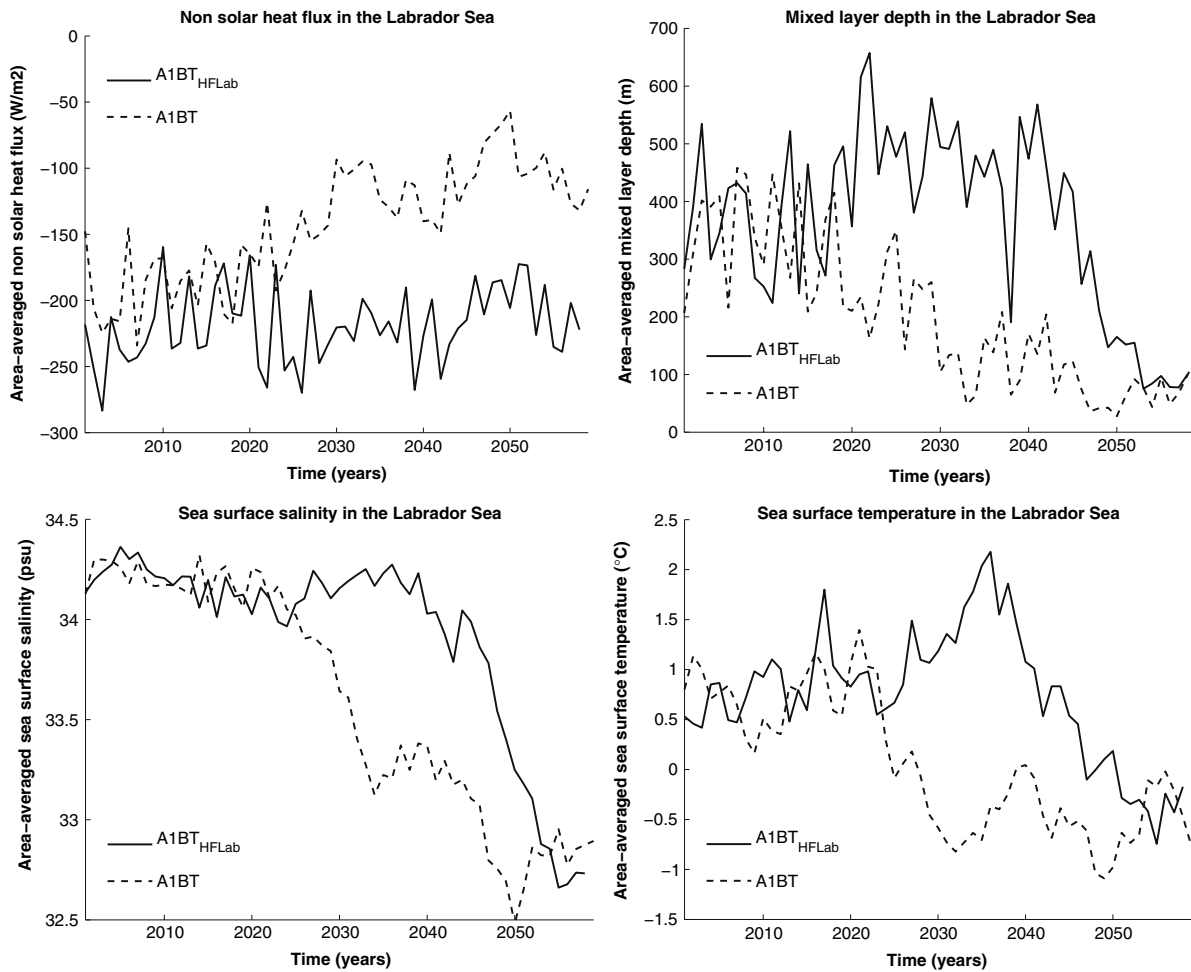


Fig. 6 Labrador Sea time series during A1BT and A1BT<sub>HFLab</sub> of the **a** Downward non solar heat flux in A1BT and prescribed fluxes in A1BT<sub>HFLab</sub> over ice-free ocean ( $W/m^2$ ), **b** Mixed layer depth (m), **c** Sea surface salinity (psu), **d** Sea surface temperature ( $^{\circ}C$ )

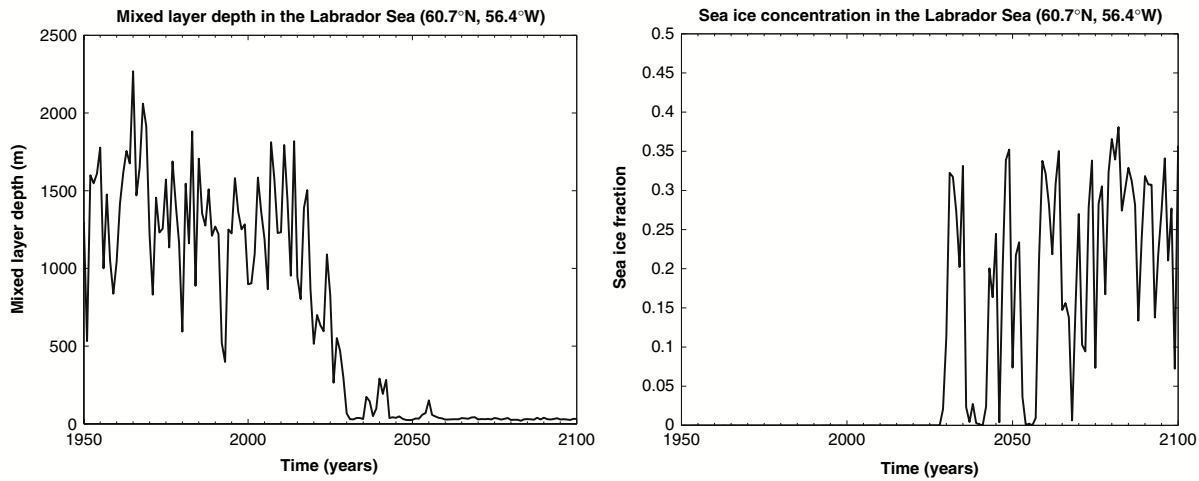
A1BS and CTL are present year-round but are largest in DJFMA. This is consistent with the larger southward ocean mass transport through Fram Strait in winter. The increase in northward ocean transport in the Norwegian Sea is consistent with Meehl et al. (2000), Hu et al. (2004) and Bryan et al. (2006) but the southward ocean transport in the Greenland Sea is reversed in their analyses contrary to our conclusions. Differences in wind stress between CTL and A1BS are superimposed in Fig. 10b. In the Norwegian Sea, stronger southwesterlies favour an increase in ocean transport toward the Barents Seas, and further into the Arctic Ocean through the Spitzberg-Novaya Zemlya opening. This increase in warm, saline water inflow is nearly totally compensated for by a return outflow of colder and fresher water through Fram Strait (see Fig. 9). In the Greenland Sea, stronger northeasterly winds favour an increase in southward ocean transport through Fram Strait

toward the western Irminger and Labrador Seas. These local changes in atmospheric circulation and wind stresses around Spitzberg force ocean transport increase through Fram Strait and a freshening of the upper ocean in the Labrador and Irminger Seas convection sites. Note that the wind stresses changes are associated with a DJFMA pressure decrease of 3.5 hPa around Spitzberg which is significant at the 95% level.

The enhanced freshwater outflow through Fram Strait induces a surface freshening and cooling in the Greenland Sea, whereas the increased transport of warm and saline waters by the North Atlantic Drift increases salinity and temperature in the Norwegian Sea. This allows to maintain suitable conditions for convection at the limit between Greenland and Norwegian Seas. Two other competing effects compensate each other over the convection site: the decrease in winter freshwater input due to sea ice melting

# Réponse au changement climatique de la circulation thermohaline en Atlantique Nord dans un modèle couplé de circulation générale

B-8

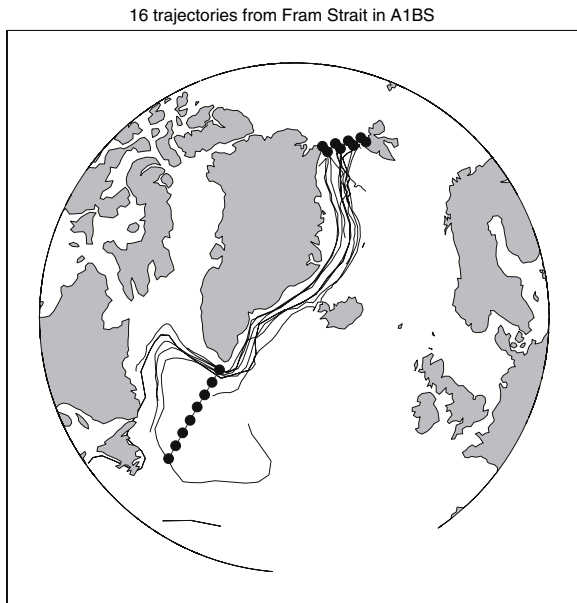


**Fig. 7** Time series at the location 60.7°N, 56.4°W during A1BT of the: **a** Mixed layer depth (m), **b** Sea ice concentration. This location corresponds to the climatological maximum of the mixed layer depth in the Labrador Sea in CTL

(roughly 150 mm/month) along the ice edge and the sea surface warming (1–2°C) between A1BS and CTL. Thus, as temperature and salinity effects compensate each other, the strength of convection in the GIN Seas is not affected in global warming simulation with this model.

In the Barents Sea, the sea surface salinity (SSS) first decreases during A1BT (Fig. 11) because of the sea ice

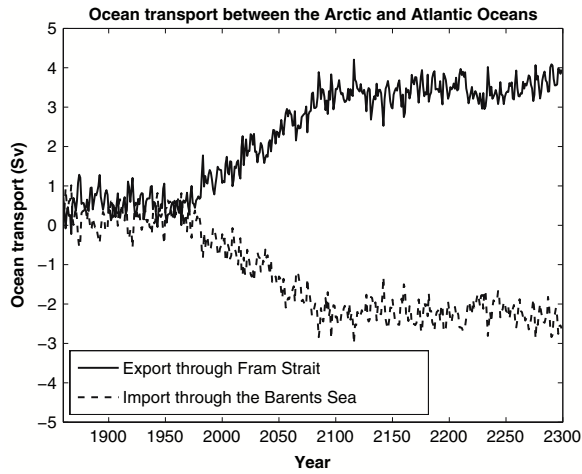
melting initiated by global warming (Fig. 12). Then the SSS increases when the increasing northward transport of saline waters from the Norwegian Sea (see Fig. 9) overcompensates the sea ice melting. Evaporation increases over the newly ice-free ocean surface, but modestly contributes to the increase in SSS and is partly compensated for by the increase in precipitation. The net evaporation minus precipitation only reaches about 20 mm/month, which is larger than Alexander et al.’s (2004) result, certainly because of the larger ice anomaly in our simulation. The resulting difference in SSS between A1BS and CTL exceeds 1.5 psu (see Fig. 5b) near Spitzberg. The induced rise in sea surface density favours a destabilisation of the water column and deep water formation in the Barents Sea (Fig. 13) as discussed in Sect. 3.1. Figures 12 and 13 show convection and sea ice concentration changes in three locations to illustrate the progressive extension of the convection site as sea ice disappears. Furthermore, heat exchanges between the atmosphere and the upper ocean are



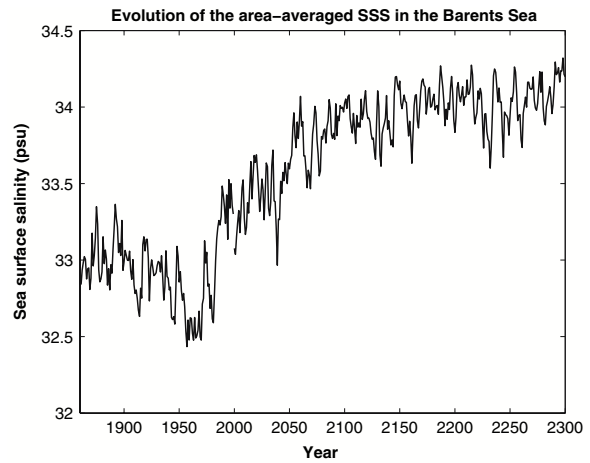
**Fig. 8** Sections used to compute water mass fluxes crossing Fram Strait and entering Labrador Sea (dotted lines). Thin lines trajectories of 16 particles, initially located at evenly spaced points along Fram Strait section at depths: 45, 106, 217, 511 m, computed from A1BS simulation using ARIANE software (<http://stockage.univ-brest.fr/~blanke/ariane/>)

**Table 1** Mean contributions to the freshwater budget of the Arctic Ocean (km<sup>3</sup>/year) during CTL and A1BS experiments and difference between both experiments

Contributions to the freshwater budget (km <sup>3</sup> /year)	CTL	A1BS	A1BS-CTL
River runoff	2075	3188	+1113
Net sea ice production	-2851	-349	+2502
Precipitation-Evaporation	1310	1525	+215
Water export Barents Sea	-362	-536	-174
Water import Bering Strait	1021	2065	+1044
Water export Fram Strait	-745	-4166	-3415
Total	448	1728	+1280



**Fig. 9** Time series of the outflow through Fram Strait (*continuous*) and of the inflow through the Barents Sea opening (*dashed*) during A1BT and A1BS (1860–2300), expressed in Sv

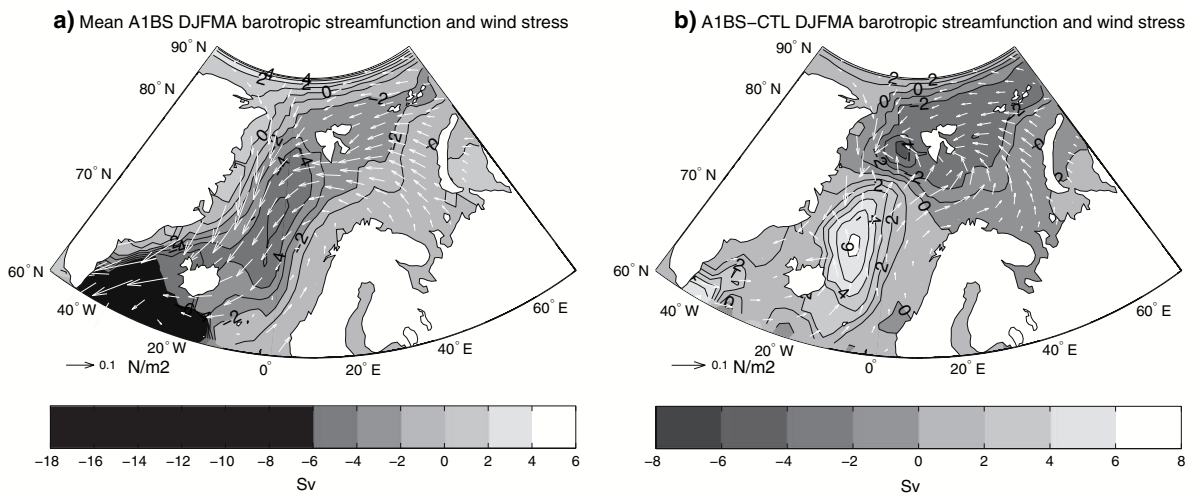


**Fig. 11** Time series of the Barents Sea mean sea surface salinity during A1BT and A1BS (psu)

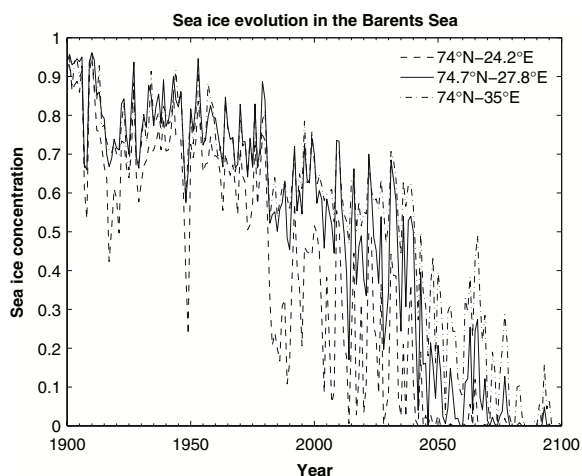
no longer inhibited by sea ice (e.g. Alexander et al. 2004; Singarayer et al. 2006), contributing to increasing the deep water formation rate in the Barents Sea. The induced MOC strengthening north of Iceland contributes to further increasing the northward transport of warm and saline waters from the Norwegian Sea, which represents a positive feedback. This warm water transport partly explains the modelled sea surface warming of up to 4°C in the Barents Sea. The significant sea surface warming is also partly due to the retreat of sea ice in the Barents Sea, allowing the surface to absorb more shortwave radiation. Furthermore, ocean convection in the Barents Sea mixes

the surface water with underlying warmer water, which also contributes to warming the surface.

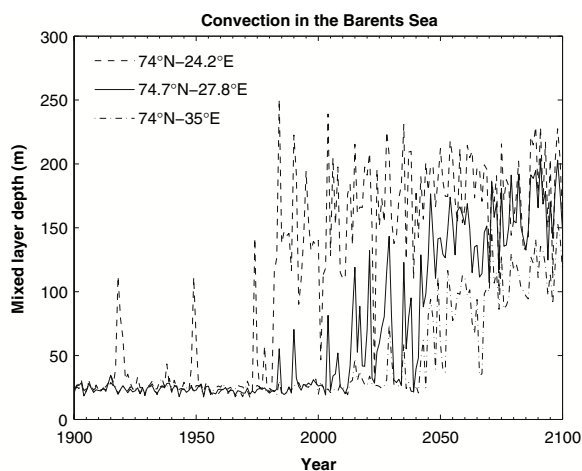
In CTL, the surface air temperature above sea ice can be less than  $-20^{\circ}\text{C}$  in the Barents Sea during the winter as sea ice insulates the atmosphere from the warmer underlying ocean. During the winter, the sea ice cover in the Barents Sea is much reduced in A1BS compared to CTL (see Figs. 1a and 3). Thus, the cold atmosphere comes in direct contact with the ocean, whose temperature approximates  $0^{\circ}\text{C}$ . The intense heat fluxes from the ocean toward the atmosphere tend to warm up the low atmosphere (Alexander et al. 2004; Singarayer et al. 2006). The warming in DJFMA surface air temperature between CTL



**Fig. 10 a** Mean winter (DJFMA) ocean barotropic streamfunction. **b** Differences (A1BS-CTL) for winter (DJFMA) ocean barotropic streamfunction. Contour interval 1Sv in a, 1Sv in b. DJFMA wind stress in  $\text{N/m}^2$  are superimposed A1BS in a, A1BS-CTL in b



**Fig. 12** Sea ice concentration time series at three locations in the Barents Sea during A1BT



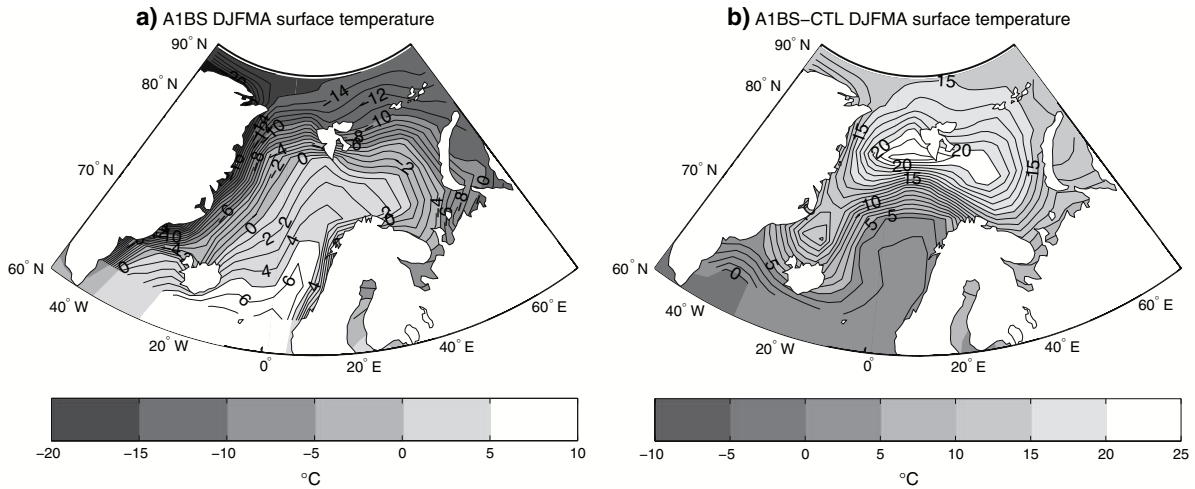
**Fig. 13** Mixed layer depth (m) time series at three locations in the Barents Sea during A1BT

and A1BS (Fig. 14) reaches 20°C in the Barents Sea. Bengtsson et al. (2004) suggest that a similar mechanism, triggered by reduced sea ice cover conditions in the Barents Sea may have played a major role in forcing the warming of the Arctic observed during the early twentieth century. A decrease in sea ice concentration also contributes to warming the ocean, as the marine surface absorbs more shortwave radiation, causing further atmospheric warming (Singarayer et al. 2006).

To determine what is the impact of a warming of 20°C in the Barents Sea on atmospheric circulation and in particular on the ocean surface forcing in the Nordic Seas, we performed a sensitivity experiment by forcing ARPEGE atmosphere model with different surface boundary conditions. A 30-year reference experiment REF was conducted by forcing ARPEGE with the SST and sea ice extent climatologies of A1BS. The initial state of the climate system was chosen to be the year 2200 of A1BS. A second 30-year experiment SENS was conducted in the same conditions, but in the Barents Sea, we replaced the SST and sea ice extent climatologies of A1BS by those of CT1. A linear smooth transition was applied between the Barents Sea and the surrounding regions. The DJFMA surface temperature difference between REF and SENS (Fig. 15a) consists of warm anomaly in the Barents Sea in REF experiment reaching 20°C. The response to this temperature anomaly is observed in surface atmospheric pressure and wind stress differences between REF and SENS (Fig. 15b). The surface warming of the Barents Sea induces an atmospheric pressure decrease of 3.5 hPa around Spitzberg. Slonosky et al. (1997) and Alexander et al. (2004) draw a similar conclusion about the link between a reduced sea ice cover and a decrease in local atmospheric pressure. In SENS the

negative pressure anomaly generates northeastward and southwestward wind stress anomalies respectively in the Norwegian and Greenland Seas. These anomalies are very similar to the mean DJFMA difference in surface pressure and wind stress between A1BS and CT1. Thus, this sensitivity experiment proves that the warming in the Barents Sea due to the retreat of sea ice is able to force the atmospheric circulation changes around Spitzberg between A1BS and CTL.

The associated wind stress changes around Spitzberg (see Fig. 10) contribute to increasing the transport of warm Atlantic water toward the Barents Sea, favouring further sea surface warming and sea ice melting. This positive feedback mechanism, denoted as F1, involves sea ice and is consistent with the one suggested by Bengtsson et al. (2004) to explain the early twentieth century warming in the Arctic. It bears similarities with the positive atmosphere-ocean feedback suggested by Goosse et al. (2003) to explain large sea ice anomalies in the Arctic Ocean in a CGCM. The F1 positive feedback mechanism is brought into play as soon as the sea ice starts melting in the Barents Sea. The increase in ocean northward heat transport, by triggering ocean convection in the Barents Sea (see Figs. 11 and 13), initiates the second positive feedback F2. This convection induces a MOC strengthening north of Iceland which further increases the transport of warm and saline waters toward the Barents Sea. As SSS increases, convection in the Barents Sea intensifies, closing the loop. The inflow of warm water into the Barents Sea enhances the melting of sea ice, contributing to warming the marine surface and the atmosphere due to heat exchanges. This atmospheric warming favours feedback F1, showing the coupling between F1 and F2. These mechanisms resemble those involved in the formation of large ice volume



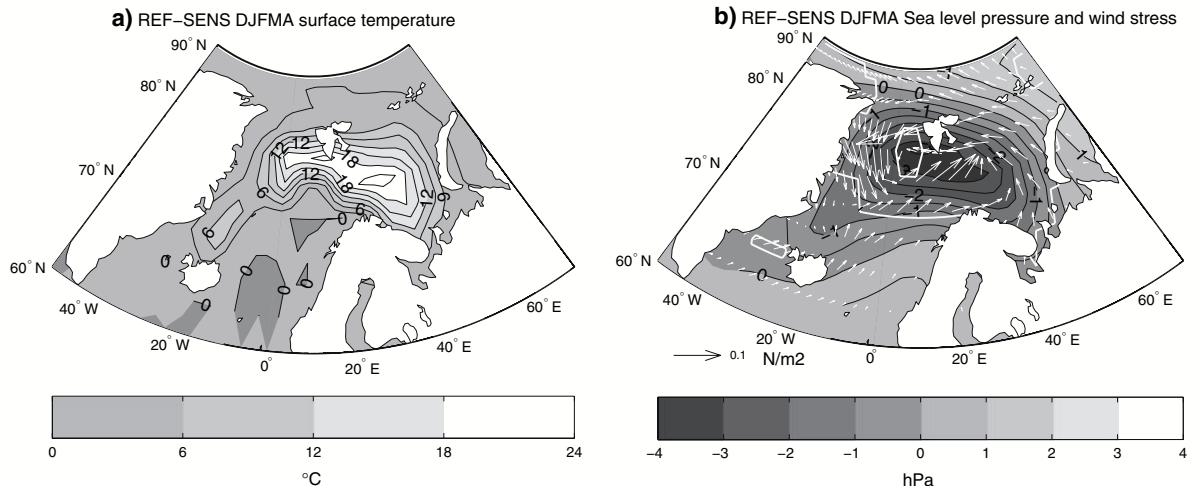
**Fig. 14** **a** Mean winter (DJFMA) surface temperature. **b** Differences (A1S-CTL) for winter (DJFMA) surface temperature. *Contour interval 1°C in a and b*

anomalies in the Arctic Ocean in a coupled GCM (Goosse et al. 2003).

#### 4 Discussion and conclusion

Simulations conducted with CNRM-CM3 in the framework of the IPCC AR4 have been used to investigate the processes involved in the reduction of deep water formation rate and meridional overturning in the Atlantic Ocean. We compared a 200-year stabilisation experiment A1BS starting from the end of the transient simulation

A1BT (1860–2100) with a 200-year preindustrial control experiment CTL. In A1BS, on the one hand deep ocean convection is reduced in the Irminger Sea and ceases in the Labrador Sea while it continues in the GIN Seas. On the other hand convection starts in the Barents Sea. Consequently, the MOC is strengthened north of Iceland in A1BS by about 3Sv while south of Iceland, as the convection strength is reduced, the maximum of the meridional overturning streamfunction decreases by about 9Sv, or 35% of the preindustrial value. The magnitude of this slowdown is close to previous estimates by Schmittner et al. (2005).



**Fig. 15** **a** Differences (REF-SENS) in DJFMA surface temperature forcing fields. **b** Differences (REF-SENS) for DJFMA atmospheric surface pressure. *Contour interval 3°C in a and 0.5 hPa in b. Superimposed DJFMA wind stress differences (REF-SENS) in N/m<sup>2</sup>.*

*White contours delineate the areas where the anomaly of at least one component of the wind stress is significant at the 95% level. The significance levels have been computed from a student T test*

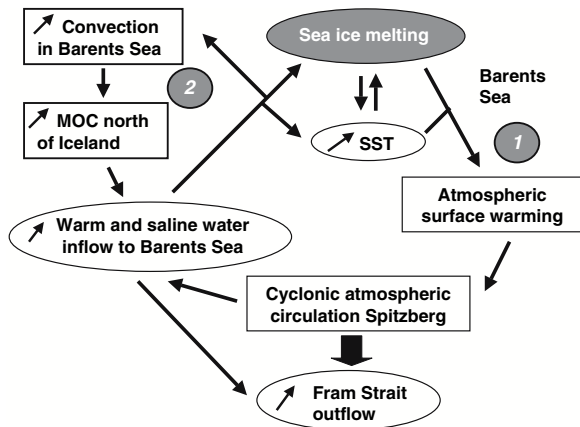


Fig. 16 Summary of the feedback loop mechanism suggested in this study

The convection is maintained in the GIN Seas because the salinity increase overcompensates the surface warming. The retreat of sea ice in this area induces a decrease in winter freshwater input due to sea ice melting, which explains the changes in salinity. In the eastern Irminger Sea, the deep ocean convection weakening is directly linked to the atmospheric surface warming which causes a warming of ocean surface layers by about 2.5°C. This result supports previous conclusions from Mikolajewicz and Voss's (2000) study in this area. In the western Irminger and Labrador Seas, the convection weakening is due to the greater freshwater export through Fram Strait in A1BS than CTL. This freshwater is transported by the East Greenland Current and causes a freshening of the upper ocean of about 2 and 4 psu respectively in the Irminger and Labrador Seas. The increase in freshwater export through Fram Strait results from the lower Arctic Ocean salinity by about 5 psu and an Arctic Ocean outflow to the Greenland Sea three times larger in A1BS than in CTL.

The reduction in sea ice cover in the Barents Sea, initiated by the global warming, produces a surface air temperature increase by about 20°C. Complementary forced-atmosphere experiments show that this warming causes an intensification of the cyclonic circulation around Spitzberg in A1BS compared to CTL. The induced wind stress changes force an increase in Fram Strait outflow together with an increase in the ocean transport toward the Barents Sea which nearly compensate each other. The ocean transport of warm Atlantic waters into the Barents Sea favours further warming there. The scheme shown in Fig. 16 sums up the feedback loop suggested here. The increase in sea surface salinity induced by the transport of saline waters favours a destabilisation of the water column and convection starts in the Barents Sea. Additionally, the reduction of sea ice cover allows intense ocean-atmosphere

heat fluxes which favour convection. The deep water formation which appears in the Barents Sea in A1BS induces an increase in the MOC strength north of Iceland and an increase in the transport of warm waters toward the Barents Sea. This favours further warming and salinity rise in the Barents Sea and constitutes another positive feedback. This second positive feedback is summed up on the scheme in Fig. 16.

**Acknowledgments** This work formed part of a Ph.D. Thesis at the Centre National de Recherches Météorologiques, Toulouse, funded by Météo-France and the Commissariat à l'Énergie Atomique (CEA). The authors wish to thank Pascal Terray and Eric Maisonnave for the availability of their statistical package STATPACK, Bruno Blanke and Nicolas Grima for providing the ARIANE particle-tracking software. The authors are grateful to Aurore Voldoire and Sophie Tyteca for their help in designing the atmospheric experiments and Clotilde Dubois and Marc Lucas for their careful reading of the manuscript. The two anonymous reviewers are greatly acknowledged for their interesting suggestions. This study was supported by the European Commission's 6th Framework Programme (ENSEMBLES, contract GOCE-CT-2003-505539).

## References

- Aagaard K, Carmack EC (1989) The role of sea ice and other fresh water in the Arctic circulation. *J Geophys Res* 94:14
- Alexander MA, Bhatt US, Walsh JE, Timlin MS, Miller JS, Scott JD (2004) The atmospheric response to realistic Arctic sea ice anomalies in an AGCM during winter. *J Clim* 17:890–905
- Bengtsson L, Semenov VA, Johannessen O (2004) The early twentieth-century warming in the Arctic—A possible mechanism. *J Clim* 17:4045–405
- Blanke B, Delecluse P (1993) Variability of the tropical Atlantic Ocean simulated with a general circulation model with two different mixed layer physics. *J Phys Oceanogr* 23:1363–1388
- Bleck R, Sun S (2004) Diagnostics of the thermohaline circulation in a coupled climate model. *Glob Planet Change* 40:233–248
- Broecker WS (1987) Unpleasant surprise in the greenhouse? *Nature* 328:123–126
- Broecker WS (1997) Thermohaline circulation, the Achilles heel of our climate system: Will man-made CO<sub>2</sub> upset the current balance? *Science* 278:1582–1588
- Bryan FO, Danabasoglu G, Nakashiki N, Yoshida Y, Kim DH, Tsutsui J, Doney SC (2006) Response of the North Atlantic thermohaline circulation and ventilation to increasing Carbon dioxide in CCSM3. *J Clim* 19:2382–2397
- Bryden HL, Longworth HR, Cunningham SA (2005) Slowing of the Atlantic meridional overturning circulation at 25°N. *Nature* 438:655–657
- Cariolle D, Déqué M (1986) Southern hemisphere medium-scale waves and total ozone disturbances in a spectral general circulation model. *J Geophys Res* 91:10825–10846
- Cariolle D, Lasserre-Bigory A, Royer J-F, Geleyn J-F (1990) A general circulation model simulation of the spring time Antarctic ozone decrease and its impact on mid-latitudes. *J Geophys Res Atmos* 95:1883–1898
- Chapelon N, Douville H, Kosuth P, Oki T (2002) Off-line simulation of the Amazon water balance: a sensitivity study with implications for GSWP. *Clim Dyn* 19:141–154
- Chapman WL, Walsh JE (2007) Simulations of Arctic temperature and pressure by global coupled models. *J Clim* 20:609–632

- Dai A, Hu A, Meehl GA, Washington WM, Strand WG (2005) Atlantic thermohaline circulation in a coupled general circulation model: forced variations versus forced changes. *J Clim* 18:3270–3293
- De Boyer Montégut C, Madec G, Fischer AS, Lazar A, Iudicone D (2004) Mixed layer depth over the global ocean: An examination of profile data and a profile-based climatology. *J Geophys Res* 109:C12003, doi:10.1029/2004JC002378
- Déqué M, Braun A, Piedelievre J-P, Marquet P, Dandin P, Guérémy J-F, Geleyn J-F, Bazile E, Piriou J-M, Yessad K, Courtierand P, Rochas P (1999) ARPEGE version 3, documentation algorithmique et mode d'emploi (in French, available from CNRM/GMGEC, Météo-France, 42 avenue G. Coriolis, 31057 Toulouse, France)
- Dickson RR, Yashayaev I, Meincke J, Turrell W, Dye S, Holfort J (2002) Rapid freshening of the Deep North Atlantic over the past four decades. *Nature* 416:832–837
- Dixon KW, Delworth TL, Spelman MJ, Stouffer RJ (1999) The influence of transient surface fluxes on North Atlantic overturning in a coupled gcm climate change experiment. *Geophys Res Lett* 26:2749–2752
- Ganachaud A (2003) Large-scale mass transports, water mass formation, and diffusivities estimated from world ocean circulation experiment (WOCE) hydrographic data. *J Geophys Res* 108(C7):3213
- Gent PR (2001) Will the North Atlantic Ocean thermohaline circulation weaken during the 21st century? *Geophys Res Lett* 28:1023–1026
- Gibelin AL, Déqué M (2003) Anthropogenic climate change over the Mediterranean region simulated by a global variable resolution model. *Clim Dyn* 20:327–339
- Goosse H, Selten FM, Haarsma RJ, Opsteegh JD (2003) Large sea-ice volume anomalies simulated in a coupled climate model. *Clim Dyn* 20:523–536
- Gregory JM et al (2005) A model intercomparison of changes in the Atlantic thermohaline circulation in response to increasing atmospheric CO<sub>2</sub> concentration. *Geophys Res Lett* 32:L12703, doi:10.1029/2005GL023209
- Guemas V, Salas-Mélia D (2007) 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*. doi:10.1007/s00382-007-0336-8
- Hansen B, Turrell WR, Osterhus S (2001) Decreasing overflow from the Nordic seas into the Atlantic Ocean through the Faroe Bank channel since 1950. *Nature* 21:927–930
- Hu A, Meehl GA, Washington WM, Dai A (2004) Response of the Atlantic thermohaline circulation to increased atmospheric CO<sub>2</sub> in a coupled model. *J Clim* 17:4267–4279
- Hunke EC, Dukowicz JK (1997) An elastic-viscous-plastic model for sea ice dynamics. *J Phys Oceanogr* 27:1849–1867
- Hunke EC, Lipscomb WH (2002) CICE: the Los Alamos sea ice model, documentation and software User's Manual. T-3 Fluid Dynamics Group, Los Alamos National Laboratory, Tech. Rep. LACC-98-16 v.3
- Latif M, Roeckner E, Mikolajewicz U, Voss R (2000) Tropical stabilization of the thermohaline circulation in a greenhouse warming simulation. *J Clim* 13:1808–1813
- Latif M, Böning C, Willebrand J, Biastoch A, Dengg J, Keenlyside N, Schweckendiek U, Madec G (2006) Is the thermohaline circulation changing? *J Clim* 19:4631–4637
- Levitus S (1982) Climatological Atlas of the World Ocean, NOAA Professional Paper 13. US Dept of Commerce: National Oceanic and Atmospheric Administration
- Madec G, Chartier M, Crépon M (1991a) Effect of thermohaline forcing variability on deep water formation in the Northwestern Mediterranean Sea: a high resolution three-dimensional study. *Dyn Atmos Oceans* 15:301–332
- Madec G, Chartier M, Delecluse P, Crépon M (1991b) A-three dimensional numerical study of deep water formation in the Northwestern Mediterranean Sea. *J Phys Oceanogr* 21:1349–1371
- Madec G, Delecluse P, Imbard M, Lévy C (1998) OPA version 8.1 Ocean General Circulation Model Reference Manual, Notes du Pôle de Modélisation, Institut Pierre-Simon Laplace, n°11, p 91 (Available from Laboratoire d'Océanographie Dynamique et de Climatologie, Université Paris VI, Paris 75252, France)
- Mahfouf J-F, Manzi AO, Noilhan J, Giordani H, Deque M (1995) The land surface scheme ISBA within the meteo-France climate model ARPEGE: Part I. Implementation and preliminary results. *J Clim* 8:2039–2057
- Marotzke J, Cunningham SA, Bryden HL (2002) Monitoring the Atlantic meridional overturning circulation at 26.5°N. [Proposal to NERC. <http://www.soc.soton.ac.uk/rapidmoc/home.html>][U9]
- Meehl GA, Arblaster JM, Strand WG (2000) Sea ice effects on climate model sensitivity and low frequency variability. *Clim Dyn* 16:257–271
- Mikolajewicz U, Voss R (2000) The role of the individual air-sea flux components in CO<sub>2</sub>-induced changes of the ocean circulation and climate. *Clim Dyn* 16:627–642
- Oki T, Sud YC (1998) Design of total runoff integrating pathways (TRIP). A global river channel network. *Earth interact* 2:1–37
- Paulson CA, Simpson JJ (1977) Irradiance measurements in the upper ocean. *J Phys Oceanogr* 7:952–956
- Rahmstorf S, Ganopolski A (1999) Long-term global warming scenarios computed with an efficient coupled climate model. *Clim Change* 43:353–367
- Salas-Mélia D (2002) A global coupled sea ice-ocean model. *Ocean Model* 4:137–172
- Salas-Mélia D, Chauvin F, Déqué M, Douville H, Guérémy JF, Marquet P, Planton S, Royer JF, Tyteca S (2005) Description and validation of the CNRM-CM3 global coupled model, CNRM technical report 103 (Available from CNRM/GMGEC, 42 ave. G. Coriolis, 31057 Toulouse, France or [http://www.cnrm.meteo.fr/scenario2004/paper\\_cm3.pdf](http://www.cnrm.meteo.fr/scenario2004/paper_cm3.pdf))
- Schmittner A, Latif M, Schneider B (2005) Model projections of the North Atlantic thermohaline circulation for the 21st century assessed by observations. *Geophys Res Lett* 32:L23710, doi: 10.1029/2005GL024368
- Schmitz WS, McCartney MS (1993) On the North Atlantic Circulation. *Rev Geophys* 31:29–49
- Schott FA, Fisher J, Dengler M, Zantopp R (2006) Variability of the Deep Western Boundary current east of the Grand Banks. *Geophys Res Lett* 33(21):L21S07, doi:10.1029/2006GL026563
- Singarayer JS, Bamber JL, Valdes PJ (2006) Twenty first-century climate impacts from a declining Arctic sea ice cover. *J Clim* 19:1109–1125
- Slonosky VC, Mysak LA, Derome J (1997) Linking Arctic Sea-ice and atmospheric circulation anomalies on interannual and decadal timescales. *Atmos Ocean* 35:333–366
- Sun S, Bleck R (2001) Atlantic thermohaline circulation and its response to increasing CO<sub>2</sub> in a coupled atmosphere-ocean mode. *Geophys Res Lett* 28:4223–4226
- Swingedouw D, Braconnot P, Delecluse P, Guilyardi E, Marti O (2006) The impact of global freshwater forcing on the thermohaline circulation: adjustment of the North Atlantic convection sites in a CGCM. *Clim Dyn* 28:291–305
- Talley LD, Reid JL, Robbins PE (2003) Data-based meridional overturning streamfunctions for the global ocean. *J Clim* 19:3213–3226
- Terray L, Valcke S, Piacentini A (1998) OASIS 2.2 User's Guide and Reference Manual, TR/CMGC/98–05 (Available from CERF-ACS, 42 ave. G. Coriolis, 31057 Toulouse, France)

## Réponse au changement climatique de la circulation thermohaline en B-14 Atlantique Nord dans un modèle couplé de circulation générale

---

- Thorpe RB, Gregory JM, Johns TC, Wood RA, Mitchell JFB (2001) Mechanisms determining the Atlantic thermohaline circulation response to greenhouse gas forcing in a non-flux adjusted coupled climate model. *J Clim* 14:3102–3116
- Vellinga M, Wood R (2002) Global climatic impacts of a collapse of the Atlantic thermohaline circulation. *Clim Change* 54:251–267
- Vinje T (2001) Fram Strait ice fluxes and atmospheric circulation : 1950–2000. *J Clim* 14:3508–3517
- Wood RA, Keen AB, Mitchell JF, Gregory JM (1999) Changing spatial structure of the thermohaline circulation in response to atmospheric CO<sub>2</sub> forcing in a climate model. *Nature* 399:572–575



## Annexe C

# Interactions hivernales entre les aérosols et les régimes de temps dans la région Nord Atlantique Europe

L'article présenté dans cette annexe a été écrit par Martin Ménégos. J'ai contribué à ce travail pour l'analyse en régimes de temps des simulations réalisées avec les modèles MO-CAGE et ARPEGE-climat et la réalisation des expériences atmosphériques de sensibilité avec le modèle ARPEGE-climat.

### Référence

Ménégos, M., **Guemas, V.**, Salas-Mélia D., Voltaire A., 2009, Winter interactions between aerosols and weather regimes in the North-Atlantic European region, accepted by Journal of Geophysical Research.



## Winter interactions between aerosols and weather regimes in the North-Atlantic European region

M. Ménégos (1), V. Guemas (1,2), D. Salas y Melia (1), A. Voldoire (1)

[1] {CNRM/GAME, Météo-France, Toulouse, France}

[2] {LSCE, UMR1572, IPSL, UVSQ, CNRS, Gif-sur-Yvette, France}

Correspondence to: M. Ménégos (menegozmartin@yahoo.fr)

### Abstract

This study aims at understanding the winter interaction between aerosols and weather regime in the North-Atlantic European region. A six year simulation of sulphate, black-carbon and dust is performed with the chemical transport model MOCAGE, forced by the meteorological data issued from the ECMWF IFS model. The model uses the inventory of aerosols and precursors gases emissions provided by the AEROCOM project. Emissions are the same from one year to another. This experiment is used to assess the impact of the North Atlantic European regimes on the atmospheric concentrations of aerosol. Composites of 2D aerosol burdens anomalies associated with each weather regime are computed and the evaluation of deposition, transport and chemistry processes inducing such anomalies are investigated. Then, the aerosol burden anomalies related to each weather regime simulated by MOCAGE are prescribed to the ARPEGE-Climat General Circulation Model. In our simulation, the interaction between the atmosphere and its aerosol concentration tends to destabilize the NAO- regime which occurs after a Zonal episode. Same conclusion can be exposed for a Zonal regime which occurs after a Blocking episode.

## 1 Introduction

The variability of the large scale wintertime atmospheric circulation over the North-Atlantic European (NAE) region goes hand in hand with changes in surface temperature, precipitation and storminess that affect Europe. A better understanding of the atmospheric circulation variability is worthwhile for European countries. The intra-seasonal variability can be represented by transitions between four weather regimes (Vautard, 1990), which can be viewed as the preferred states of the atmospheric circulation. Each of these four weather regime has a mean persistence of about a week. The recent study by Cassou (2008), using this concept of weather regimes, suggests a potential predictability of the atmospheric circulation more than a week in advance in the North-Atlantic European region. A better understanding of the mechanisms favouring the occurrence of each winter weather regime is therefore essential to improve their predictability and the predictability of associated patterns of temperature, precipitation and storminess.

It is well known that the variability of the atmospheric circulation is primarily driven by internal dynamical processes. However, some external forcing can modulate the temporal evolution of the atmospheric state, like for example sea surface temperature variability (Cassou et al, 2004). Atmospheric aerosols are known to influence substantially the radiation

budget of the Earth through scattering and absorption (direct radiative forcing) as well as through clouds, due to their role as condensation nuclei (indirect radiative forcing). They may have an impact on the atmospheric variability over the NAE, but this topic received very little attention up to now.

The total aerosol radiative forcing is estimated to be negative, evaluated to  $-1.2 \text{ W.m}^{-2}$  [ $-2.7$  to  $-0.4 \text{ W.m}^{-2}$ ] (IPCC, 2007). The climate impact of aerosols is however rather uncertain, because of uncertainties on both aerosol atmospheric concentrations and aerosol radiative properties (IPCC, 2007). Natural and anthropogenic aerosols can be directly emitted in the atmosphere – like dust, sea-salt and Black-Carbon (BC) for example – whereas others - like sulphate – are produced by chemical reactions from precursors gases. Many simulations have been performed to evaluate the global aerosol burden in the context of the **Aerosol Intercomparison** (AEROCOM, Textor et al., 2006). In the context of this project, an emission inventory was established, containing both aerosol and precursors gases. This inventory is found to be one of the best estimate of global emissions up to now. An accurate description of meteorological conditions is also essential to describe correctly aerosol concentration, which can reveal strong intra- and inter-annual variability (e.g. Hongisto et al, 2003). In the context of the AEROCOM project, Schulz et al. (2006) show that uncertainties in the simulation of global aerosol direct radiative effect essentially comes from the uncertainties in the simulation of residence time, vertical profile, internal or external mixing state, mass extinction, absorption coefficients of aerosols. The surface albedo and the cloud representation in the models play also a major role on the description of the aerosol direct effect. Aerosol indirect effect has been also assessed at the global scale, but it is very uncertain (Quass and Boucher, 2005). Aerosol forcing was also studied over Europe (Hohenegger and Vidale, 2005, Marmer et al., 2007). These studies showed that the aerosol radiative forcing simulated over Europe is strongly dependent on the aerosol distribution that can vary significantly both seasonally and from one year to another.

This study aims at analysing the atmosphere-aerosol interactions in the NAE region. We focus in particular on the interaction between aerosol distributions and weather regime occurrence. As a first step, a Chemistry-Transport Model (CTM) is used to simulate the distribution of sulphate, black-carbon and desert dust from 2000 to 2005. This CTM is forced with IFS meteorological analyses from the European Centre for Medium-range Weather Forecast (ECMWF). All our simulations were performed with the AEROCOM emissions inventory. This simulation allowed to create a reasonable data-set of daily aerosol burdens. The distribution of the burden, sinks and sources of each aerosol is evaluated for each weather regime. In a second step, the patterns of aerosol anomalies induced by each weather regime are used to force an Atmosphere General Circulation Model (AGCM). This allows to investigate the role of aerosol burden on the persistence of weather regimes or their transition toward another weather regime during the winter.

The CTM used and the aerosol simulation are presented in section 2 The impact of North-Atlantic weather regimes on the aerosol distributions is analysed in section 3. Section 4 presents the AGCM and investigates the feedback of the aerosol distributions on the North-Atlantic weather regime persistence. Discussion and conclusions are drawn in section 5 and 6.

## 2 The MOCAGE CTM

The CTM used in this study is the MOCAGE model (Modèle de Chimie Atmosphérique de Grande Echelle) (Teyssèdre et al., 2007, CNRM/GAME/Météo-France). MOCAGE has been designed for a range of applications, from regional studies of air quality to global analyses of the evolution of both the stratosphere and the troposphere. The version used in this study, which has been adapted to represent trace gases and aerosols at the global scale, is briefly described in the following, but is detailed in Ménégoz et al. (2009).

### 2.1 General features of the CTM

In our simulation, MOCAGE is used on a T42 Gaussian grid (about  $2.8^\circ \times 2.8^\circ$  horizontal resolution) and with 47 layers from the surface to 5 hPa. 7 levels are within the planetary boundary layer (PBL), 20 in the free troposphere and 20 in the stratosphere. The vertical coordinate is a hybrid sigma-pressure coordinate. The first layer is 40 m thick, while the resolution above 300 hPa is constant with altitude, around 800 m. A semi-lagrangian scheme is used for the advection of tracers and chemical compounds. It is based upon the work of Williamson and Rasch (1989) and detailed in Josse et al. (2004). Time steps are 1 hour for advection and 15 minutes for subgrid-scale processes. The turbulent diffusion follows Louis (1979), while the convection scheme (mass-flux-type) is that of Bechtold et al. (2001). The representation of dry-deposition for gases, based on the work of Wesely (1989) is presented in Michou and Peuch (2002). In-cloud and below-cloud scavenging representation for gases is presented in Teyssèdre et al. (2007).

### 2.2 Aerosol representation on the model

MOCAGE can simulate the evolution of three type of aerosols : sulphate, black-carbon and dust. Organic and sea-salt aerosols are not yet implemented in the model. Black-Carbon and Dust are emitted directly in the atmosphere, whereas sulphate is produced by chemical reactions involving precursor gases. Some of them are natural (DMS, emitted by the ocean) and others are anthropogenic (SO<sub>2</sub> and H<sub>2</sub>S). The oxidants (OH, H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>, O<sub>3</sub> and NO<sub>3</sub>) concentrations are prescribed and provided by a one-year MOCAGE simulation with the full chemical scheme described in Teyssèdre et al. (2007). Representation of the sulphur cycle, based on Pham et al (1995), is detailed in Ménégoz et al (2009). Both aqueous and gaseous phase reactions produce sulphate. The parameterisation of the dry-deposition is based on Seinfeld and Pandis (2006), and its adaptation in MOCAGE is presented in Nho-Kim et al. (2004). The sedimentation velocity, negligible for black-carbon and sulphate aerosols, is essential for the representation of large dust aerosols. Its parameterisation is adapted from the Stokes law (Seinfeld and Pandis, 2006). Below-cloud scavenging depends on the collision efficiency between aerosols and cloud droplets, computed as in Seinfeld and Pandis (2006). In-cloud scavenging is simulated according to the scheme of Langner and Rodhe (1991). Black-Carbon and sulphate transfer efficiencies from solid to aqueous phase are adjusted from Kasper-Giebl (2000) observations, as presented in Ménégoz et al (2009). This parameter is considered to be identical for mineral dust and black-carbon. For each type of aerosols, the total distribution can be represented by several modes which all have a log-normal distribution. Diameter, standard deviation and fraction number of the different modes for each aerosol are presented in the first column of table 1. Distributions are discretized into bins of different sizes in MOCAGE, as described in Martet (2008). The second column of the table 1

shows the different bins used for each aerosol. In MOCAGE simulations, the chemical production of sulphate and the direct emissions of black-carbon and mineral dust are injected into the atmosphere following the distribution shown in this table 1.

Aerosol	Distribution ( <b>diameter (µm)</b> – standard-deviation – number fraction)	Size bins used in the model (m)
Mineral dust modes	<b>0.22</b> - 1.59 - 0.38	5 bins (1.00E-8 to 6.31E-8 / 6.31E-8 to 3.98E-7 / 3.98E-7 to 2.51E-6 / 2.51E-6 to 1.58E-5 / 1.58E-5 to 1.00E-4)
	<b>0.63</b> - 2.0 - 0.62	
Black-Carbon modes	<b>0.015</b> - 1.8 - 0.92	4 bins (1E-9 to 1E-8 / 1E-8 to 1E-7 / 1E-7 to 1E-6 / 1E-6 to 1E-5)
	<b>0.040</b> - 1.8 - 0.08	
Sulphate modes	<b>0.015</b> - 1.8 - 0.98331	4 bins (1E-9 to 1E-8 / 1E-8 to 1E-7 / 1E-7 to 1E-6 / 1E-6 to 1E-5)
	<b>0.04</b> - 1.8 - 0.01650	
	<b>0.5</b> 2 0.00019	

*Table 1 : Diameters, standard deviation and number fraction of log-normal distribution for mineral dust, black-carbon and sulphate based on AEROCOM indications (first column) ; Distribution in size-bins used in MOCAGE model (second column).*

### 2.3 The 2000-2005 simulation

A simulation of the 2000-2005 was computed for the aim of this study. In this simulation, air temperature, humidity, pressure and wind components used to drive MOCAGE were provided from 6-hourly analyses obtained by the European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF) IFS model. For the six years of the simulation, we used the “AEROSOL Comparison between Observations and Models” (AEROCOM) global emissions inventory representative of the year 2000 (Dentener et al, 2005). Emissions of SO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>S and SO<sub>4</sub><sup>2-</sup> are constant over the year, except for biomass burning emissions, which have monthly variations. The AEROCOM inventory considers daily variations of DMS and dust emissions. However, we used monthly averages for these fields because we assume that daily variations of these emissions are very different from one year to another, and it would not make sense in a six-year simulation. We assumed that 2.5 % of the anthropogenic elementary sulphur is directly emitted as SO<sub>4</sub><sup>2-</sup> ; the rest being SO<sub>2</sub>.

### 2.4 Validation of the simulation

Before studying our aerosols simulation over the NAE region, it is necessary to check the ability of the model to describe the main sources and sinks for each type of aerosols. Table 2 shows global aerosol burdens, sinks and sources computed during the year 2000 by MOCAGE and the multi-model mean from the AEROCOM inter-comparison exercise. Aerosol burdens simulated by MOCAGE are in the range of the burdens simulated by AEROCOM models. MOCAGE black-carbon burden is equal to the mean of AEROCOM models. Concerning this aerosol, dry deposition is more efficient in MOCAGE than in all other models, but it is compensated by wet deposition which is lower in MOCAGE than in

other AEROCOM models. Dust burden is lower in MOCAGE than in AEROCOM models. It seems to be due to MOCAGE dry deposition and sedimentation fluxes, which are stronger than those simulated by AEROCOM models on average. Sulphate burden simulated by MOCAGE is similar to the higher estimate from the AEROCOM inter-comparison. Dry deposition of this aerosol is of the same order of magnitude in MOCAGE as in AEROCOM models, whereas sulphate chemistry production simulated by MOCAGE is lower than in AEROCOM models. High sulphate burden simulated by MOCAGE may be due to the wet deposition, which is less efficient in MOCAGE than in the other models on average. Ménégöz (2009) compared a MOCAGE simulation of sulphate with observations of the European Monitoring and Evaluation Programme (EMEP, Hjellbrekke, 2004), and confirms that MOCAGE tends to underestimate scavenging fluxes of sulphate. Nevertheless, this study shows that in spite of a slight tendency to overestimate sulphate concentration, MOCAGE describes the distribution of sulphate over Europe quite well.

	Sulphate		Black-Carbon		Mineral dust	
	MOCAGE	AEROCOM	MOCAGE	AEROCOM	MOCAGE	AEROCOM
Burden	1.15	0.7 [0.3-1.2]	0.2	0.2 [0.11-0.37]	13.2	21.3 [6-30]
Emission+ Chem. Prod (only sulphate)	44.0	54 [30-80]	7.8	7.8 [-]	1670	1670 [-]
Dry Deposition + Sedimentation	6.6	6.8 [1-13]	3.2	1.6 [0.2-2.4]	1254	1120 [700-2100]
Wet Deposition	37.2	47 [28-116]	4.5	6.2 [5.3-11]	427	498 [100-750]

Table 2 : Global burden ( $Tg[S]$  for sulphate and  $Tg$  for other aerosols), sinks and sources ( $Tg[S].year^{-1}$  for sulphate and  $Tg.year^{-1}$  for other aerosols) modelled by MOCAGE and by AEROCOM models (mean and interval, adapted from (Textor (2006)). Simulations made with the same emissions for all AEROCOM model and MOCAGE over the year 2000.

## 2.5 Aerosol budget over the North-Atlantic Region

Figure 1 shows the main sinks and sources over the North-Atlantic Region for sulphate, black-carbon and mineral dust. Sulphate originates essentially from SO<sub>2</sub> oxidation, by aqueous chemistry pathway, whereas gaseous chemistry pathway and direct emissions represent only 6 and 5 percent of total sulphate sources respectively. Considering the North-Atlantic region, the main sink for sulphate is wet deposition ( $0.28 \text{ mg}[S].\text{m}^{-2}.\text{day}^{-1}$ ) followed by dry deposition ( $0.11 \text{ mg}[S].\text{m}^{-2}.\text{day}^{-1}$ ) and transport outside of the domain ( $0.07 \text{ mg}[S].\text{m}^{-2}.\text{day}^{-1}$ ). Sedimentation is negligible for sulphate, due to the very small size of this aerosol. The mean sulphate burden is  $4.59 \text{ mg}[S].\text{m}^{-2}$  in this region. The mean black-carbon burden is  $0.38 \text{ mg}.\text{m}^{-2}$ . The black-carbon emissions, issued from biomass burning and human activities in Europe, Africa and America, are equal to  $0.067 \text{ mg}.\text{m}^{-2}.\text{day}^{-1}$  on average over the whole North-Atlantic region. The main sink for this aerosol is dry deposition ( $0.022 \text{ mg}.\text{m}^{-2}.\text{day}^{-1}$ ),

followed by wet deposition ( $0.014 \text{ mg.m}^{-2}.\text{day}^{-1}$ ) and export out of the domain ( $0.0017 \text{ mg.m}^{-2}.\text{day}^{-1}$ ). Sedimentation is negligible for black-carbon, due to the small size of this aerosol. The mineral dust burden is  $68.4 \text{ mg.m}^{-2}$  over North-Atlantic region, with emissions coming from African and Middle-East deserts equal to  $115.9 \text{ mg.m}^{-2}.\text{day}^{-1}$  on average over the whole domain. The main sinks for this aerosol are dry deposition ( $23.22 \text{ mg.m}^{-2}.\text{day}^{-1}$ ), followed by transport outside of the domain ( $8.47 \text{ mg.m}^{-2}.\text{day}^{-1}$ ), sedimentation ( $5.10 \text{ mg.m}^{-2}.\text{day}^{-1}$ ) and wet deposition ( $2.40 \text{ mg.m}^{-2}.\text{day}^{-1}$ ). The total budget of all fluxes ( $0.026 \text{ mg[S].m}^{-2}.\text{day}^{-1}$ ,  $0.029 \text{ mg.m}^{-2}.\text{day}^{-1}$  and  $76.7 \text{ mg.m}^{-2}.\text{day}^{-1}$  for sulphate, black-carbon and mineral dust respectively) is positive for all aerosols, indicating an accumulation of aerosols in the NAE region during winter.

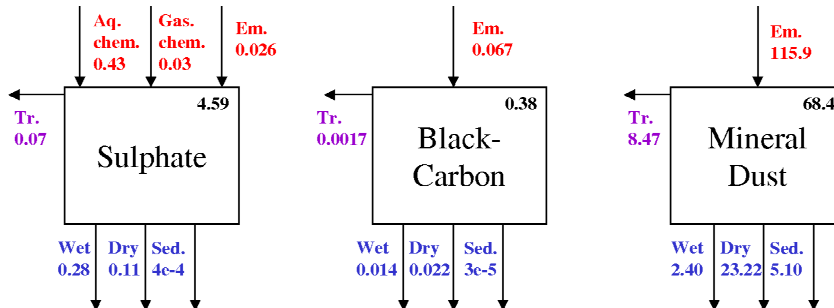


Figure 1: Sulphate, Black-Carbon and mineral dust budget over the North-Atlantic region ( $20^{\circ}\text{N}-80^{\circ}\text{N}$ ,  $80^{\circ}\text{W}-40^{\circ}\text{E}$ ) in winter (December-January-February) 2000 to 2005. Burdens (on the upright corner of the square) are given in  $\text{mg[S].m}^{-2}$  for sulphate and  $\text{mg.m}^{-2}$  for other aerosols. Fluxes are given in  $\text{mg[S].m}^{-2}.\text{day}^{-1}$  for sulphate and  $\text{mg.m}^{-2}.\text{day}^{-1}$  for other aerosols: Tr: Transport outside of the domain ; Wet: Wet deposition ; Dry: Dry deposition ; Sed: Sedimentation ; Aq. Chem.: Aqueous chemistry ; Gas. chem.: Gaseous chemistry ; Em.: Emissions.

Sulphate is essentially concentrated over Europe and America in winter, due to high  $\text{SO}_2$  anthropogenic emissions (Figure 2.a), with an average burden varying between 5 and  $9 \text{ mg[S].m}^{-2}$ . Over the North Atlantic ocean, the sulphate burden varies from  $0 \text{ mg[S].m}^{-2}$  in the tropics to  $5 \text{ mg[S].m}^{-2}$  in the North. Over Greenland, sulphate column is very low (i.e. lower than  $2 \text{ mg[S].m}^{-2}$ ) above the centre of the island, whereas it takes values about  $2.5 \text{ mg[S].m}^{-2}$  above the littoral. Black-carbon has a distribution similar to those of sulphate, with an averaged column reaching  $0.8 \text{ mg.m}^{-2}$  over Europe and America,  $0.4 \text{ mg.m}^{-2}$  above Atlantic and  $0.2 \text{ mg.m}^{-2}$  over Greenland (Figure 2.b). There is however a large difference between black-carbon and sulphate distribution over Africa: the sulphate burden is very low over this region, whereas black-carbon burdens are comparable to those modelled in European polluted area, because of strong biomass burning emissions in central Africa. Mineral dust is essentially concentrated over northern Africa, due to Saharan and Middle-East desert emissions (Figure 2.c). The winter average of dust column varies between 200 and  $500 \text{ mg.m}^{-2}$  above Africa, between 10 and  $25 \text{ mg.m}^{-2}$  over Europe and between 0 and  $10 \text{ mg.m}^{-2}$  above the Atlantic ocean and America. Only the eastern part of the Atlantic atmosphere is strongly concentrated in dust: Dust column ranges from  $200 \text{ mg.m}^{-2}$  in the West coast of Africa to  $0 \text{ mg.m}^{-2}$  in the middle of the North Atlantic region.

The resulting aerosol radiative forcing is estimated using Aerosol optical Thickness (AOT). AOT is computed here from the aerosol column with the coefficients estimated by Tegen et al. (1997). Figure 2.d shows that simulated AOT takes very high values over Africa, reaching 0.6, due to the extreme concentration of mineral dust in the atmosphere. AOT ranges from 0.2



to 0.3 over Eastern Europe and from 0.1 to 0.2 over Western Europe, due to the presence of mineral dust, sulphate and black-carbon. Over America, AOT varies between 0.2 and 0.25, only due to the presence of sulphate and black-carbon. AOT is comprised between 0.1 and 0.15 over the Atlantic ocean, except near the African western coast, where it can reach values of 0.4 due to transport of desert dust. AOT takes its lower values over Greenland and over the Caribbean sea, ranging from 0.05 to 0.01.

We have to keep in mind that organic aerosols and sea-salt aerosols are not yet implemented in the model, necessarily inducing an underestimation of AOT. Remer (2008) estimates AOT analysing MODIS satellite images. He evaluates a set of 5 year monthly means of AOT at global scale. In this study, AOT varies between 0.1 to 0.3 during winter over Europe, between 0.1 and 0.2 over the North of the Atlantic ocean, except near the African western coast where it can reach 0.4, and ranges from 0 to 0.15 over American eastern coast. These values are of the same order of magnitude as those simulated by MOCAGE, which suggests that AOT distribution modelled by MOCAGE is quite realistic.

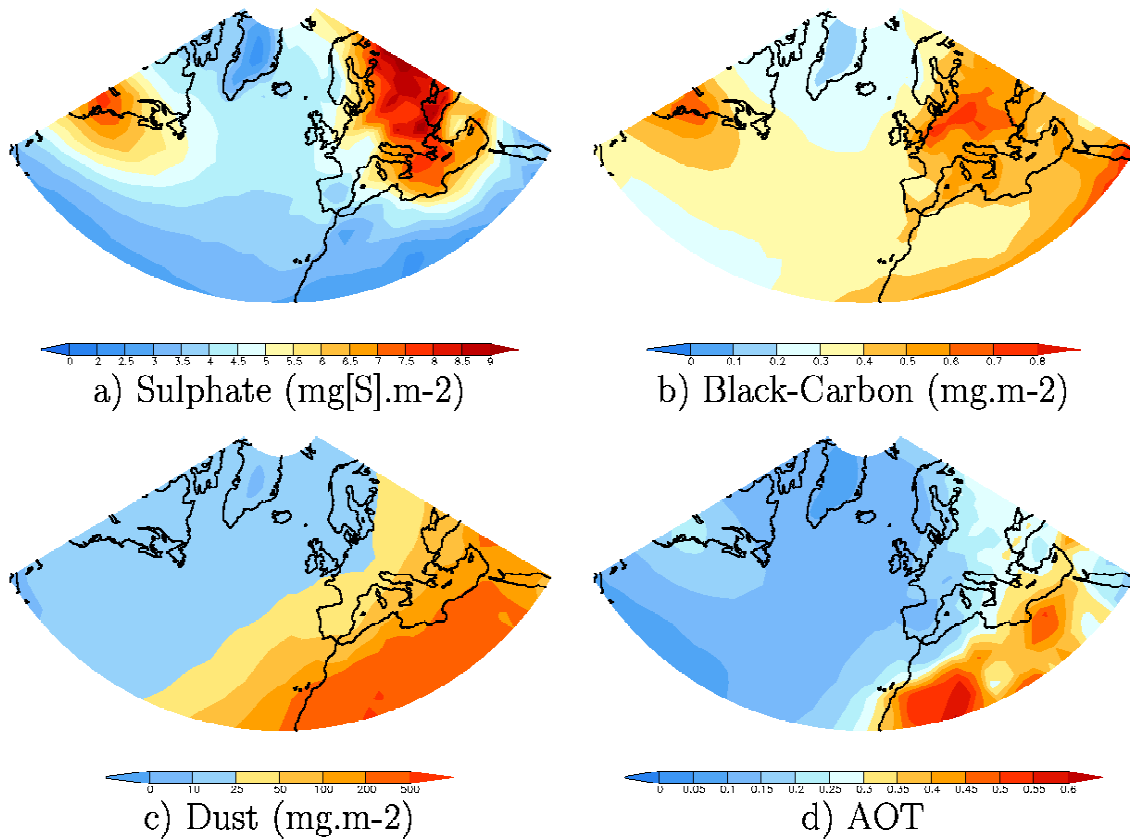
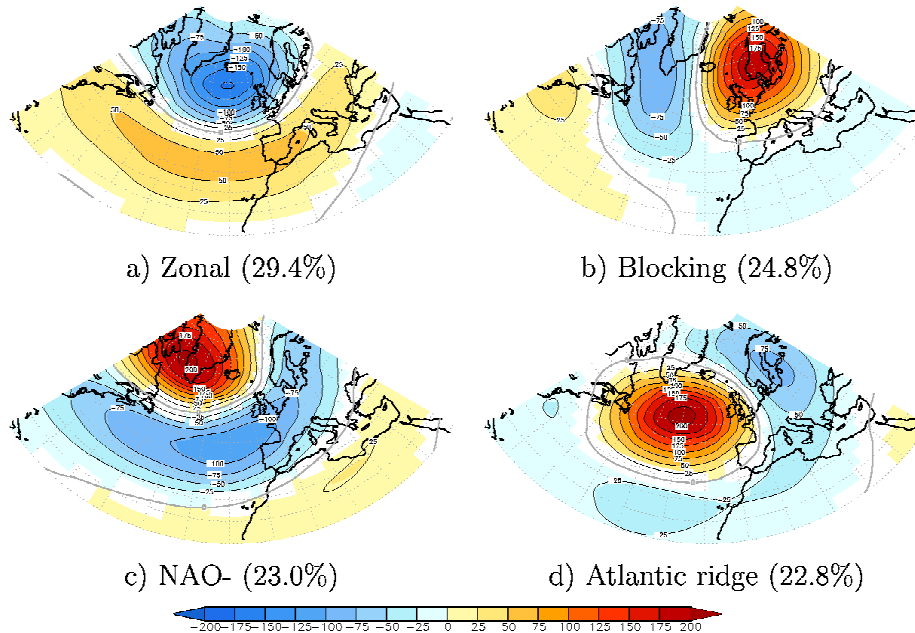


Figure 2: Sulphate ( $\text{mg[S]}\cdot\text{m}^{-2}$ ), black-carbon ( $\text{mg}\cdot\text{m}^{-2}$ ), dust ( $\text{mg}\cdot\text{m}^{-2}$ ) and Aerosol Optical Thickness (AOT) winter average over 2000-2005 simulated by MOCAGE.

### 3 Aerosol distribution induced by North-Atlantic-European weather regimes

#### 3.1 Weather regimes classification

The MOCAGE simulation is driven using operational analysis products. However, the period 2000-2005 is too short to define robust cluster centroids. We have thus classified MOCAGE data onto the 4 weather regimes obtained from the 1958-2001 ERA40 reanalysis product (Gibson et al., 1997; Uppala et al., 2004). The classification is applied to the 500hPa geopotential height (Z500) over the North-Atlantic European region (20°N-80°N, 80°W-40°E). An empirical orthogonal function (EOF) analysis is performed on the daily anomalies of Z500 for the winter (December-February) season. The first 30 EOFs are retained, capturing more than 90% of the total variance. The decomposition of the large scale atmospheric circulation variability into weather regimes is performed in the space spanned by the leading EOFs using the k-means partition algorithm developed by Michelangeli et al. (1995). As in Michelangeli (1995), k was chosen to be four and hence the daily anomalies of Z500 were classified into four clusters, which constitute the optimal partition compared to a classification performed on a multivariate noise.



*Figure 3 : Composites of the anomalies of ERA40 500 hPa geopotential height anomalies (m) corresponding to the four North-Atlantic weather regimes in winter(December-January-February). a) : Zonal, b) : Blocking, c) : NAO-, d) : Atlantic ridge. Weather regime frequencies are written in parentheses. Contour interval : 25m ; 95 % significant values are drawn in colour.*

The four weather regimes from the ERA40 reanalysis obtained following this method are represented on figure 3. The first regime (Fig. 3.a), named Zonal regime, consists of a dipole of anomalies with a negative centre covering the northern North Atlantic Ocean, situated north of a positive centre extending from the eastern American coast to the southern European continent. This regime corresponds to the positive phase of the NAO-. The coloured areas correspond to anomalies significant at the 95% level, according to a bootstrap test. The

second regime (Fig. 3.b), named Blocking, displays an anomalous ridge centred over the Scandinavian Peninsula, along with a trough extending southward from the Baffin Bay. The third regime (Fig. 3.c), named NAO– (negative NAO phase), consists of a dipole of anomalies with a positive centre over the southern coast of Greenland and a negative centre over the Azores Islands. The Atlantic Ridge regime (Fig. 3.d) is dominated by an anticyclonic anomalous core off western Europe flanked to the northeast by a low pressure centre over the Scandinavian Peninsula.

The daily operational analysis of the period 2000-2005 used in our MOCAGE simulation is classified onto the weather regimes already defined. Before performing the classification, the daily anomalies of Z500 for the (December-February) season, are projected onto the first 30 EOFs computed from the ERA40 reanalysis. Each day is attributed to the class for which the Euclidian distance with the cluster centroid from ERA40 reanalysis is minimal. The classification in weather regimes is thus achieved in the space spanned by the leading 30 EOFs of the ERA40 reanalysis.

In MOCAGE simulations, all meteorological variables are provided from analyses of the ECMWF IFS model, except convective precipitation flux, which is computed by MOCAGE. Figures 4 and 5 show precipitation and wind anomalies associated with each weather regime. Precipitation anomalies are obtained from the classification of the total precipitation flux, which is the sum of a stratiform component issued from the IFS model and a convective component computed in MOCAGE. Wind anomalies originate from a classification of the IFS model analyses.

The zonal regime is characterised by a low pressure system over the North of the domain, inducing a northward shift of the storm track, and therefore more precipitation over Northern Europe and less precipitation over Southern Europe (Fig. 4.a). On the contrary, the NAO-regime induces a southward shift of the storm track, associated with less precipitation over Northern Europe and more precipitation over Southern Europe (Fig. 4.c). The blocking regime induces a deviation of the storm track toward the northern North Atlantic ocean, associated with less storms reaching northern Europe. The blocking regime is therefore characterised by less precipitation over Europe and more precipitation over Atlantic (Fig. 4.b). Finally, the Atlantic ridge induces a slowdown of the westerlies flow, and then less precipitation in the Northeastern Atlantic Ocean (Fig. 4.d). The zonal regime is associated with an increased cyclonic circulation in the north of 45°N (Fig. 3.a), contrary to the NAO-regime, characterised by an increased anticyclonic circulation in the same region (Fig. 5.c). The blocking regime is characterised by stronger southerly winds over the northern North Atlantic ocean (Fig. 5.b). The high pressure system over the ocean during an Atlantic ridge episode induces strong northerly winds on the western coast of Europe and Africa (Fig. 5.d). The meteorological field variations associated with each weather regime over the North Atlantic basin are expected to have an impact on aerosol concentrations, through the modification of chemical production, deposition and transport of aerosols. These links between the weather regimes and the aerosol distribution are investigated in the next sections.

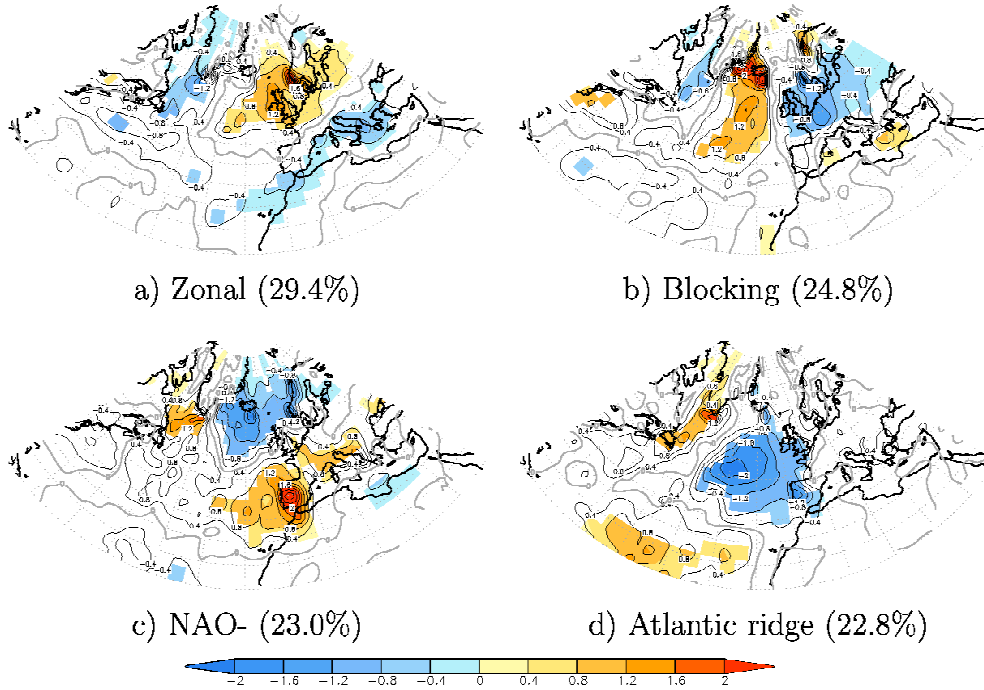


Figure 4: Composites of 2000-2005 ECMWF/MOCAGE (see text) liquid precipitation anomalies during the days for which the atmosphere is classified as a): Atlantic ridge, b): Atlantic low, c): Blocking, d): NAO-. Contour interval: 0.4 ; 95 % significant values are drawn in colour.

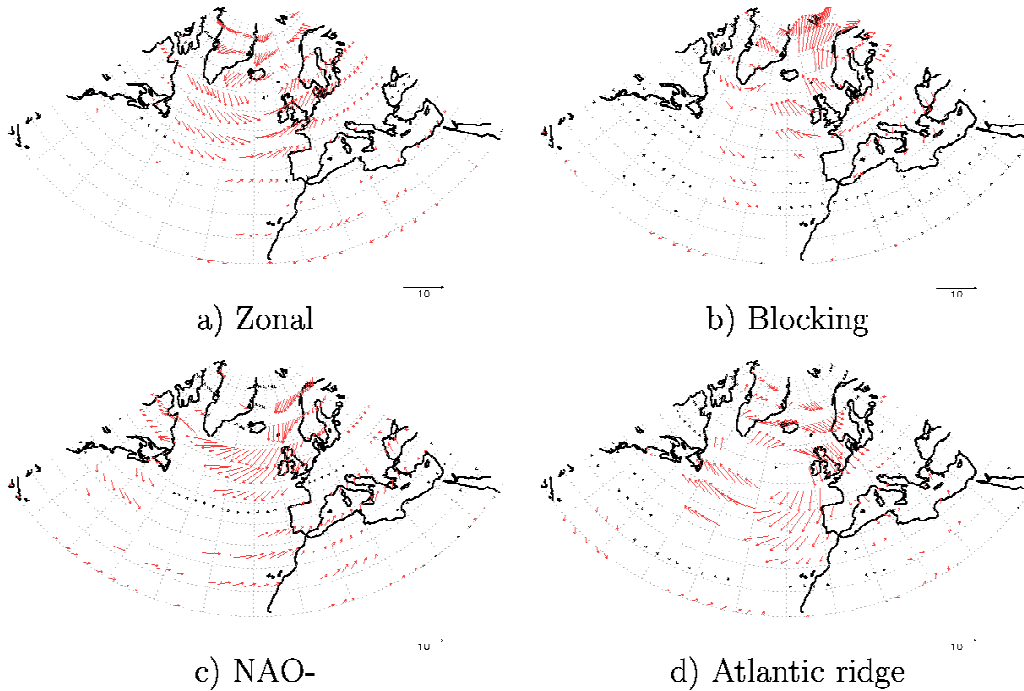


Figure 5: Composites of 2000-2005 ECMWF IFS model (see text) wind anomalies during the days for which the atmosphere is classified as a): Atlantic ridge, b): Atlantic low, c): Blocking, d): NAO-. 95% significant values are drawn in red.

### 3.2 Aerosol budget variations associated to weather regimes

The aerosol budget associated with each weather regime is computed as a composite of the days for which MOCAGE data is classified as pertaining to this weather regime. It is presented on table 3. We have to keep in mind that we used climatologic dust emissions in our simulation, which does not depend on wind velocities. The representation of dynamical dust emissions is not yet implemented in the version of the model used here. Considering our simulation, we only analyse aerosol burden variations linked to transport and sinks efficiency (except for sulphate sources, which are described by chemical reactions, that depend also on meteorological conditions).

Averaged over the whole NAE region, the differences in the aerosol budget simulated for each weather regime are relatively small: The mean sulphate burden over the North Atlantic region varies by about 5% depending on the weather regime relative to the winter mean. These variations are the result of changes in export of sulphate out of the NAE region, and variations of wet deposition, dry deposition, aqueous and gaseous chemistry production. The export of sulphate out of the NAE region can be modified by a factor 10 depending on the weather regime considered, whereas the variations of the other fluxes do not exceed 10%. The black-carbon burden varies by less than 3% and dry and wet deposition - its two main sinks - vary by no more than 5% depending on the weather regime considered. The mean dust burden undergoes variations by up to 10% depending on the weather regime considered. This is induced by changes of transport outside of the domain, sedimentation, wet and dry deposition, which can vary by 15 % from one weather regime to another for this aerosol.

To evaluate the local differences of the aerosol burden, we computed the composites of burden, sinks and sources of aerosols associated with each weather regimes. The pattern obtained are discussed in the following.

SULPHATE	Zonal	Blocking	NAO-	Atlantic Ridge
Wet Deposition	0.289	0.267	0.290	0.280
Dry Deposition	0.107	0.114	0.115	0.110
Sedimentation	-	-	-	-
Transport	-0.23	0.84	-0.53	-0.42
Aqueous chemistry	0.441	0.410	0.455	0.450
Gaseous chemistry	0.031	0.029	0.026	0.029
<b>Burden</b>	<b>4.419</b>	<b>4.709</b>	<b>4.714</b>	<b>4.659</b>
<b>BLACK-CARBON</b>				
Wet Deposition	0.0145	0.0142	0.0149	0.0136
Dry Deposition	0.0208	0.0232	0.0210	0.0212
Sedimentation	-	-	-	-
Transport	-0.0022	-0.0007	-0.0016	-0.0022
<b>Burden</b>	<b>0.367</b>	<b>0.391</b>	<b>0.387</b>	<b>0.387</b>
<b>DUST</b>				
Wet Deposition	2.05	2.65	2.31	2.98
Dry Deposition	23.05	22.74	22.78	23.23
Sedimentation	5.12	5.02	5.03	5.07
Transport	-9.22	-7.24	-7.85	-8.42
<b>Burden</b>	<b>63.67</b>	<b>70.72</b>	<b>66.54</b>	<b>75.64</b>

*Table 3: Sinks and Burden of sulphate ( $\text{mg}[S].\text{m}^{-2}.\text{day}^{-1}$  and  $\text{mg}[S].\text{m}^{-2}$ ), black-carbon ( $\text{mg}.\text{m}^{-2}.\text{day}^{-1}$  and  $\text{mg}.\text{m}^{-2}$ ) and mineral dust ( $\text{mg}.\text{m}^{-2}.\text{day}^{-1}$  and  $\text{mg}.\text{m}^{-2}$ ) over North-Atlantic region ( $20^{\circ}\text{N}$ - $80^{\circ}\text{N}$ ,  $80^{\circ}\text{W}$ - $40^{\circ}\text{E}$ ) in winter (December-January-February) 2000 to 2005 associated to the four weather regimes, Zonal, Blocking, NAO- and Atlantic Ridge. (Transport is positive when turned inside the NAE region).*

### 3.3 Zonal regime signature

The zonal weather regime induces significant negative anomalies of the sulphate column all over Europe (Fig. 6.a), reaching  $1.2 \text{ mg[S].m}^{-2}$  over regions where the winter mean sulphate column takes values of about  $8 \text{ mg[S].m}^{-2}$ . The zonal regime is associated with more precipitation (Fig. 2.a) and therefore a moister atmosphere over Northern Europe. For this reason, the aqueous chemical production is increased over Northern Europe (cf. Fig. 6.g). Nevertheless, reinforced south-westerly winds transport sulphate produced over Europe toward the Northern Europe, a very humid region, leading to a strong increase of wet deposition (Fig. 6.g). This mechanism implies a general decrease of the sulphate burden over Europe. A slight sulphate burden increase is modelled over Northern Africa, due to an increase of aqueous chemistry, not compensated by an increase of wet deposition over this region. A significant negative anomaly of black-carbon column is modelled over Western Europe during zonal regime episodes: a negative anomaly of  $0.1 \text{ mg.m}^{-2}$  is modelled in particular over England, region with black-carbon winter mean of about  $0.5 \text{ mg.m}^{-2}$  (figure 6.b). Two reasons explain such a decrease: more intense precipitation reinforces wet deposition over western Europe, and increased northward winds (see figure 3.a) transport black-carbon from Western Europe highly polluted areas (see figure 5.b) to Northern Europe, where wet deposition is very efficient due to high precipitation rates. The zonal regime is also associated with a strong negative anomaly of mineral dust burden over a region extending from Northern Africa to the Black Sea (negative anomaly about  $50 \text{ mg.m}^{-2}$ ) where winter mean column varies between 200 and  $500 \text{ mg.m}^{-2}$  (Fig. 6.c). This negative anomaly is explained by the increase of easterly winds associated with the zonal regime (Fig. 3.a), inducing also a strong positive anomaly over the oceanic region located in the West coast of Africa. AOT modelled is a combination of the three aerosols burden taken into account in our simulation. The zonal regime is therefore associated with significant AOT negative anomaly over the whole Europe and Northern Africa. A slight AOT negative anomaly is also pointed out over the North Atlantic ocean. On the contrary, there is an intense positive anomaly over the ocean along West Africa due to dust. During a zonal regime episode, the typical value of AOT decrease is 10% over Africa and Europe, and the typical value of AOT increase is about 20% over Africa.

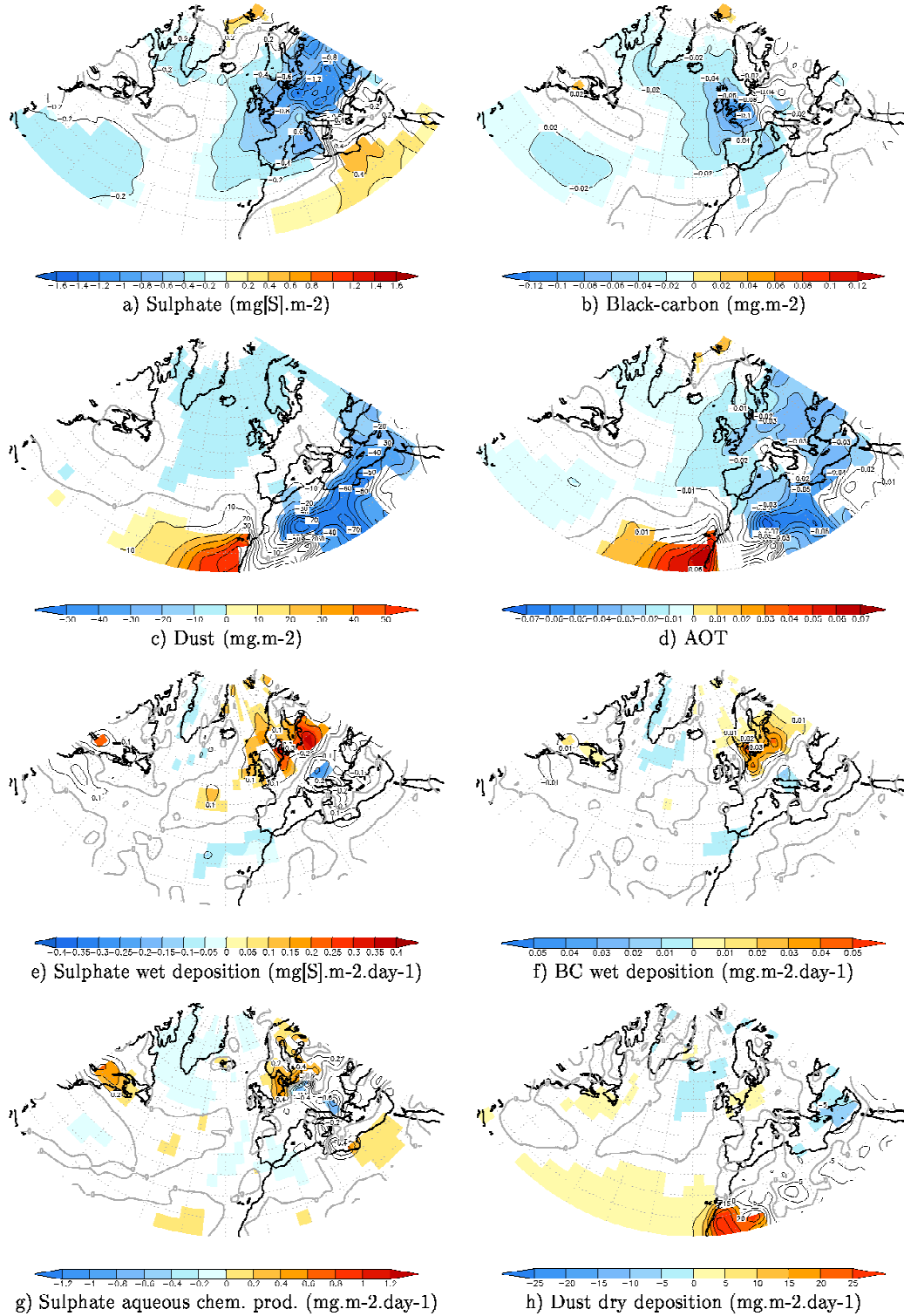


Figure 6: 2000-2005 DJF zonal regime anomalies of sulphate burden, black-carbon burden, dust burden, aerosol optical thickness (AOT), sulphate wet deposition, black-carbon wet deposition, sulphate aqueous chemical production and dust dry deposition over North Atlantic region ; 95 % significant values are drawn in colour.



### 3.4 Blocking regime signature

The blocking regime is associated with an enhancement of 20% of the sulphate burden over Southern Europe in comparison with the winter mean (Fig. 7.a). During this weather regime, the atmosphere is drier over polluted central Europe areas, and aqueous chemical production is therefore less active (Fig. 7.g), but wet deposition is also less efficient (Fig. 7.e). Such a situation implies a decrease of the sulphate burden over Scandinavia whereas combined with reinforced northerly winds (Fig. 3.b), it favours an increase of the sulphate burden modelled over the Mediterranean sea. Negative anomalies modelled over Scandinavia are linked to strong south-westerly winds associated with the blocking regime (Fig. 3.b). The black-carbon burden associated with the blocking regime is increased over Western and Southern Europe (by 20%, Fig. 7.b) and decreased over Scandinavia, essentially because of the atmospheric circulation induced by this regime. North-easterly winds transport Black-carbon from North-eastern Europe to West and South Europe. This tendency is reinforced by low levels of wet deposition over Northern Europe (Fig. 7.f). Weak dust anomalies are modelled for the blocking regime over two regions: negative anomalies about  $10 \text{ mg.m}^{-2}$  over tropical Atlantic, and positive anomalies between 10 and  $50 \text{ mg.m}^{-2}$  over Morocco and Algeria (Fig. 7.c). These anomalies are explained by wind anomalies associated with the Blocking regime. AOT anomaly is mainly driven by sulphate and black-carbon anomalies during blocking regime episodes, largely positive all over Western Europe (20% increase) and negative over the Scandinavian region (10% decrease) (Fig. 7.d).

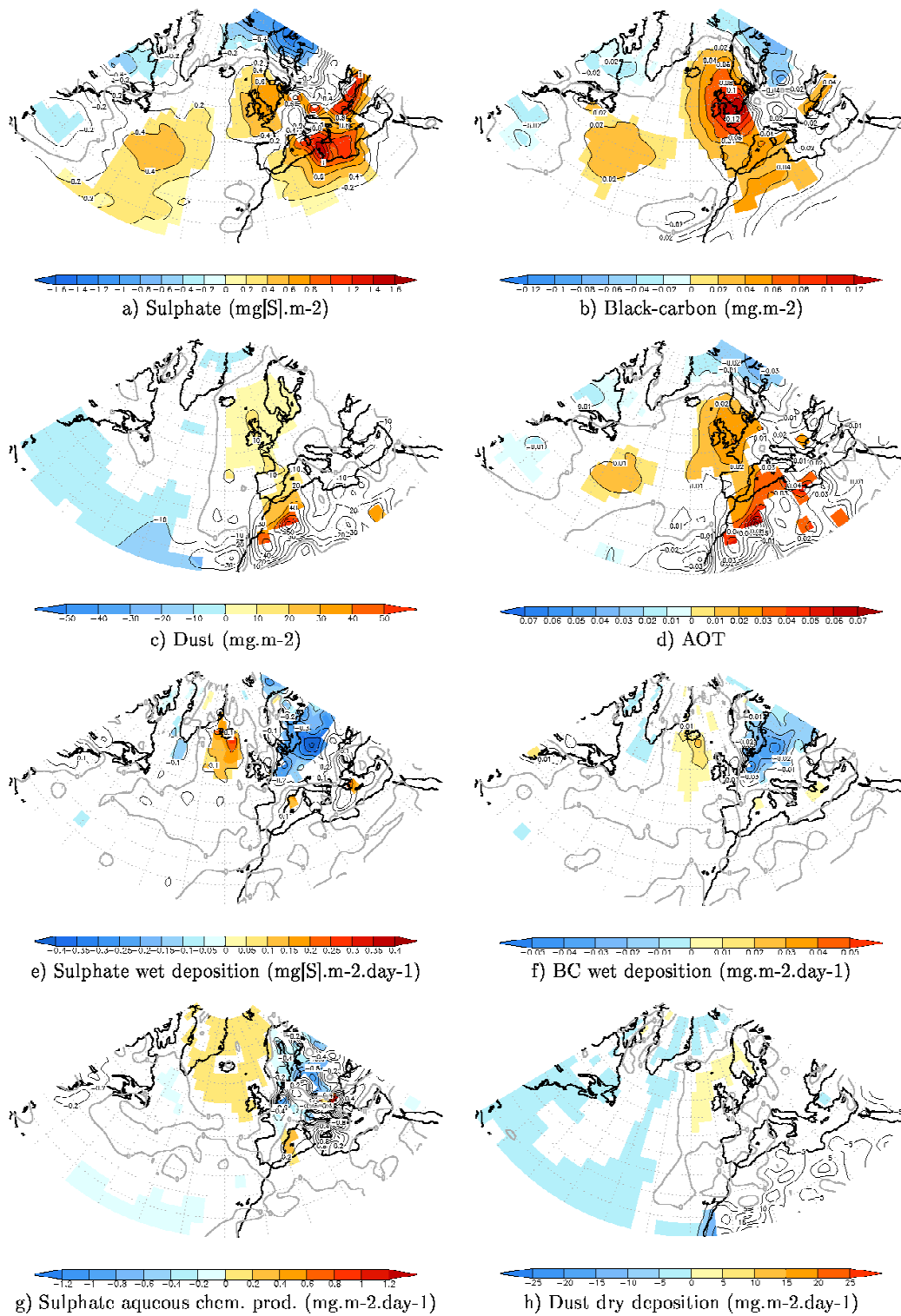


Figure 7: 2000-2005 DJF blocking regime anomalies of sulphate burden, black-carbon burden, dust burden, aerosol optical thickness (AOT), sulphate wet deposition, black-carbon wet deposition, sulphate aqueous chemical production and dust dry deposition over North Atlantic region ; 95 % significant values are drawn in colour

### 3.5 NAO- regime signature

The NAO- regime is associated with strong positive sulphate and black carbon anomalies over Europe (between 0.4 and 1.4 mg[S].m<sup>-2</sup> for sulphate and 0.04 and 0.06 mg.m<sup>-2</sup> for black-carbon), and negative anomalies over Africa for these aerosols (between -0.4 and -1.4 mg[S].m<sup>-2</sup> for sulphate and around -0.04 mg.m<sup>-2</sup> for black-carbon; see figure 8.a and 8.b). The accumulation of sulphate over Europe, combined with a decrease of sulphate burden over the Mediterranean sea and Northern Africa, is probably linked with the atmospheric circulation (Fig. 3.c). Wind anomalies may limit the discharge of sulphate from Europe. Wet deposition and aqueous chemical production anomalies have low level of significance over the NAE region during the NAO- phase (Fig. 8.e and 8.g). However, an increase of aqueous chemistry production over Europe (Fig. 8.g) - more intense than the increase of wet deposition modelled over this region (Fig. 8.e) - could reinforce the accumulation of sulphate over the European continent. An accumulation of sulphate is also modelled over tropical Atlantic, about 0.4 to 0.6 mg[S].m<sup>-2</sup>, linked to a southward shift of westerlies, which transport both sulphate and SO<sub>2</sub> over this region. For this reason, aqueous chemistry is also reinforced in this region (Fig. 8.g). The black-carbon burden is also accumulated over Scandinavia - with anomalies between 0.02 and 0.06 mg.m<sup>-2</sup> - due to a decrease of wet deposition. Over Western Tropical Atlantic, reinforced westerlies imply slight black-carbon positive anomalies. Negative dust anomalies reaching 50 mg.m<sup>-2</sup> are noticed over the Atlantic ocean, close to Africa, due to a decrease of the easterlies which limit the transport of dust from the Sahara to the Atlantic ocean. This process explains also the dust positive anomaly modelled over North Africa. As a consequence of these aerosol burden anomalies, NAO- regime signature in AOT is characterised by a negative anomaly near the western African coast (15% decrease), linked to low dust burden, and by two positive anomalies over Western Tropical Atlantic (20% increase) and Northern Europe (10% increase), linked to strong accumulations of sulphate and black-carbon.

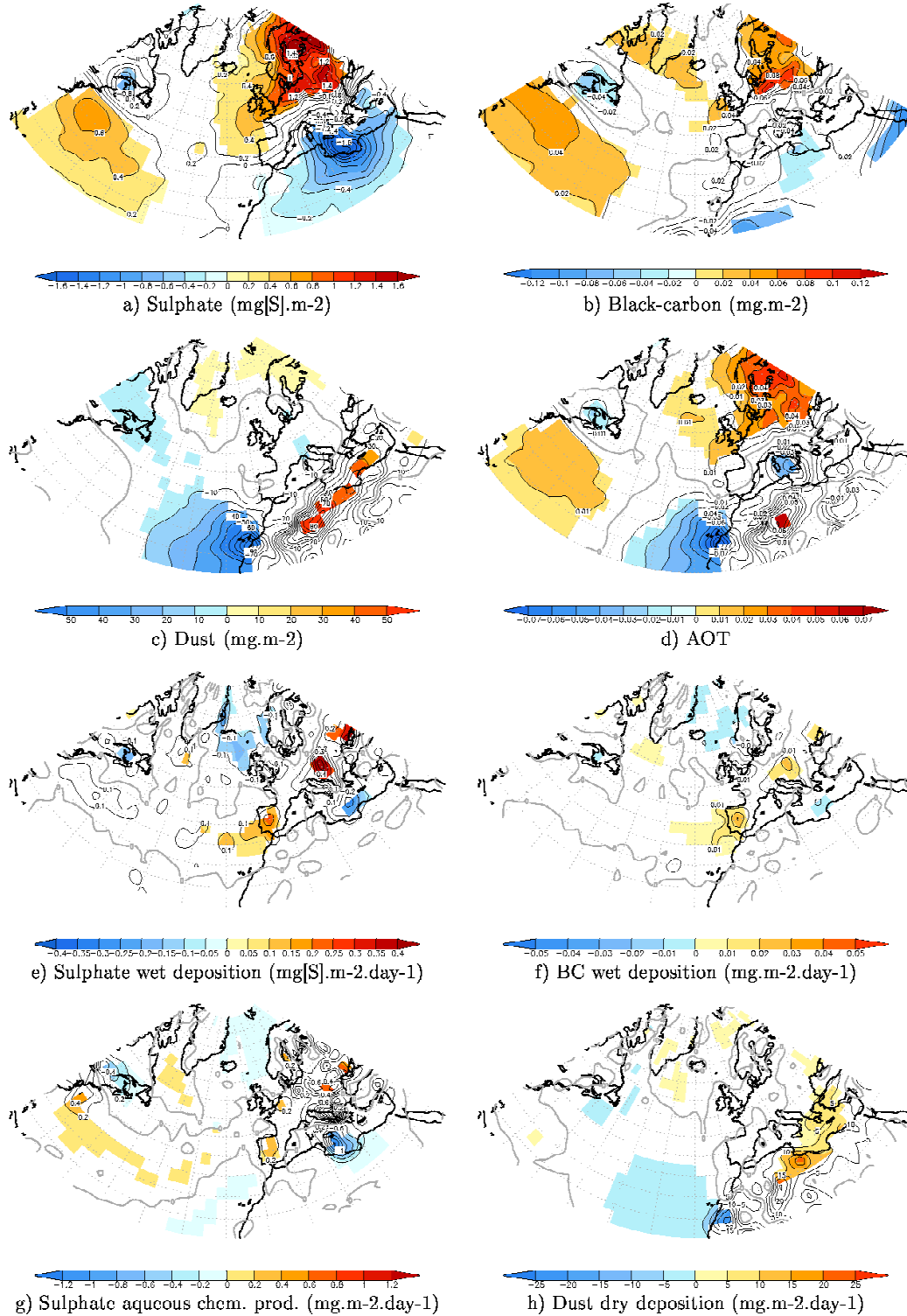


Figure 8: 2000-2005 DJF NAO- regime anomalies of sulphate burden, black-carbon burden, dust burden, aerosol optical thickness (AOT), sulphate wet deposition, black-carbon wet deposition, sulphate aqueous chemical production and dust dry deposition over North Atlantic region ; 95 % significant values are drawn in colour

### 3.6 Atlantic ridge signature

The Atlantic ridge signature in sulphate burden is characterised by negative anomalies over the centre of the North Atlantic ocean and North-western Europe – with values from 0.2 to 0.4  $\text{mg[S].m}^{-2}$  – and positive anomalies over South-Western Europe and Northern America – with values from 0.2 to 0.6  $\text{mg[S].m}^{-2}$  (Fig. 9.a). The positive anomalies over South-Western Europe are linked both to reduced westerly winds (Fig. 3.d), and to a more active aqueous chemical production over Central and South-Western Europe (Fig. 9.g). Due to strong emissions of sulphur compounds in Northern America, reduced westerly winds over the Atlantic ocean induces a negative sulphate anomaly over the Atlantic ocean and a positive sulphate anomaly over America. The sulphate wet deposition negative anomaly over the Atlantic ocean is probably not due to a change in meteorological conditions. But it may be associated directly with the decrease of sulphate concentration over this region. The negative anomaly of sulphate modelled in North-western Europe is linked to positive anomalous north-westerly winds (Fig. 3.d). The black-carbon burden shows a negative anomaly over the North Atlantic centre from 0.02 to 0.08  $\text{mg.m}^{-2}$  and positive anomalies over Western Europe and Northern America reaching 0.06  $\text{mg.m}^{-2}$  (Fig. 9.b). Such distribution anomalies are due to the Atlantic ridge wind anomalies (Fig. 3.d), inducing a transport of BC from Northern to South-Western Europe. A strong positive dust anomaly with values between 20 and 50  $\text{mg.m}^{-2}$  is modelled over Eastern Africa. It is linked with the increase of northwest winds (Fig. 3.d), transporting dust on the southwest of the NAE region. A weaker positive dust anomaly with values between 0 and 20  $\text{mg.m}^{-2}$  covers most of the North Atlantic Ocean. It is induced by weaker dust wet deposition (not shown). The AOT distribution associated to the Atlantic ridge regime is therefore characterised by positive anomalies over Africa and Southern Europe (10% increase) and negative anomalies over North-Western Europe (10% decrease).

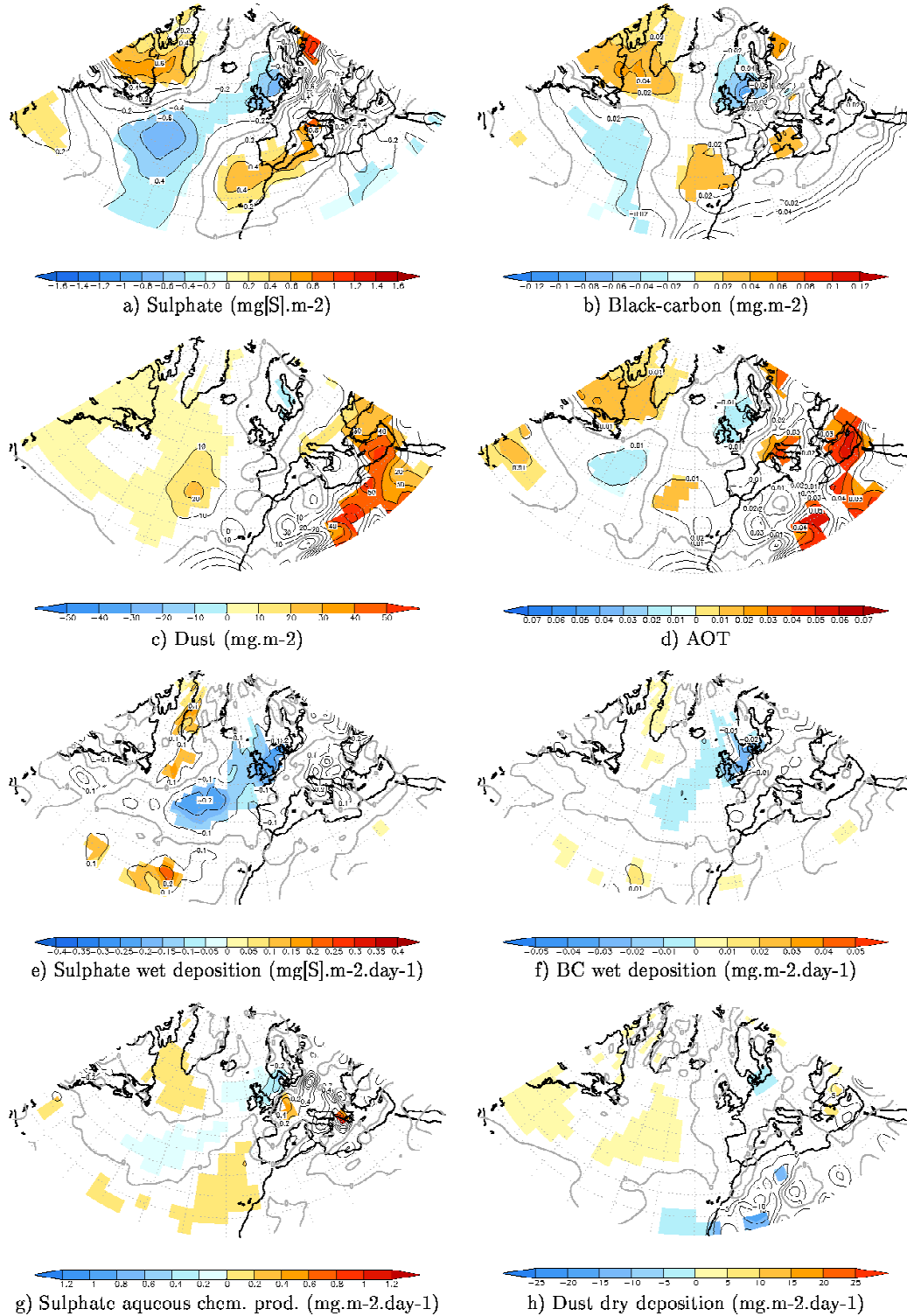


Figure 9: 2000-2005 DJF Atlantic ridge regime anomalies of sulphate burden, black-carbon burden, dust burden, aerosol optical thickness (AOT), sulphate wet deposition, black-carbon wet deposition, sulphate aqueous chemical production and dust dry deposition over North Atlantic region ; 95 % significant values are drawn in colour

## 4 Feedback of the aerosol distribution on the weather regimes

It has been shown in the previous section that weather regimes can affect the aerosol burden up to 20%. A new question arise from this result : can aerosol burdens exert in turn an influence on weather regimes. To assess the impact of these aerosol burden anomaly patterns, experiments are conducted in which an AGCM is forced by the North Atlantic aerosol burdens anomalies showed in figures 6 to 9.

### 4.1 The ARPEGE global climate model

The atmospheric model used for these experiments is the ARPEGE-Climat version 4 AGCM (Déqué *et al.*, 1999, Gibelin and Déqué, 2003). The model has 31 vertical levels extending up to 10 hPa using a hybrid sigma-pressure vertical coordinate, and a 2.8° horizontal resolution. The semi-lagrangian advection scheme allows for a 30-mn time step. The ISBA Soil-Vegetation-Atmosphere Transfer model, described by Mahfouf *et al.* (1995) is included in ARPEGE-Climat. It contains a detailed snow cover formulation (Douville *et al.*, 1995a and 1995b). Soil and vegetation properties are prescribed from the global high-resolution ECOCLIMAP dataset (Masson *et al.*, 2003). The radiative scheme used in ARPEGE is the FMR (Fouquart-Morcrette-Radiation) scheme (Dandin and Morcrette, 1996), describing the absorption and emission in the long wave radiation and reflection, scattering and absorption in the solar radiation. There are two wide wave bands (0.25 $\mu$ m-0.68 $\mu$ m and 0.68 $\mu$ m-0.4 $\mu$ m) in the shortwave radiation calculation. Reflection, scattering and absorption by gases, aerosols and clouds are computed by applying a two-stream method together with a photon path distribution method (Fouquart and Bonnel, 1980). Longwave radiation is computed by broad band flux emissivity method with six wide wave bands covering the spectrum between 0 and 2620 cm<sup>-1</sup> without scattering process.

The aerosols direct effect, i.e. aerosol aptitude to scatter and to absorb solar radiation, is taken into account in ARPEGE-Climat as presented by Rongming *et al.* (2001). It is based on vertically integrated AOT, single scattering albedo and asymmetry factor for each aerosol. Representation of these parameters was originally done following the works of Tanré *et al.* (1984) and Dandin and Morcrette (1996). Tanré *et al.* (1984) consider 5 types of aerosols: continental, maritime, urban, desert and stratospheric aerosols. In the model, for each type of aerosol, a specific vertical profile is applied to “verticalize” 2D AOT inputs (Fig. 10). The sulphate aerosol representation was originally added by Rongming *et al.* (2001), leading to a total of six aerosol types represented in ARPEGE-Climat. In our simulation, we used the Tegen *et al.* (1997) AOT representation for continental aerosols (limited to organic aerosols on its description), sea-salt aerosols, and background stratospheric aerosols. Background stratospheric aerosols concern volcanic aerosols that penetrate into the stratosphere, and sulphate aerosols issued from the oxidation of Carbonyl Sulphide (OCS), a compound which is chemically inert on the troposphere but which is oxidised in sulphate in the stratosphere (Turco, 1980). In our simulation, black-carbon, dust and sulphate AOT monthly means were computed from our 2000-2005 MOCAGE simulation. MOCAGE aerosols burden were vertically integrated and converted into 2D AOT following Tegen (1997). It would have been interesting to directly use 3D AOT from MOCAGE in ARPEGE but this could not be done easily for this study.

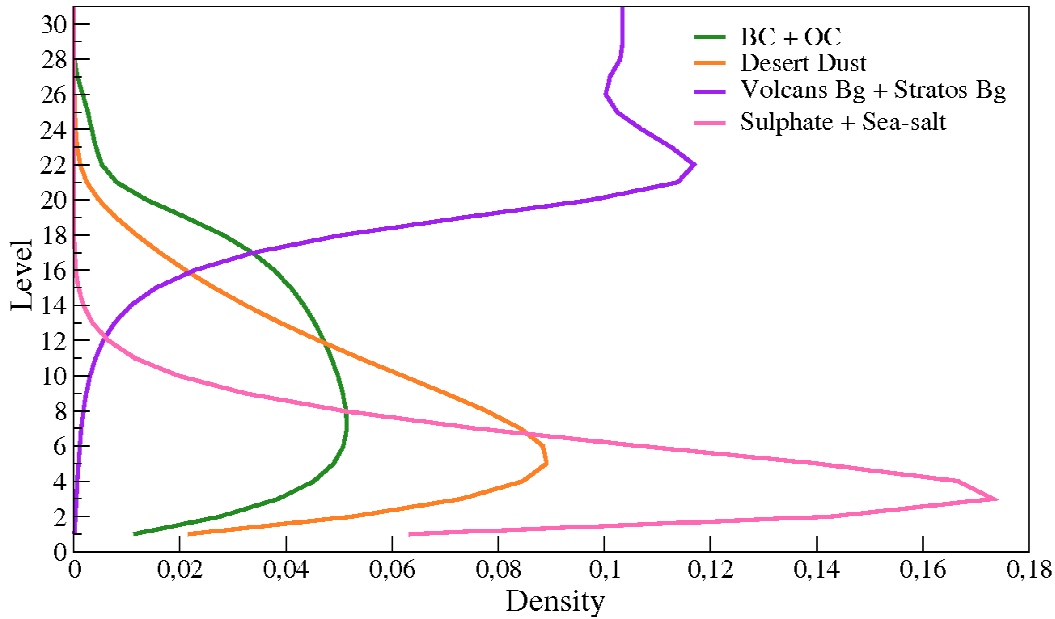


Figure 10 : Aerosol profile prescribed in the 31 levels ARPEGE-Climat model

An increase in sulphate aerosol can increase the number of Cloud Condensation Number (CCN) taken a constant cloud liquid water content, this leads to a larger concentration of cloud droplets of small radius, and then to an enhancement of cloud reflectivity (Twomay, 1977). This effect, named “first indirect effect”, is very difficult to quantify, and has been discussed many times (IPCC, 2007 ; Heintzenberg and Charlson, 2008). Moreover, Global climate models resolution is often too coarse to describe it correctly. One single relationship between sulphate concentration and cloud droplets concentration (CDN) is however classically used for climate study (Boucher, 1995) :

$$C_{dn} = 10^{a+b \log(mSO_4^{2-})}$$

where  $mSO_4^{2-}$  is the sulphate mass expressed in  $\mu\text{gm}^{-3}$  and  $C_{dn}$  is CDN in  $\text{cm}^{-3}$ .

Many different values of a and b coefficients have been proposed. In our ARPEGE-Climat simulations, we used those recently updated by Quaas (personal communication, 2005) :

$$a=1.7 \text{ and } b=0.2$$

In ARPEGE-Climat, the effective radius of cloud liquid water droplets and then the AOT, the asymmetry factor and the single scattering albedo of clouds, all depending on CDN, liquid water content and liquid water path, are then computed as it is detailed in Rongming et al. (2001).

#### 4.2 Atmosphere-forced experiments

Five experiments are conducted : one control experiment named CTL, using an average AOT from the CTM simulation, and four experiments to test the sensitivity of the atmosphere to the pattern of aerosol burden associated with each weather regime in the 20°N-80°N, 80°W-40°E domain. These experiments are forced with the anomaly patterns of the Zonal, Blocking, Atlantic Ridge and NAO- regimes. They are respectively named AER-ZO, AER-BL, AER-NAO and AER-AR. The CTL experiment is forced with a monthly climatology of aerosols, computed as the monthly mean of the 2000-2005 MOCAGE simulation presented in the



paragraph 2.3. In the other four experiments, the aerosols fields are computed by adding the aerosol anomaly patterns shown in Figs. 6 to 9 to the 2000-2005 monthly mean used on the CTL experiment. Each of these five experiments consists of an ensemble of 50 simulations of the winter (December-February) season starting from 50 different initial conditions for the 1<sup>st</sup> of December. The greenhouse gases are fixed to the 1990 value. The monthly climatology sea surface temperature of Reynolds et al (2002) is prescribed as surface boundary conditions, with a conservative quadratic interpolation between consecutive months.

### 4.3 Impact of the aerosol distribution on the weather regimes persistence

The daily large scale atmospheric circulation from these five experiments is classified into the four weather regimes obtained from the ERA40 reanalysis. The method is the same as the one used to classify MOCAGE data. We consider as weather regime episode those lasting at least three consecutive days, as considered in Sanchez-Gomez and Terray (2005). This hypothesis is justified by the persistence properties of the weather regimes (Michelangeli et al,1995). The excitation and associated transitions of the four weather regimes are mainly controlled by internal atmospheric dynamical processes, but external forcings are expected to stabilize or destabilize the atmospheric circulation state. The potential role of aerosol concentration anomalies is assessed by evaluating their ability to influence the mean persistence of each weather regime.

First of all, no difference is detected between the experiments neither in the frequency of occurrence nor in the spatial characteristics of the weather regimes. We only detect differences in the persistence of weather regimes. From the four sensitivity test AER-ZO, AER-BL, AER-NAO and AER-AR, several impacts of aerosol distribution on weather regime persistence were pointed out. Some of them are not significant according to a two-sided bootstrap test, and therefore are not presented here. Two of them, found significant, are described in the following:

We find that the mean persistence of the NAO- regime is reduced by 1.78 days when the atmosphere is forced with the pattern of aerosol induced by the Zonal regime instead of the climatology (CTL) with a p\_value equal to 0.086 according to our two-sided test. During an occurrence of the Zonal regime, the pattern of aerosol anomalies named AER-ZO will be forced by the atmosphere. Then, if due to an internal atmospheric dynamical process, a transition from the Zonal regime to the NAO- regime is produced, the AER-ZO pattern will tend to destabilize the NAO- regime.

The mean persistence of the Zonal regime is reduced by 0.88 days when the atmosphere is forced with the pattern of aerosol induced by the Blocking regime instead of the climatology (CTL) with a p\_value equal to 0.116 according to a two-sided test. Similarly, during a transition from the Blocking regime to the Zonal regime, the interaction with the aerosol will tend to destabilize the Zonal regime.

## 5 Discussion

As presented in section 1.3.4, the zonal regime is associated with strong negative anomalies of sulphate and black-carbon over the whole Europe (Fig. 6). During the occurrence of this regime, dust burden takes negative anomalies over North Africa and positive anomalies above the Atlantic part which borders the west of Africa. The change of aerosol burden in the AER-ZO experiment has directly or indirectly - through all climate feedbacks - an impact on the radiative fluxes modelled over the NAE region as we can see on figure 11. This figure shows the difference between radiative fluxes simulated in the AER-ZO (made with the zonal aerosol distribution) and in the CTL (made with the standard winter average aerosol distribution) during the NAO- phase.

Radiative fluxes anomalies can not be linked easily to the pattern of the aerosol burden anomalies, because of the involvement of many climate retroactions, in particular those which concern cloud feedbacks. In our experiment, the solar radiation fluxes anomalies at the top and the bottom of the atmosphere (Fig. 11.a and b) have very low significance levels. However, the positive anomaly of surface solar radiation modelled over the Sahara (keep in mind that positive fluxes are oriented downward) is probably due to the negative anomaly of dust burden associated with the zonal regime (Fig. 6.c). On the West of North Africa, a negative anomaly of surface solar radiation may be induced by both positive dust burden anomalies (Fig. 6.c) and positive cloud amount anomalies over this region (Fig. 11.e and f). Longwave flux at the surface shows a negative anomaly over Northern Europe (Fig. 11.c), induced by a decrease of both high and low cloud amount over this region. It shows also a positive anomaly on the West of North Africa, certainly due to high cloud amount ((Fig. 11.g and h).

The radiative fluxes do not exceed anomalies from  $-8$  to  $4 \text{ W.m}^{-2}$  (Fig. 11), whereas sensible and latent heat fluxes are strongly modified over the Atlantic in our AER-ZO experiment (11.g and h), with values from  $-10$  to  $+10 \text{ W.m}^{-2}$ . We have to keep in mind that we used the same SST forcing in all our experiments. Turbulent fluxes differences originate therefore only from thermo-dynamical processes on the atmosphere. Turbulent fluxes tend to strongly warm the atmosphere in the South West of Greenland and to cool it on the Northern coast of Europe (note that positive fluxes are oriented downward). In an idealized atmosphere where the potential vorticity is uniform, a warm (cold) surface anomaly is associated with a cyclonic (anticyclonic) anomaly in the mid-troposphere downstream of the surface anomaly. This type of atmospheric response corresponds to a transient response to a surface anomaly. These baroclinic transient responses can interact with the barotropic structure of the weather regimes. In our simulation, the surface variations of the heat fluxes should destabilize the NAO- regime, characterised by an high pressure system over Greenland and low pressures over Europe and tropical Atlantic (Fig 1). It could be an explanation for the 1.78 days decrease of the NAO- regime persistence modelled on the AER-ZO experiment.

As we said previously, the atmospheric energy balance is quite difficult to link with aerosol distributions, due to all the interactions that occur in the climate system, and in particular through cloud feedbacks. Considering shortwave fluxes, the signature of sulphate is not pointed out between AER-ZO and CTL experiments, whereas this aerosol is known to strongly scatters solar radiation. The same conclusion is drawn for absorbing black-carbon. Further simulations conducted with on-line diagnostics of aerosol forcing could help understanding more accurately the impact of the aerosol distribution associated with the zonal regime on the NAO- persistence. An equivalent analyse could be performed to explain the

decrease in the zonal regime persistence in a winter simulation forced by the aerosol distribution associated with the Blocking regime.

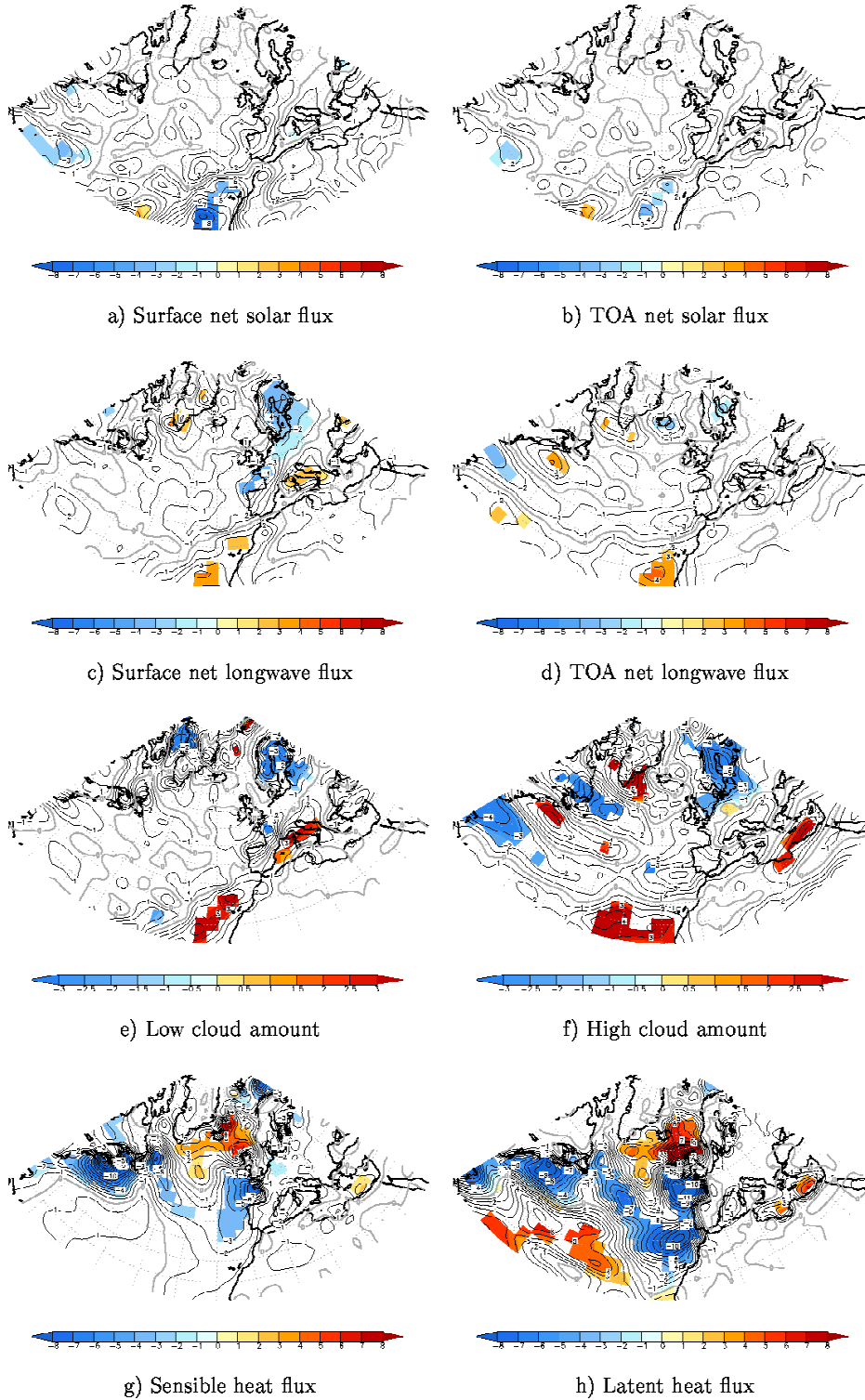


Figure 11: Heat fluxes differences in  $W.m^{-2}$  and low and high cloud amount differences (%) (AER-ZO – CTL) during the NAO- regime (see text). Positive fluxes are directed downward.

## 6 Conclusion

This study focuses on the interactions between aerosol atmospheric concentrations and winter weather regimes in the North Atlantic European Region (20°N-80°N,80°W-40°E). It is divided into two parts. In the first part, the Chemical-Transport Model MOCAGE is used to perform a simulation from 2000 to 2005, using the meteorological data of the ECMWF IFS model. The aerosol burden anomalies induced by each weather regime are assessed, analysing aerosol sinks and sources anomalies, and evaluating the modifications of the aerosol transport involved by wind anomalies. Atmospheric dynamical processes associated with the different weather regimes can impact by up to 20% the columns of sulphate, black-carbon and dust. In a second part, the pattern of aerosol anomalies associated with each weather regime are used to force experiments performed with the ARPEGE-Climat model. These experiments are used to discuss the role of the aerosol concentration in the atmosphere onto the weather regime persistence or their transition toward another weather regime. The mean persistence of the NAO- and the Zonal regime are reduced by 1.78 and 0.88 days respectively when the atmosphere is forced with the patterns of aerosol induced by the Zonal regime and the Blocking regime respectively. This suggests that the interaction with the atmospheric aerosol concentration could destabilize the NAO- regime which occurs after a Zonal episode. Same conclusion can be exposed for a Zonal regime which occurs after a Blocking episode.

The destabilization of the NAO- regime due to an aerosol forcing corresponding to the Zonal regime is linked to modifications in the atmospheric energy budget in our simulation. The aerosol radiative forcing associated with all the climate retroactions, and in particular with clouds feedback, induces strong modifications of turbulent fluxes over the Atlantic ocean, which destabilize the high pressure system over the Greenland characteristic of the NAO-phase. Further simulations, using an AGCM with diagnostics of the aerosol radiative forcing could help distinguish this forcing from all the climate retroactions and assess more accurately the impact of the aerosols distributions associated with each weather regime.

**Acknowledgments:** This work formed part of a PhD. Thesis at the Centre National de Recherches Météorologiques (CNRM-GAME), Toulouse, funded by Météo-France and the CNRS. The authors wish to thank Soline Bielli for her help in applying the weather regime classification and Pascal Terray and Eric Maisonnave for the availability of their statistical package STATPACK. The figures have been prepared using GrADS free software.

## Bibliographie

- Bechtold, P., Bazile, E., Guichard, F., Mascart, P., and Richard, E. (2001) : A mass flux convection scheme for regional and global models, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 127, 869-886.
- Boucher, O., and U. Lohmann (1995), The sulfate-CCN-cloud albedo effect: a sensitivity study using two general circulation models. *Tellus*, 47B, 281–300.
- Cassou, C. (2008), Intraseasonal interaction between the Madden-Julian Oscillation and the North Atlantic Oscillation. *Nature*, 455, 523-527.
- Dandin, P., et Morcrette, J. J. (1996), The ECMWF FMR scheme in the Meteo-France climate model Arpege-climat, *Note de centre*, pp.74.
- Déqué M., Braun A., Piedelievre J.-P., Marquet P., Dandin P., Guérémy J.-F., Geleyn J.-F., Bazile E., Piriou J.-M., Yessad K., Courtierand P., Rochas P. (1999), ARPEGE version 3, documentation algorithmique et mode d'emploi (in French, available from CNRM/GMGEC, Météo-France, 42 avenue G. Coriolis, 31057 Toulouse, France).
- Dentener, F., Kinne, S., Bond, T., Boucher, O., Cofala, J., Generoso, S., Ginoux, P., Gong, S., Hoelzemann, J. J., Ito, A., Marelli, L., Penner, J. E., Putaud, J.-P., Textor, C., Schulz, M., van der Werf, G. R., and Wilson, J. (2006), Emissions of primary aerosol and precursor gases in the years 2000 and 1750 prescribed data-sets for AeroCom, *Atmos. Chem. Phys.*, 6, 4321-4344.
- Douville H., Royer J.-F., Mahfouf J.-F. (1995a), A new snow parametrization for the Météo-France climate model. Part I: Validation in stand-alone experiments, *Clim. Dyn.*, 12 : 21-35.
- Douville H., Royer J.-F., Mahfouf J.-F. (1995b), A new snow parametrization for the Météo-France climate model. Part II: Validation in a 3-D GCM experiments, *Clim. Dyn.*, 12 : 37-52.
- Fouquart, Y. and B. Bonnel (1980), Computations of solar heating of the earth's atmosphere: A new parameterization, *Beitr. Phys. Atmos.*, 53, 35-62.
- Gibelin A.L., Déqué M., 2003 : Anthropogenic climate change over the Mediterranean region simulated by a global variable resolution model, *Clim Dyn*, 20 : 327-339.
- Gibson J.K., Kallberg P., Uppala S., Hernandez A., Nomura A., Serrano E. (1997), ERA description, *ECMWF Reanalysis Project Report Series No.1*, European Centre for Medium-range Weather Forecasts, Reading, UK, pp. 66.
- Heintzenberg, J. and Charlson, R. (2008), Clouds in the Perturbed Climate System, Their Relationship to Energy Balance, Atmospheric Dynamics, and Precipitation, edited by Jost Heintzenberg and Robert Charlson. Strüngmann Forum Reports.
- Hohenegger, C., and P. L. Vidale (2005), Sensitivity of the European climate to aerosol forcing as simulated with a regional climate model, *J. Geophys. Res.*, 110, D06201, doi:10.1029/2004JD005335.
- Hongisto, M., M. Sofiev, and S. Joffre (2003), Hilatar, a limited area simulation model of acid contaminants, part II, *Atmos. Environ.*, 37, 1535–1547.
- Hurrell, J.W. Y. Kushnir, G. Ottersen, and M. Visbeck (2003), An overview of the North Atlantic Oscillation. The North Atlantic Simulation: Climate Significance and Environmental Impacts, *Geophys. Monogr.*, No. 134, Amer. Geophys. Union, 1-22.

Josse, B. Simon, P., and Peuch, V.-H. (2004), Radon global simulations with the multiscale chemistry and transport model MOCAGE, *Tellus*, 56B, 339-356.

Kasper-Giebl, A. (2000), Scavenging Efficiency of “Aerosols Carbon” and Sulphate in Supercooled Clouds at MT Soonblich (3106 m a.s.l., Austria), *J. Atmos. Chem.*, 35 : 33-46.

Langner and Rodhe (1991), : A global three-dimensional model of the tropospheric sulphur cycle, *J. Atmos. Chem.*, 13, 225-263.

Louis, J.-F. (1979), A parametric model of vertical eddy fluxes in the atmosphere, *Bound.-Layer Meteor.*, 17, 182-202.

Mahfouf, J.F., A. Manzi, J. Noilhan, H. Giordani, and M. Déqué (1995), The Land Surface Scheme ISBA within the Météo-France Climate Model ARPEGE. Part I. Implementation and Preliminary Results, *J. Clim.*, 8, 2039-2057.

Marmer, E., B. Langmann, K. Hungershofer, and T. Trautmann (2007), Aerosol modeling over Europe: 2. Interannual variability of aerosol shortwave direct radiative forcing, *J. Geophys. Res.*, 112, D23S16, doi:10.1029/2006JD008040.

Masson V, Champeaux JL, Chauvin F, Meriguet C, Lacaze R (2003), A global database of land surface parameters at 1km resolution in meteorological and climate models, *J. Clim.* 16: 1261-1282.

Ménégoz, M., D. Salas y Melia, M. Legrand, H. Teyssèdre, M. Michou, V.-H. Peuch, M. Martet, B. Josse, and I. Dombrowski-Etchevers (2009), Equilibrium of sinks and sources of sulphate over Europe: comparison between a six-year simulation and EMEP observations, *Atmos. Chem. Phys. Discuss.*, 9, 4381-4415.

Michelangeli, P.A., R. Vautard, and B. Legras (1995), Weather Regimes: Recurrence and Quasi Stationarity, *J. Atmos. Sci.*, 52, 1237-1256.

Michou, M. and Peuch, V.-H. (2002), Surface exchanges in the MOCAGE multiscale Chemistry and Transport Model, *J. Water Sci.*, 15/no special, 173-203.

Nho-Kim, E.-Y., Michou, M., and Peuch, V.-H. (2004), Parameterization of size-dependent particle dry deposition velocities for global modelling, *Atmos. Env.*, 38, 1933-1942.

M. Pham, J.-F. Muller, G. Brousseau, C. Granier et G. Megie (1995), A three-dimensional study of the tropospheric sulphur cycle, *J. Geophys. Res.*, Vol. 100, 26,061-26,092.

Quaas, J., and O. Boucher (2005), Constraining the first aerosol indirect radiative forcing in the LMDZ GCM using POLDER and MODIS satellite data, *Geophys. Res. Lett.*, 32, L17814, doi:10.1029/2005GL023850.

Remer, L. A., et al. : 2008, Global aerosol climatology from the MODIS satellite sensors, *J. Geophys. Res.*, 113, D14S07, doi:10.1029/2007JD009661.

Reynolds, R.W., Rayner N.A., Smith T.M., Stokes D.C., Wang W. (2002), An Improved In Situ and Satellite SST Analysis for Climate, *J. Clim.*, 15, 1609-1625.

Serge Planton<sup>2</sup>, Michel Déqué<sup>2</sup>, Pascal Marquet<sup>2</sup> and Alain Braun

Rongming, H., Planton, S., Déqué, M., Marquet, P., Braun, A. (2001), Why is the climate forcing of sulfate aerosols so uncertain?, *Adv. Atmos. Sci.*, Vol. 18, Num 6, pages 1103-1120.

SanchezGomez, E., and L. Terray (2005), Large-scale atmospheric dynamics and local intense precipitation episodes, *Geophys. Res. Lett.*, 32, L24711, doi:10.1029/2005GL023990.

Schulz, M., C. Textor, S. Kinne, Y. Balkanski, S. Bauer, T. Berntsen, T. Berglen, O. Boucher, F. Dentener, A. Grini, S. Guibert, T. Iversen, D. Koch, A. Kirkeveg, X. Liu, V. Montanaro, G. Myhre, J. Penner, G. Pitari, S. Reddy, X. Seland, P. Stier, and T. Takemura (2006), Radiative forcing by aerosols as derived from the AeroCom present-day and pre-industrial simulations. *Atmos. Chem. Phys.*, 6, 5225-5246.

Seinfeld, J. H. and Pandis, S. N. (2006), Atmospheric Chemistry and Physics: From Air Pollution to Climate Change, 2<sup>nd</sup> ed., 1203 pp., John Wiley, New York.

Tanré, D., J.F. Geleyn and J. Slingo (1984), First results of the introduction of an advanced aerosol-radiation interaction in the ECMWF low resolution global model, Aerosol and their climatic effects, H.E. Gerber and A. Deepack, Eds., A.Deepak Publishing, Hampton, Va., 133-177.

Tegen, I., P. Hollrig, M. Chin, I. Fung, D. Jacob, and J. Penner (1997), Contribution of different aerosol species to the global aerosol extinction optical thickness: Estimates from model results, *J. Geophys. Res.*, 102, 23895-23915, doi:10.1029/97JD01864.

Textor, C. et al. (2006), Analysis and quantification of the diversities of aerosol life cycles within AeroCom, *Atmos. Chem. Phys.*, 6, 1777-1813.

Teyssède et al. (2007), A new tropospheric and stratospheric Chemistry and Transport Model MOCAGE-Climat for multi-year studies: evaluation of the present-day climatology and sensitivity to surface processes, 2007 : *Atmos. Chem. Phys.*, 7, 58155860.

Turco, R. P., Whitten, R. C., Toon, O. B., Pollack, J. B. and Hamill, P. (1980), Stratospheric aerosols and climate, *Nature*, 283, 283–286.

Twomey, S. (1977), The influence of pollution on the short wave albedo of clouds, *J. atmosph. Sci.*, 34, 1149-1152.

Uppala, S., P. Kallberg, A. Hernandez, S. Saarinen, M. Fiorino, X. Li, K. Onogi, N. Sokka, U. Andrae, and V. da Costa Bechtol (2004), ERA-40: ECMWF 45-year reanalysis of the global atmosphere and surface conditions 1957-2000, *ECMWF Newsl.*, 101, 2-21.

Vautard, R. (1990), Multiple weather regimes over the North Atlantic: Analysis of precursors and successors, *Mon. Wea. Rev.*, 118, 2056-2081.

Wesely (1989), Parametrisation of surface resistances to gaseous dry deposition in regional-scale models, *Atmos. Env.*, 23, 1293–1304.

Williamson, D. L. and Rasch, P.J., (1989), Two-dimensional semi-lagrangian transport with shape preserving interpolation, *Mon. Wea. Rev.*, 117, 102-129.





# Annexe D

## Sensibilité des régimes de temps hivernaux au couplage avec la surface marine

D'après les résultats des chapitres 4 et 5, le couplage avec la surface marine tend à diminuer la persistance des régimes de temps estivaux de Dépression Atlantique, de Blocage et de NAO— d'environ 15%. Cette annexe vise à étendre à la saison hivernale les analyses présentées dans ces chapitres. Nous présentons d'abord un ensemble de diagnostics statistiques visant à détecter une éventuelle interaction entre les régimes de temps d'hiver et la surface marine. Ces différents diagnostics montrent que les régimes de temps hivernaux sont moins sensibles au couplage avec la surface marine que les régimes de temps estivaux. On cherche ensuite à comprendre les causes de cette sensibilité plus faible à partir de l'analyse de simulations atmosphériques de sensibilité.

### D.1 Impact du couplage océan-atmosphère dans la région NAE sur la persistance des régimes de temps hivernaux

Pour évaluer l'impact du couplage dans la région NAE (20°N-80°N, 80°W-40°E) entre le modèle d'atmosphère ARPEGE-climat et le modèle d'océan CNRMOM1D sur la persistance des régimes de temps hivernaux, nous comparons dans cette section la simulation C1h couplée océan-atmosphère dans la région NAE et décrite dans la section 2.3.2, avec un ensemble de simulations de contrôle H-CTL, présenté ci-dessous.

Les simulations de contrôle d'ARPEGE-climat formant l'ensemble H-CTL sont forcées sur tout le globe en utilisant comme conditions aux limites inférieures la climatologie mensuelle de SST de *Reynolds et al.* (2002) et celle de concentration de glace de mer des données HadISST (*Rayner et al.*, 2003). Nous nous intéressons uniquement ici à la

saison hivernale, définie comme la saison de décembre à février. Seule la saison hivernale a donc été produite pour l'ensemble H-CTL. H-CTL est constitué d'un ensemble de 100 membres simulés à partir de 100 conditions initiales différentes qui couvrent la période du 1er décembre au 28 février (100 fois 90 jours). Les 100 états initiaux utilisés pour produire cet ensemble sont issus de simulations de 20<sup>ième</sup> siècle réalisées avec le même modèle d'atmosphère.

La comparaison de la simulation C1h avec l'ensemble H-CTL donne, comme seul résultat significatif à 90%, une diminution de la persistance du régime de Dorsale Atlantique de 0.89 jour quand ARPEGE-climat est couplé au modèle d'océan CNRMOM1D dans la région NAE. Bien que le régime de Dorsale Atlantique soit moins sensible en été au couplage avec la surface océanique que les autres régimes de temps, ce régime semble y être plus sensible en hiver.

## **D.2 Impact des régimes de temps sur la surface marine et rétroactions sur la circulation atmosphérique : diagnostics en mode forcé**

### **D.2.1 Objectifs et méthode**

La section précédente a suggéré l'idée que le couplage avec la surface marine tendrait à diminuer la persistance du régime hivernal de Dorsale Atlantique. Pour compléter les diagnostics effectués dans la section précédente, on présente ici des diagnostics basés sur une simulation forcée du système océan-glace de mer puis sur des ensembles de simulations forcées de sensibilité atmosphérique.

Deux questions seront successivement abordées dans cette section :

- ⇒ Quelle amplitude peuvent atteindre les anomalies de SST et de concentration de glace de mer forcées par chaque régime de temps hivernal ?
- ⇒ Cette amplitude est-elle suffisante pour qu'une rétroaction de la surface marine sur la circulation atmosphérique se produise ?

Pour déterminer l'influence de chacun des régimes de temps sur les températures de surface océanique et la concentration en glace de mer, une première analyse s'appuie sur la simulation océanique forcée ERA1h, décrite dans la section 2.3.1. La méthode de classification en régimes de temps de *Michelangeli et al.* (1995) est appliquée aux données de hauteur géopotentielle à 500hPa de la réanalyse ERA40. On réalise alors des composites de champs de SST et de concentration de glace de mer associés à chacun des régimes de temps hivernaux dans la simulation océanique ERA1h. Ces champs d'anomalies de surface correspondent aux champs forcés par chacun des quatre régimes de temps.

Puis la sensibilité de la circulation atmosphérique à ces anomalies est évaluée à partir de simulations forcées atmosphériques réalisées avec le modèle ARPEGE–Climat version 4 (Déqué *et al.*, 1999; Gibelin and Déqué, 2003). Quatre ensembles de simulations de sensibilité sont produits et comparés à l’ensemble de contrôle H-CTL présenté dans la section précédente et utilisant comme conditions aux limites inférieures la climatologie de SST de Reynolds *et al.* (2002) et celle de concentration de glace de mer des données HadISST (Rayner *et al.*, 2003). Dans chacun de ces ensembles de sensibilité, les champs d’anomalies de SST et de concentration de glace de mer associés à un des régimes de temps sont ajoutés aux conditions aux limites utilisées pour l’expérience de contrôle H-CTL. Chacune de ces expériences de sensibilité est constituée de 100 membres simulés à partir de 100 conditions initiales différentes et durent 90 jours, du 1er décembre au 28 février. Les 100 états initiaux utilisés pour chaque ensemble de sensibilité sont les mêmes que ceux utilisés pour l’ensemble de contrôle H-CTL. Les données atmosphériques de ces simulations sont ensuite classifiées selon les quatre régimes de temps de la réanalyse ERA40. La persistance moyenne de chacun des régimes de temps dans les expériences de sensibilité est comparée avec leur persistance dans l’expérience de contrôle. On peut ainsi évaluer l’impact des anomalies de SST et de concentration de galce de mer sur la persistance des régimes de temps dans le modèle ARPEGE–climat.

Cette étude des interactions en mode forcé entre les régimes de temps et la surface marine est présentée sous forme d’un article publié dans *Geophysical Research Letters* (Guemas *et al.*, 2009c).

### **D.2.2 Article : Winter interactions between weather regimes and marine surface in the North-Atlantic European region**

## Winter interactions between weather regimes and marine surface in the North Atlantic European region

Virginie Guemas,<sup>1,2</sup> David Salas-Mélia,<sup>1</sup> Masa Kageyama,<sup>2</sup> Hervé Giordani,<sup>1</sup> Aurore Voldoire,<sup>1</sup> and Emilia Sanchez-Gomez<sup>1</sup>

Received 2 February 2009; revised 11 March 2009; accepted 9 April 2009; published 12 May 2009.

[1] This study aims at understanding the winter marine surface/atmosphere interactions in the North Atlantic European (NAE) region on intraseasonal timescales. The CNRMOM1d ocean model coupled with the GELATO3 sea ice model is forced with the ERA40 surface fluxes over the 1959–2001 period. Composites of the simulated Sea Surface Temperature (SST) and sea ice concentration anomalies associated with each weather regime are computed. These are then prescribed to the ARPEGE Atmosphere General Circulation Model. We show that the interaction with the marine surface induces a negative feedback on the persistence of the NAO– regime, favours the transition from the Zonal regime toward the Atlantic Ridge regime and destabilizes the transition from the Blocking regime toward the Atlantic Ridge regime. **Citation:** Guemas, V., D. Salas-Mélia, M. Kageyama, H. Giordani, A. Voldoire, and E. Sanchez-Gomez (2009), Winter interactions between weather regimes and marine surface in the North Atlantic European region, *Geophys. Res. Lett.*, 36, L09816, doi:10.1029/2009GL037551.

### 1. Introduction

[2] The variability of the large scale wintertime atmospheric circulation over the NAE region goes hand in hand with changes in surface temperature, precipitation and storminess. These climatic impacts over Europe call for a better understanding of the atmospheric circulation variability. The intraseasonal variability can be represented by transitions between four weather regimes [Vautard, 1990], which can be viewed as the preferred states of the atmospheric circulation. The recent study by Cassou [2008], using this concept of weather regimes, suggests a potential predictability of the atmospheric circulation more than a week in advance in the North-Atlantic European region. A better understanding of the mechanisms favouring the occurrence of each winter weather regime is therefore essential to improve their predictability and the predictability of associated patterns of temperature, precipitation and storminess.

[3] Although the variability of the atmospheric circulation is primarily driven by internal dynamical processes, some external forcings such as sea ice cover [Deser et al., 2007] or SSTs [Terray and Cassou, 2002] can affect the wintertime atmospheric circulation over the NAE region. A positive SST anomaly in the North Tropical Atlantic Ocean

can force a negative North Atlantic Oscillation (NAO) phase in winter and spring [Terray and Cassou, 2002]. A reduction in the sea ice extent east of Greenland is associated with a surface trough and a mid to high-troposphere ridge during the next week [Deser et al., 2007]. Furthermore, the interactions between climate regimes and marine surface on seasonal timescales can be interpreted as the time-averaged signature of higher frequency interactions between weather regimes and the surface ocean [Robertson et al., 2000; Cassou et al., 2004]. Guemas et al. [2008] showed that in summer the interaction with the surface ocean induces a positive (negative) feedback on the persistence of the Blocking (NAO-) regime. Here these analyses are extended to the winter (DJF) season.

[4] As weather regimes have a persistence of several days, they can induce SST and sea ice cover anomalies in the North Atlantic Ocean. Here we investigate whether these surface anomalies may in turn influence the weather regimes in the NAE region. The ocean/sea ice forced simulation described in section 2 is used to assess the SST and sea ice concentration anomalies induced by each winter weather regime in section 3. The feedback of these surface anomalies on the persistence of weather regimes or on their transition toward another weather regime is investigated in section 4 by forcing an atmosphere model. Section 5 concludes.

### 2. Ocean–Sea Ice Forced Simulation

[5] The ocean-sea ice forced simulation is fully described by Guemas et al. [2008]. The model consists of the CNRMOM1D (Centre National de Recherches Météorologiques Ocean Model 1-dimensional) [Guemas et al., 2008] ocean model coupled with the GELATO3 (Global Experimental Leads and sea ice model for Atmosphere and Ocean) [Salas-Mélia, 2002] sea ice model used without dynamics. This ocean-sea ice model is driven by surface fluxes from the ERA40 [Uppala et al., 2004] reanalysis over the 1958–2001 period. The coupled model is run on a regular T159 grid, equivalent to a resolution of 1.125°. The ocean component uses 124 vertical levels with enhanced resolution near the sea surface (thickness of 1m). Combined with an hourly forcing, this high vertical resolution allows for a good representation of ocean turbulent processes, the main processes involved on daily timescales. For a validation of sea ice concentrations and sea surface temperatures, please refer to Guemas et al. [2008].

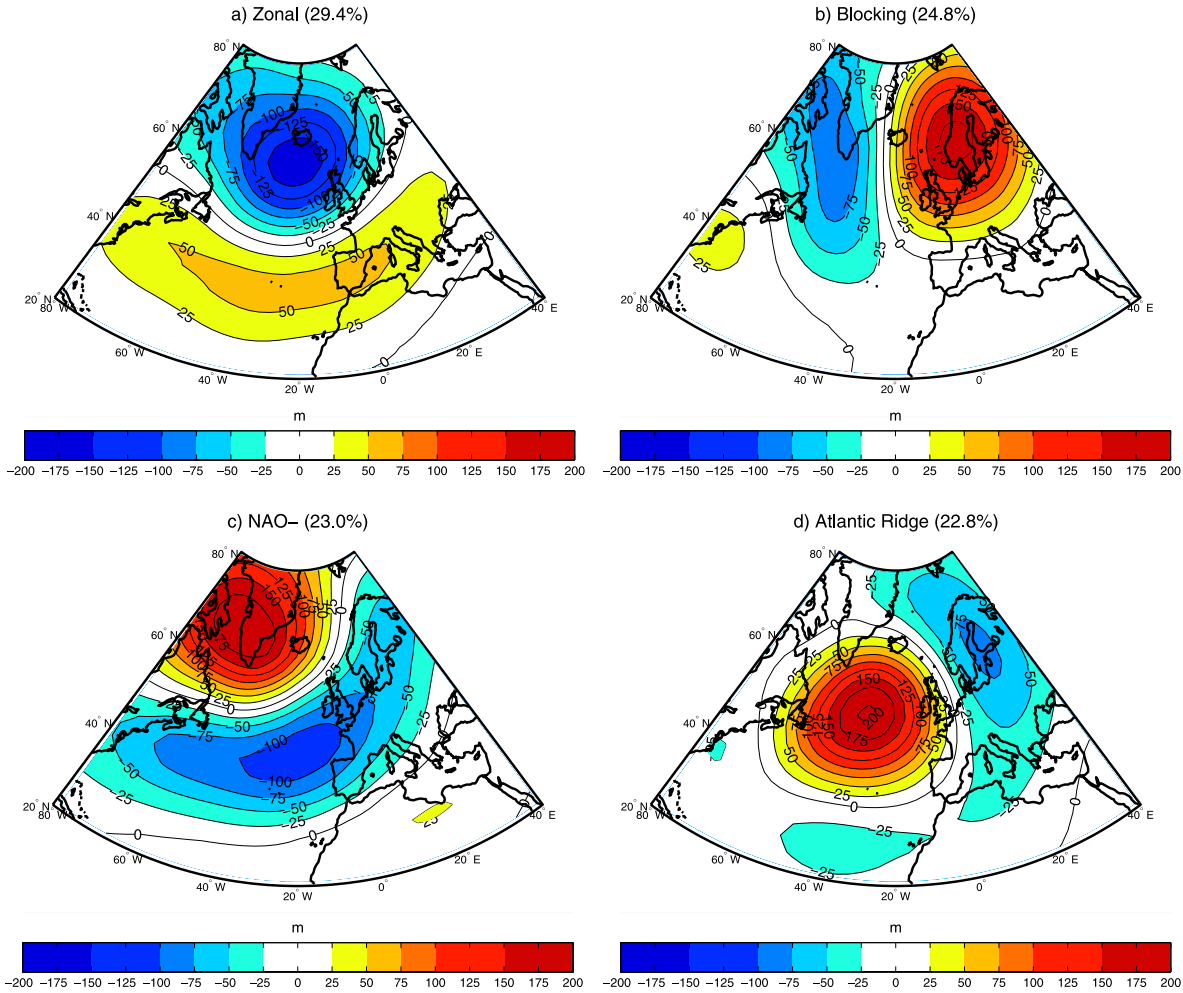
### 3. Surface Imprint of the North Atlantic-European Weather Regimes

#### 3.1. Four Weather Regimes

[6] The classification in weather regimes described by Guemas et al. [2008] is applied here on the winter season

<sup>1</sup>Groupe d'Etude de l'Atmosphère Météorologique, Centre National de Recherches Météorologiques, Météo-France, CNRS, Toulouse, France.

<sup>2</sup>Laboratoire des Sciences du Climat et de l'Environnement, UMR1572, IPSL, UVSQ, CNRS, Gif-sur-Yvette, France.



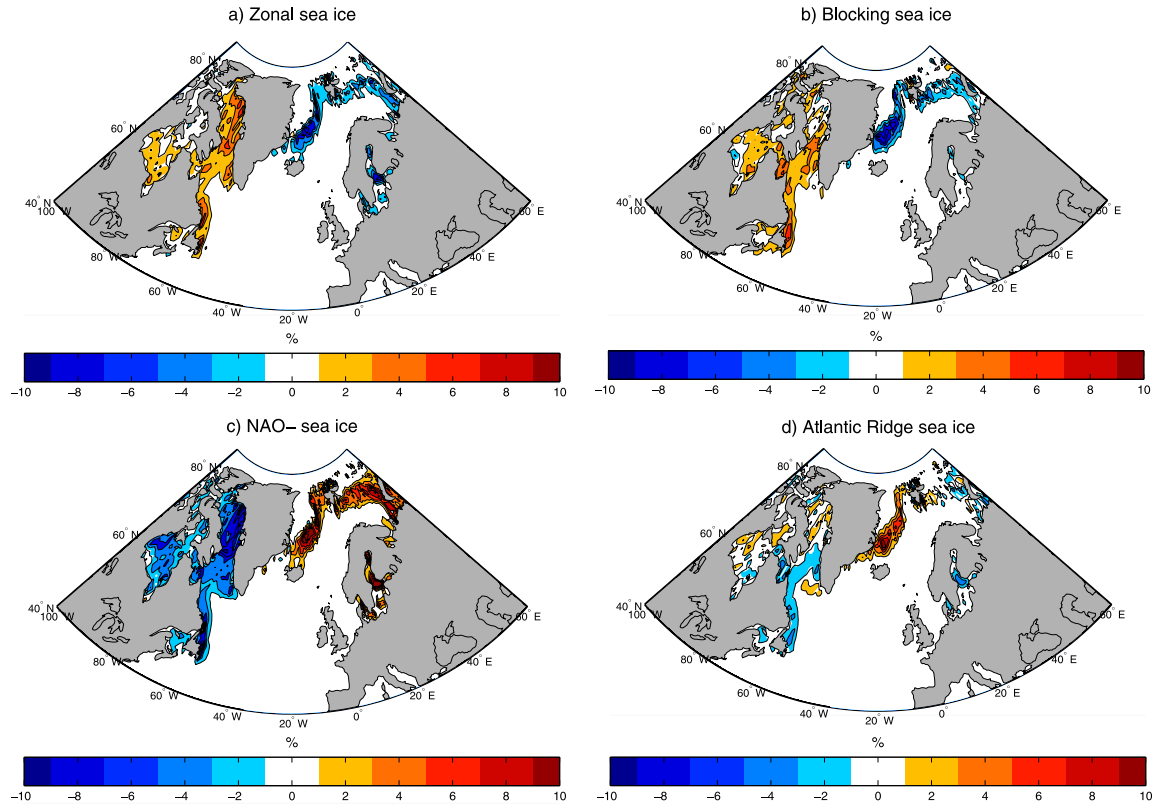
**Figure 1.** Composites of the anomalies of ERA40 500 hPa geopotential height corresponding to the four North-Atlantic winter (DJF) weather regimes. Contour interval: 25 m.

(DJF). As given by *Michelangeli et al.* [1995], the daily anomalies of ERA40 500hPa geopotential height (Z500) are classified into four clusters, which constitute the optimal partition compared to a classification performed on a multivariate noise. The first regime (Figure 1a), named Zonal regime or NAO+, consists of a dipole of anomalies with a negative centre covering the northern North Atlantic Ocean, situated north of a positive centre extending from the eastern American coast to the southern European continent. This regime corresponds to the positive phase of the NAO. The coloured areas correspond to anomalies significant to the 95% statistical significance level, according to a bootstrap test. The second regime (Figure 1b), named Blocking, displays an anomalous ridge centred over the Scandinavian Peninsula, accompanied by a trough extending southward from Baffin Bay. The third regime (Figure 1c), named NAO- (negative NAO phase), consists of a dipole of anomalies with a positive centre over the southern tip of Greenland and a negative centre over the Azores Islands. The Atlantic Ridge regime (Figure 1d) is dominated by an anticyclonic anomalous core off western Europe flanked to

the northeast by a low pressure centre over the Scandinavian Peninsula.

### 3.2. SST and Sea Ice Anomalies Associated With Each Weather Regime

[7] The patterns of simulated SST and sea ice concentration anomalies associated with each weather regime are built as composites of the days for which the ERA40 Z500 is classified as pertaining to this weather regime. The winter weather regimes (Figure 1) over the NAE (20°N-80°N, 80°W-40°E) region resemble the summer ones [see *Guemas et al.*, 2008, Figure 4], with geopotential anomalies about twice as large in winter. The Blocking, NAO- and Atlantic Ridge regimes are present in both seasons and the summer Atlantic Low regime resembles the winter Zonal regime. The patterns of SST anomalies associated with each winter weather regime are also similar to those associated with the corresponding summer regimes, apart from minor shifts in the location of the centres (not shown). These patterns and the mechanisms explaining these anomalies will not be discussed here. For more details, please refer to *Guemas et al.* [2008]. However, the amplitude of the winter SST anomalies is about



**Figure 2.** Composites of the sea ice concentration anomalies from the GELATO3 forced simulation (sea details in the text) for the four winter weather regimes. Contour interval: 2%.

half the summer one. This can be explained by the fact that equivalent total heat flux anomalies are associated with each regime for both seasons, but act on a deeper mean mixed layer depth in winter. Since the resulting amplitude of the SST anomalies are smaller in winter than in summer and the Z500 anomalies are larger, the SST anomaly patterns are expected to produce a much weaker feedback onto the atmosphere in winter.

[8] However, sea ice cover reaches a larger extent in winter than in summer and sea ice concentration anomalies of about 10% (Figure 2) can be produced on a timescale of a weather regime episode, as confirmed by lagged composites (not shown). These anomalies are only driven by changes in surface heat fluxes since the GELATO3 sea ice model is run without dynamics. Given the large albedo and the insulating effect of sea ice cover, these sea ice concentration anomalies can have large impacts on the diabatic heating of the atmosphere. Hence, although the SST anomalies forced by each weather regime are much weaker in winter than in summer, the sea ice concentration anomalies may play a key role in the feedback onto the atmosphere.

[9] The Zonal regime induces an intensification of the advection of cold air southeastward from Baffin Bay and an intensification of the advection of warm air northeastward over the Barents Seas while the advection of cold air from Greenland toward the Greenland Sea is reduced. The subsequent increase (decrease) in non solar heat flux toward the atmosphere over the Baffin Bay and Labrador Basin

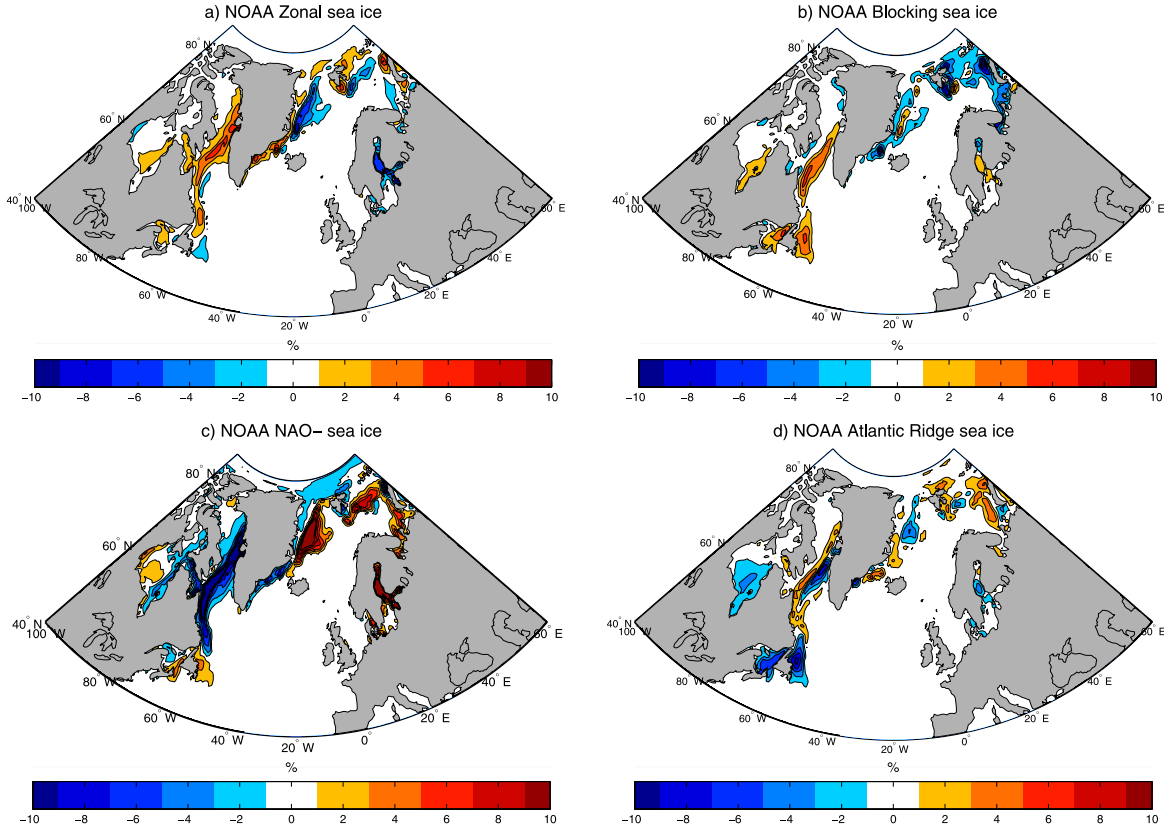
(Greenland Sea) favours an increase (decrease) in sea ice concentration (Figure 2a).

[10] The Blocking regime is associated with a shift of the climatological westward flow toward the Nordic and Barents Seas. More heat is transported to this region, which causes a decrease in sea ice concentration (Figure 2b). Furthermore, the trough extending southward from Baffin Bay toward the North Atlantic Ocean is associated with an increase in the southwestward flow of cold air over the Labrador Sea which causes an increase in sea ice concentration there.

[11] The pattern of sea ice concentration anomalies forced by the NAO- regime (Figure 2c) is similar to the pattern forced by the Zonal regime but with anomalies of opposite sign. In this case, the climatological flow is reduced instead of being enhanced which leads to the opposite impacts.

[12] The Atlantic Ridge regime is associated with a northward deviation of the westward flow from over the Labrador Sea toward over the Greenland Sea which explains the decrease (increase) in sea ice concentration in the Labrador (Greenland) Sea (Figure 2d).

[13] The comparison of the simulated patterns of sea ice concentration anomalies with those obtained by compositing the daily SST dataset (Figure 3) provided by the NOAA [Reynolds *et al.*, 2007] over the period 1985–2001 ([www.ncdc.noaa.gov/oa/climate/research/sst/oi-daily.php](http://www.ncdc.noaa.gov/oa/climate/research/sst/oi-daily.php)) highlights a close correspondence for the Zonal, Blocking and NAO- regimes. Some confined discrepancies can be found



**Figure 3.** Composites of the sea ice concentration anomalies from NOAA dataset ([www.ncdc.noaa.gov/oa/climate/research/sst/oi-daily.php](http://www.ncdc.noaa.gov/oa/climate/research/sst/oi-daily.php)) for the four weather regimes Contour interval: 2%.

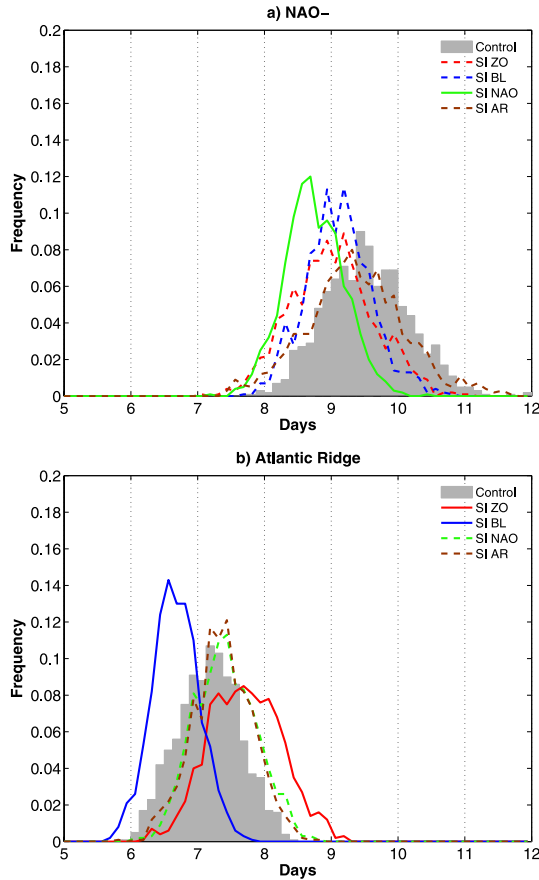
north of the Spitzberg Islands or west of Iceland in the case of the Zonal and NAO- regimes. In the case of the Atlantic Ridge, the pattern of simulated sea ice concentration anomalies shows discrepancies with the observed pattern but we will see in the next section that this pattern produces virtually no feedback onto the atmosphere. The other simulated patterns are close to the observed ones even if the advective processes are not taken into account in the sea ice model. These results suggest that sea ice transport have virtually no impact on the ocean-atmosphere interactions on these timescales. *Guemas et al.* [2008] concluded that a 1-dimensional ocean model is sufficient to capture the physical processes involved in the daily ocean-atmosphere interactions for summer. With this study, we show that a 1-dimensional sea ice model is also sufficient to capture those processes for winter. These conclusions are essential for modelling studies as 1-dimensional models are faster than 3-dimensional models. Thus, it becomes possible to enhance the horizontal and temporal resolution to improve the representation of turbulent processes which are the main processes involved on these timescales.

#### 4. Feedback of the Marine Surface on the Weather Regimes

[14] The present section focuses on the feedback that the patterns of SST and sea ice cover anomalies induced by

each weather regime can exert onto the atmosphere. Experiments are conducted in which the global atmosphere general circulation model (AGCM) ARPEGE-Climat version 4 [*Gibelin and Déqué, 2003*] is forced with the four surface anomaly patterns associated with the four weather regimes. ARPEGE-Climat is run on a horizontal grid corresponding to a linear T63 truncation (i.e., about  $2.8^\circ$  in horizontal resolution). The grid has 31 vertical levels. The atmosphere model uses sea and sea ice surface temperature as boundary conditions. The atmosphere model considers as sea ice cover the areas where the surface temperature is lower than  $-1.8^\circ\text{C}$  and the surface temperature is re-computed by a surface scheme included in the atmosphere model.

[15] Five experiments are performed: one control experiment named CTL, and four sensitivity experiments named SI-ZO, SI-BL, SI-NAO, SI-AR forced by the surface anomaly patterns respectively associated with the Zonal, Blocking, NAO- and Atlantic Ridge regimes. Each of these five experiments consists of an ensemble of 50 simulations of the winter (DJF) season starting from 50 different initial conditions for the 1st of December. The greenhouse gas and sulphate aerosol concentrations are fixed to the 1990 value. For each weather regime the composites of surface temperature above sea and sea ice are computed in the ocean/sea ice forced simulation. The CTL experiment is forced with a monthly climatology of *Reynolds et al.* [2002] SSTs, with a conservative quadratic interpolation between consecutive



**Figure 4.** Histograms of the 100 estimations of the mean persistence of the NAO- and Atlantic ridge regimes, in the control experiment CTL and in the four sensitivity experiments: SI-ZO, SI-BL, SI-NAO, SI-AR (see details in the text).

months. In the other four experiments, the surface forcings are computed by adding to the SST climatology the patterns of surface temperature anomalies induced by each weather regime above sea and sea ice.

[16] In turn, the daily large scale atmospheric circulation from these five experiments is projected onto the four winter weather regimes obtained from ERA40 reanalyses [e.g., *Guemas et al., 2008*]. We consider as weather regime episode those lasting at least three consecutive days, as adopted by *Sanchez-Gomez and Terray [2005]*. No difference is detected between the experiments neither in the frequency of occurrence nor in the spatial characteristics of the weather regimes. However, the surface anomalies associated with each regime influence the mean persistence of some of the weather regimes and their transition toward other regimes. For each of the five experiments, 100 estimations of the mean persistence of each weather regime were computed according to *Guemas et al. [2008]*. These 100 values are not independent but this method allows an assessment of the error in the evaluation of the mean persistence of each weather regime.

[17] The histograms of the 100 estimations of the persistence of the NAO- and Atlantic Ridge regimes in each of the five experiments are shown on Figure 4. The other re-

gimes are not subjected to significant results. In the following, the distributions commented are those shifted toward larger (smaller) values than the control distribution such that less than 15% [*Guemas et al., 2008*] of the shifted distribution is smaller (larger) than the control mean. They are plotted in continuous lines in Figure 4. For instance, the mean persistence of the NAO- tends to be reduced by about one day when the atmosphere is forced with the pattern of anomalies induced by the NAO- regime instead of the climatology (CTL). Only 5% of the mean persistence estimations in the NAO- distribution forced by the SI-NAO pattern are larger than the mean of the control distribution. The interaction with the ocean surface therefore induces a negative feedback onto the NAO- regime persistence. This result was also found by *Guemas et al. [2008]* for the summer NAO-.

[18] Furthermore, the mean persistence of the Atlantic Ridge regime tends to be reduced (enhanced) by about half a day when the atmosphere is forced with the pattern of anomalies induced by the Blocking (Zonal) regime instead of the climatology (CTL). Only 11% (14%) of the mean persistence estimations in the Atlantic Ridge distribution forced by the SI-BL (SI-ZO) pattern are larger (smaller) than the mean of the control distribution. Hence the patterns of sea ice concentration anomalies forced by the Zonal and the Blocking regimes are similar to each other (Figure 2) but they have an opposite feedback onto the atmosphere. This implies that the feedback of the sea ice cover anomaly onto the atmosphere is modulated by the pattern of SST anomalies even if these anomalies are much smaller than in summer.

## 5. Conclusion

[19] This study focuses on the interactions between the sea ice cover and surface ocean on the one hand and the winter (DJF) weather regimes over the North-Atlantic European region on the other. The CNRMOM1D ocean model coupled with the GELATO3 sea ice model are forced by the ERA40 reanalysis. The SST and sea ice cover anomalies induced by each weather regime are assessed. We show that sea ice concentration anomalies of about 10% can be produced by the atmospheric variability on timescales a weather regime episode. Furthermore, the simulated patterns of sea ice concentration anomalies induced by each weather regime are close to the observed ones (NOAA dataset [*Reynolds et al., 2007*]) even if the sea ice model is run without transport. These results suggest that sea ice transport have virtually no impact on the ocean-atmosphere interactions on these timescales. A 1-dimensional ocean [*Guemas et al., 2008*] and thermodynamic sea ice model are sufficient to capture the marine surface/atmosphere interactions on intraseasonal timescales.

[20] We show that such large anomalies in sea-ice and surface ocean can feedback onto the atmosphere, by forcing the ARPEGE AGCM with the pattern of SST and sea ice cover anomalies associated with each weather regime. The excitations and transitions of the four weather regimes are mainly controlled by internal atmospheric dynamical processes, but the results of the atmosphere-forced experiments show that surface anomalies can stabilize or destabilize the atmospheric circulation state initiated by the internal atmospheric dynamical processes. The interaction with the ma-



rine surface induces a negative feedback on the persistence of the NAO– regime, favours the transition from the Zonal toward the Atlantic Ridge regime and destabilizes the transition from the Blocking regime toward the Atlantic Ridge regime. This study stands as a counterpart of *Guemas et al.* [2008] for the winter season and suggests that the sea ice cover can produce a feedback onto the atmosphere on timescales of a few days.

[21] **Acknowledgments.** This work forms part of a Ph.D. Thesis at the Centre National de Recherches Météorologiques, Toulouse, funded by Météo-France and the Commissariat à l’Energie Atomique (CEA). The authors wish to thank Soline Bielli for her help in applying the weather regime classification and Pascal Terray and Eric Maissonave for the availability of their statistical package STATPACK.

### References

- Cassou, C. (2008), Intraseasonal interaction between the Madden-Julian Oscillation and the North Atlantic Oscillation, *Nature*, 455, 523–527.
- Cassou, C., L. Terray, J. W. Hurrell, and C. Deser (2004), North Atlantic winter climate regimes: Spatial asymmetry, stationarity with time, and oceanic forcing, *J. Clim.*, 17, 1055–1068.
- Deser, C., R. A. Tomas, and S. Peng (2007), The transient atmospheric circulation response to North Atlantic SST and sea ice anomalies, *J. Clim.*, 20, 4751–4767.
- Gibelin, A. L., and M. Déqué (2003), Anthropogenic climate change over the Mediterranean region simulated by a global variable resolution model, *Clim. Dyn.*, 20, 327–339.
- Guemas, V., D. Salas-Mélia, M. Kageyama, H. Giordani, A. Voldoire, and E. Sanchez-Gomez (2008), Summer interactions between weather regimes and surface ocean in the North-Atlantic region, *Clim. Dyn.*, doi:10.1007/s00382-008-0491-6.
- Michelangeli, P. A., R. Vautard, and B. Legras (1995), Weather regimes: Recurrence and quasi stationarity, *J. Atmos. Sci.*, 52, 1237–1256.
- Reynolds, R. W., N. A. Rayner, T. M. Smith, D. C. Stokes, and W. Wang (2002), An improved in situ and satellite SST analysis for climate, *J. Clim.*, 15, 1609–1625.
- Reynolds, R. W., T. M. Smith, C. Liu, D. B. Chelton, K. S. Casey, and M. G. Schlax (2007), Daily high-resolution blended analyses for sea surface temperature, *J. Clim.*, 20, 5473–5496.
- Robertson, A. W., C. R. Mechoso, and Y. J. Kim (2000), The influence of Atlantic sea surface temperature anomalies on the North Atlantic Oscillation, *J. Clim.*, 13, 122–138.
- Salas-Mélia, D. (2002), A global coupled sea ice-ocean model, *Ocean Modell.*, 4, 137–172.
- Sanchez-Gomez, E., and L. Terray (2005), Large-scale atmospheric dynamics and local intense precipitation episodes, *Geophys. Res. Lett.*, 32, L24711, doi:10.1029/2005GL023990.
- Terray, L., and C. Cassou (2002), Tropical Atlantic sea surface temperature forcing of quasi-decadal climate variability over the North Atlantic-European region, *J. Clim.*, 15, 3170–3187.
- Uppala, S., P. Kallberg, A. Hernandez, S. Saarinen, M. Fiorino, X. Li, K. Onogi, N. Sokka, and U. Andrae (2004), ERA-40: ECMWF 45-year reanalysis of the global atmosphere and surface conditions 1957–2000, *ECMWF Newsl.*, 101, 2–21.
- Vautard, R. (1990), Multiple weather regimes over the North Atlantic: Analysis of precursors and successors, *Mon. Weather Rev.*, 118, 2056–2081.
- H. Giordani, V. Guemas, D. Salas-Mélia, E. Sanchez-Gomez, and A. Voldoire, Groupe d’Etude de l’Atmosphère Météorologique, Centre National de Recherches Météorologiques, Météo-France, CNRS, 42 avenue Gaspard Coriolis, F-31057 Toulouse CEDEX, France. (virginie.guemas@meteo.fr)
- M. Kageyama, Laboratoire des Sciences du Climat et de l’Environnement, UMR1572, IPSL, UVSQ, CNRS, Bat. 701, F- 91191 Gif-sur-Yvette CEDEX, France.

### D.2.3 Complément d'article : Nouvelles simulations atmosphériques forcées du modèle ARPEGE-climat

Les remarques de la section 3.2.5 concernant le test de significativité utilisé dans la section 3.2.2 sont également valables pour le cas de l'hiver (section D.2.2). Les cinq expériences utilisées dans la section D.2.2 sont donc complétées chacune par un ensemble de 50 simulations hivernales. Les ensembles de simulations de sensibilité nommées SI-ZO, SI-BL, SI-NAO et SI-AR dans l'article, sont renommées ici respectivement H-ZO, H-BL, H-NAO et H-AR. La différence entre la persistance de chaque régime de temps dans chaque ensemble de sensibilité H-ZO, H-BL, H-NAO et H-AR et sa persistance dans l'ensemble de contrôle H-CTL est calculée à partir de ces nouveaux ensembles de 100 membres. La p-value associée à ces différences est calculée à partir du test décrit dans la section 3.2.5.

Le seul résultat significatif à 90% est la diminution de la persistance de la NAO-hivernale de 0.61 jour, ce qui représente environ 10% de sa persistance moyenne, quand ARPEGE-climat est forcé avec les champs d'anomalies de SST et d'extension de glace de mer associés à la NAO-. Ce résultat suggère que la surface marine produit une rétroaction négative sur le régime NAO- hivernal. Les autres différences de persistance sont bien plus faibles et n'atteignent pas le niveau de significativité à 90%. Aux échelles de temps intrasaisonniers, l'atmosphère hivernale semble moins sensible aux anomalies de surface marine que l'atmosphère estivale.

### D.2.4 Synthèse des expériences forcées

1. Les anomalies de SST forcées par chacun des quatre régimes de temps ont une amplitude plus faible en hiver qu'en été, du fait de la profondeur de la couche de mélange océanique plus importante en hiver qu'en été. Les anomalies de concentration de glace forcées par chacun des quatre régimes de temps peuvent atteindre 10%.
2. Des expériences de sensibilité réalisées avec le modèle ARPEGE-climat suggèrent que l'interaction avec la surface marine est responsable d'une diminution de 0.61 jour de la persistance du régime NAO- hivernal via les anomalies de SST et de concentration de glace de mer induites par la NAO-

## D.3 Pourquoi les régimes de temps hivernaux sont-ils moins sensibles au couplage avec la surface marine que les régimes de temps estivaux ?

Les sections précédentes suggèrent un potentiel impact du couplage avec la surface marine sur la persistance des régimes de Dorsale Atlantique et de NAO- mais avec une amplitude très faible. Les régimes de temps hivernaux semblent donc moins sensibles

### **D.3 Pourquoi les régimes de temps hivernaux sont-ils moins sensibles au couplage avec la surface marine que les régimes de temps estivaux ? D-11**

---

au couplage avec la surface marine que les régimes de temps estivaux. On cherche ici à comprendre les causes de cette sensibilité plus faible.

#### **D.3.1 Impact des anomalies de SST et de concentration de glace de mer sur la température en basse troposphère**

Nous avons vu dans la section D.2.2, que les anomalies de SST associées à chacun des régimes de temps hivernaux ont des structures spatiales similaires à ceux associés aux régimes de temps estivaux mais avec des amplitudes deux fois plus faibles, du fait d'une profondeur de couche de mélange moyenne hivernale plus importante que la profondeur estivale. La structure spatiale des anomalies de température atmosphérique à  $2\text{ m}$  associée à chacune des ensembles H-ZO, H-BL, H-NAO et H-AR (Fig. D.1) est proche au-dessus de l'Océan Atlantique Nord respectivement de celle des ensembles E-AL, E-BL, E-NAO et E-AR (Fig. 4.3) effectuées pour le cas de l'été, mais l'amplitude de ces anomalies est environ 2 fois plus faible. On observe également, au niveau du bord de glace, des anomalies très localisées atteignant quelques degrés dans les ensembles de simulations H-ZO, H-BL, H-NAO et H-AR. Ces anomalies sont induites par les anomalies de flux de chaleur turbulents (non montrées) liées aux anomalies de concentration de glace.

Dans l'ensemble H-ZO ainsi que l'ensemble H-BL, l'anomalie positive de concentration de glace en mer du Labrador (voir Fig. 2 de la section D.2.2) est associée à une anomalie négative de température d'environ  $-0.5^\circ\text{C}$  et l'anomalie négative de concentration de glace (Fig. 2 de la section D.2.2) en mers du Groenland et de Barents est associée à une anomalie positive d'environ  $4^\circ\text{C}$ . Le champ d'anomalies de température à  $2\text{ m}$  associé à l'ensemble H-ZO correspond donc au champ d'anomalies associé à l'ensemble E-AL (Fig. 4.3a) avec une extension de la structure d'anomalies négatives vers la mer du Labrador auquel vient s'ajouter une anomalie positive au nord. Le champ d'anomalies de température à  $2\text{ m}$  associé à l'ensemble H-BL correspond à une rotation du tripole longitudinal d'anomalies associé à l'ensemble E-BL (Fig. 4.3b) d'environ  $20^\circ$  vers une orientation nord-ouest/sud-est.

Dans l'ensemble H-NAO, la diminution de la concentration de glace en mer du Labrador (voir section D.2.2) est associée à une anomalie positive de température d'environ  $2^\circ\text{C}$  et l'augmentation de la concentration de glace en mers du Groenland (voir section D.2.2) à une anomalie négative d'environ  $-3^\circ\text{C}$ . Ces anomalies viennent renforcer dans la zone de bord de glace les anomalies de température à  $2\text{ m}$  associées à l'ensemble E-NAO (Fig. 4.3c).

Les anomalies de température à  $2\text{ m}$  associée à l'ensemble H-AR ont une structure proche de celle de l'ensemble E-AR (Fig. 4.3d), les anomalies de concentration de glace étant plus faibles que pour les trois autres régimes.

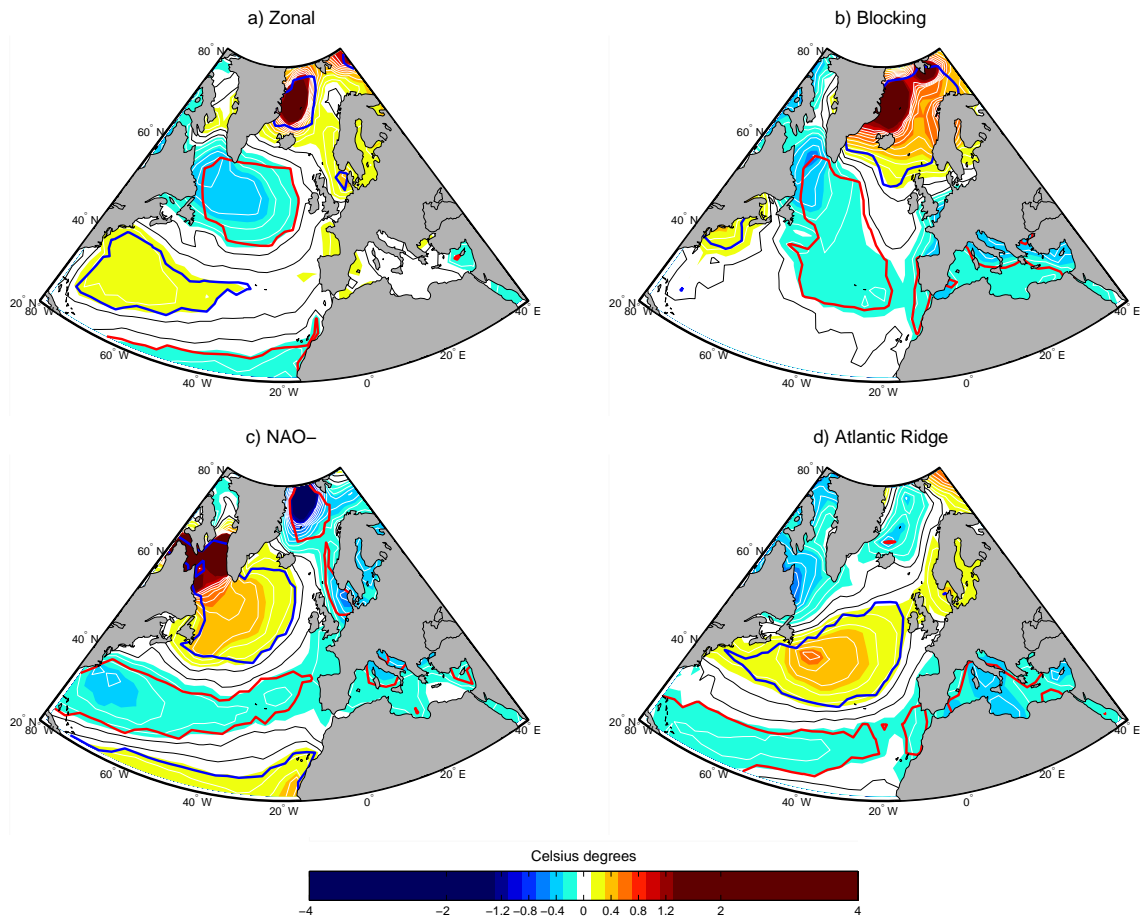


FIG. D.1 – Différence moyenne de température atmosphérique à 2m entre l'ensemble de simulations a) H-ZO (=SI-ZO), b) H-BL (=SI-BL), c) H-NAO (=SI-NAO), d) H-AR (=SI-AR) et l'ensemble H-CTL. Intervalle entre les contours : 0.1°C en-dessous de 1°C. Les zones entourées d'un contour rouge (anomalies négatives) ou bleu (anomalies positives) correspondent à des anomalies significatives à 95%, suivant un test de student (VonStorch and Zwiers, 1999). Résultats du modèle ARPEGE-climat.

### **D.3.2 Impact des anomalies de SST sur la circulation atmosphérique de surface**

Comme dans le cas de l'été, les anomalies positives (négatives) de température atmosphérique à  $2\text{ m}$  (Fig. D.1) sont associées à des anomalies négatives (positives) de Z1000 (Figs. D.2, D.3, D.4, D.5). Les structures spatiales des deux champs d'anomalies sont très proches pour chacun des régimes.

Les anomalies de Z1000 induites par les anomalies de conditions de surface sont plus importantes en hiver qu'en été mais la variabilité du Z1000 est également plus marquée en hiver qu'en été. La réponse atmosphérique aux anomalies de surface est donc plus vite dominée par la nature chaotique de l'atmosphère (le bruit blanc atmosphérique) : au bout de 5 jours en hiver au lieu de 7 ou 8 en été.

Du fait des anomalies de température à  $2\text{ m}$  associées aux anomalies d'extension de glace, les anomalies de Z1000 induites par les anomalies de surface coïncident moins fortement avec les anomalies de Z500 associées à chacun des régimes de temps pour les trois ensembles SI-ZO, SI-BL et SI-NAO (Figs. D.2, D.3, D.4). La rétroaction de la surface marine sur la circulation atmosphérique de grande échelle est donc bien moins efficace en hiver qu'en été. Le seul régime pour lequel les anomalies de Z1000 induites par les conditions de surface se projettent sur les anomalies de Z500 associées à ce régime est la Dorsale Atlantique. C'est donc le seul régime pour lequel une rétroaction négative de la surface marine semble pouvoir se produire (voir section D.1).

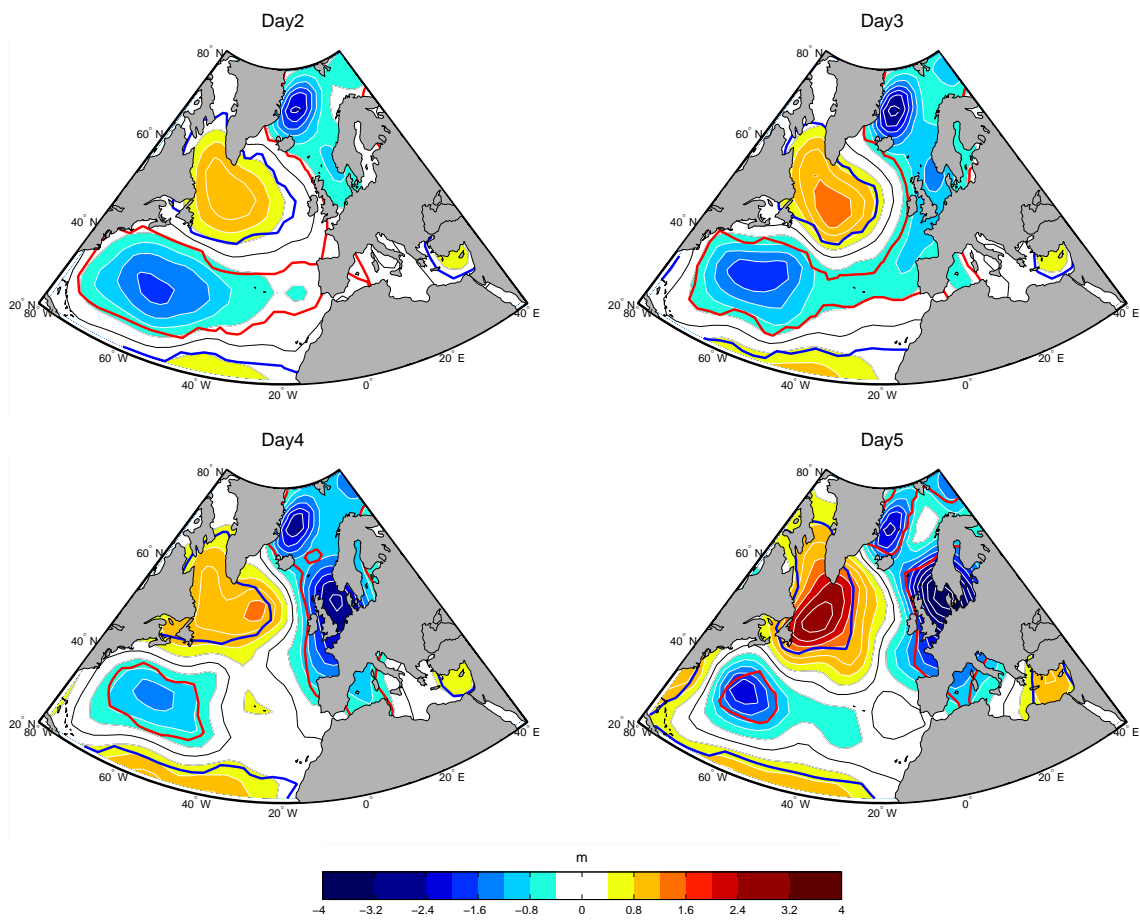


FIG. D.2 – Différence moyenne de hauteur géopotentielle à 1000hPa entre H-ZO et l'ensemble de contrôle H-CTL pour différents jours de simulation à partir de la date initiale des ensembles. Intervalle entre les contours : 0.4m. Les zones entourées d'un contour rouge (anomalies négatives) ou bleu (anomalies positives) correspondent à des anomalies significatives à 95%. Résultats du modèle ARPEGE-climat.

D.3 Pourquoi les régimes de temps hivernaux sont-ils moins sensibles au couplage avec la surface marine que les régimes de temps estivaux ? D-15

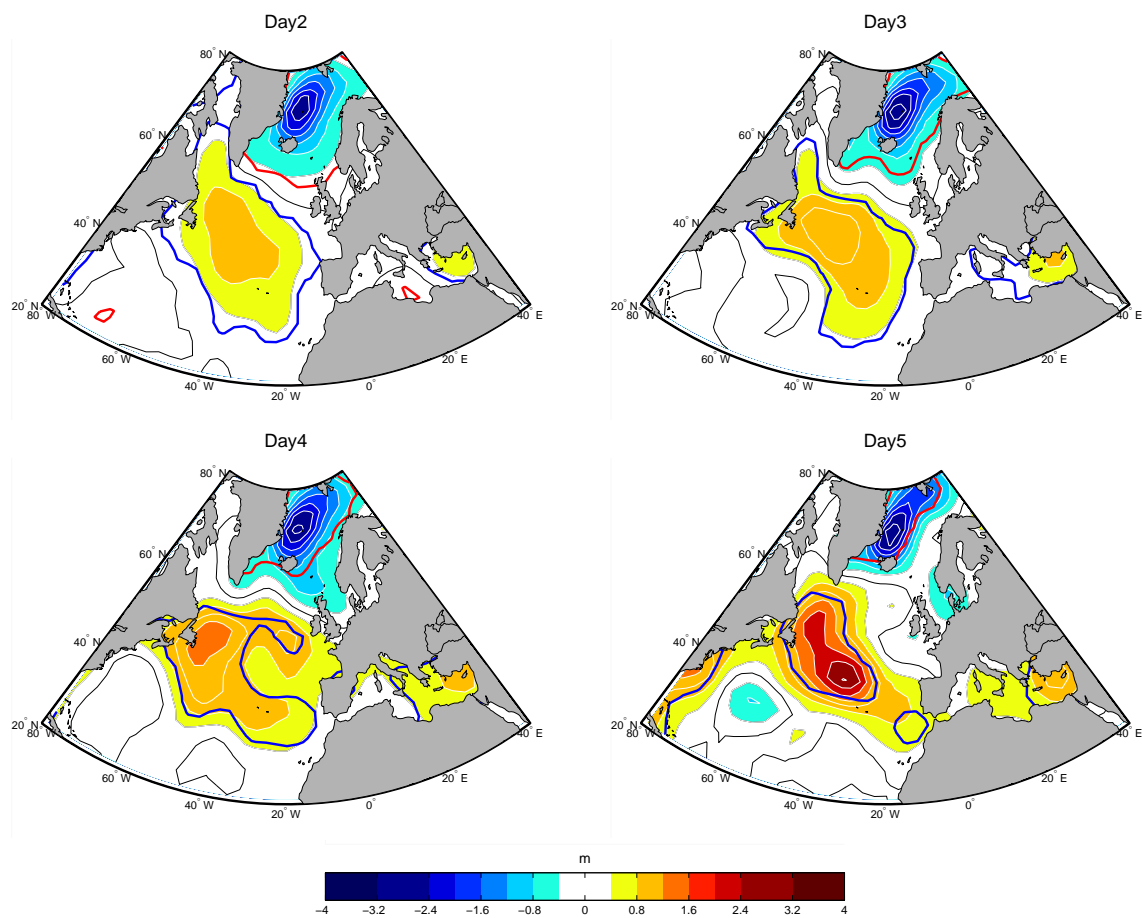


FIG. D.3 – *Idem que la Fig. D.2 pour l'ensemble H-BL.*

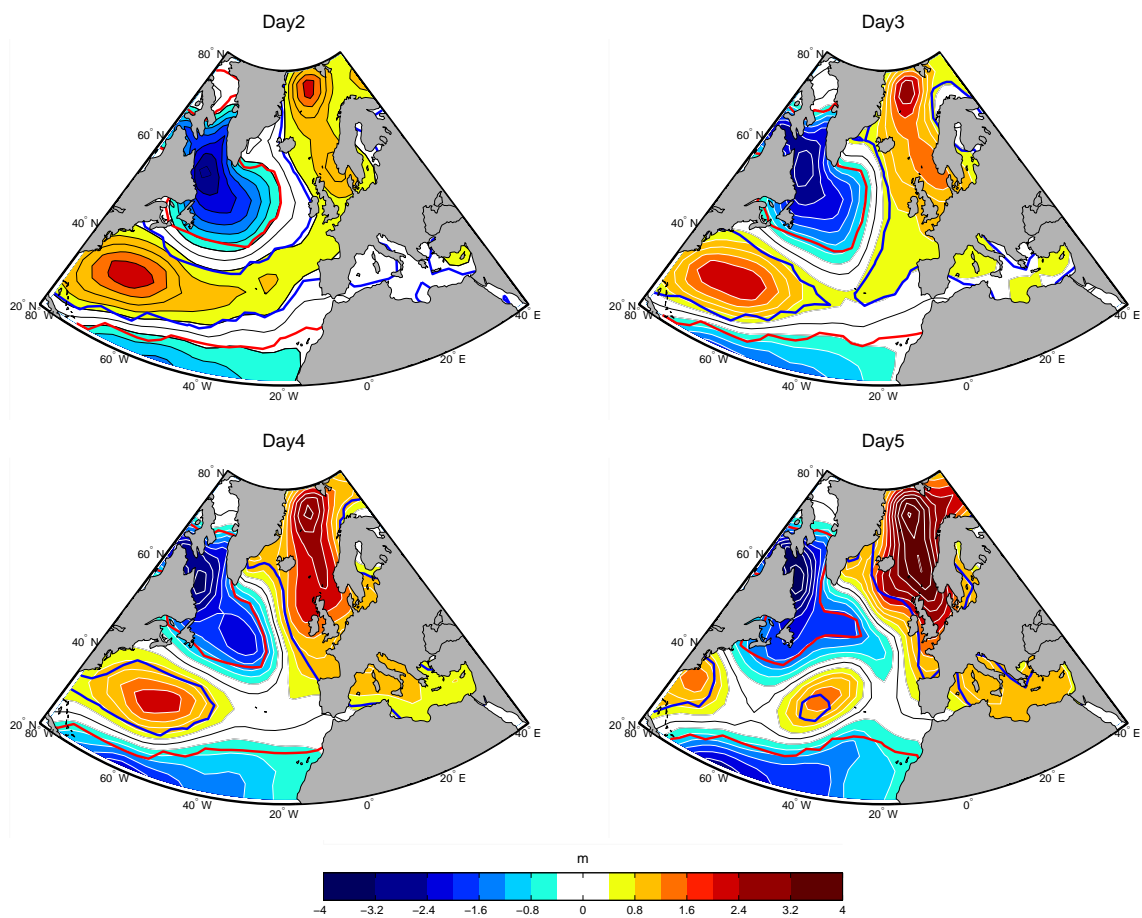


FIG. D.4 – *Idem* que la Fig. D.2 pour l'ensemble H-NAO.



D.3 Pourquoi les régimes de temps hivernaux sont-ils moins sensibles au couplage avec la surface marine que les régimes de temps estivaux ? D-17

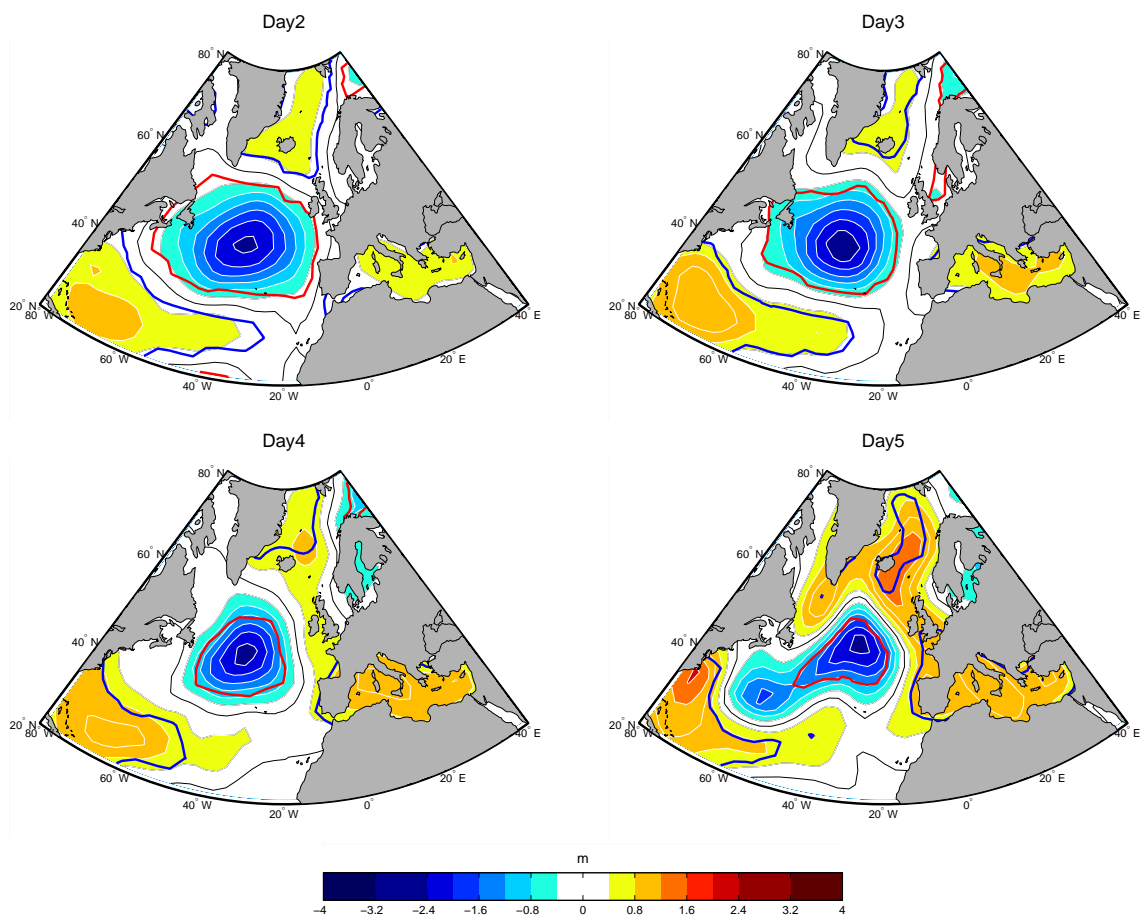


FIG. D.5 – *Idem* que la Fig. D.2 pour l'ensemble H-AR.

## D.4 Discussion et conclusion

Cette annexe a visé à analyser le rôle du couplage avec la surface marine sur la persistance des régimes de temps hivernaux.

La comparaison entre les expériences C1h et H-CTL a montré que le couplage avec la surface marine dans la région NAE tend à diminuer la persistance du régime de Dorsale Atlantique hivernal de 0.89 jours. Cependant, ce résultat n'est significatif qu'à 90%.

L'étude de la simulation forcée ERA1h a ensuite montré que chacun des régimes de temps hivernaux induit des anomalies de SST dont la structure spatiale est similaire à celle des anomalies de SST forcées par le régime de temps estival correspondant, mais dont l'amplitude est environ 2 fois plus faible. Cette amplitude plus faible des anomalies de SST est liée à la profondeur de la couche de mélange océanique plus importante en hiver qu'en été. Les anomalies de concentration de glace induites par chaque régime de temps estival peuvent atteindre 10%.

La comparaison de l'ensemble de simulations de sensibilité atmosphérique H-NAO avec l'ensemble de contrôle H-CTL a ensuite montré que les anomalies de SST induites par le régime de temps NAO– tendent à diminuer la persistance de ce même régime de temps de 0.69 jours. Cependant, ce résultat n'est significatif qu'à 90%.

Par l'analyse des ensembles de simulations de sensibilité atmosphérique H-ZO, H-BI, H-NAO et H-AR, nous avons cherché à comprendre pourquoi les régimes de temps hivernaux sont moins sensibles au couplage avec la surface marine que les régimes de temps estivaux. Trois facteurs contribuent à cette sensibilité plus faible :

1. Les anomalies de SST induites par chaque régime de temps ont des amplitudes plus faibles en hiver qu'en été, du fait de la profondeur de la couche de mélange océanique plus importante en hiver qu'en été.
2. Chaque régime de temps force des anomalies de concentration de glace qui atteignent environ 10%. Ces anomalies génèrent des anomalies de température atmosphérique à 2 m et des anomalies de pression de surface qui perturbent la correspondance spatiale entre le champ d'anomalies Z500 associé à chaque régime de temps et le champ d'anomalies de hauteur géopotentielle généré par les anomalies de surface.
3. La variabilité du Z500 en hiver a une amplitude environ 2 fois plus importante qu'en été. De ce fait, une même anomalie de hauteur géopotentielle générée par la surface marine a un impact relatif plus faible sur la variabilité hivernale de la circulation atmosphérique de grande échelle que sur sa variabilité estivale.

## PhD Dissertation

**AUTHOR :** Virginie GUEMAS  
**TITLE :** *Role of the marine surface on the summer intraseasonal atmospheric circulation variability in the North Atlantic European region*  
**ADVISORS :** David SALAS Y MELIA  
Masa KAGEYAMA  
**PLACE and DATE** Centre National de Recherches Météorologiques  
**of THESIS DEFENCE :** December, 15th, 2009

---

### ABSTRACT

The ocean model CNRMOM1D was developed to study the role of the marine surface on the intraseasonal variability of the large-scale atmospheric circulation. The results suggest that the sea surface temperature anomalies forced by the summer (june-august) atmospheric circulation are able to produce a negative feedback onto this circulation on timescales of about one week. Besides, this thesis suggests that taking into account the ocean diurnal variations can improve the representation of intraseasonal SST variability and the mean summer states of the ocean and atmosphere.

---

**KEYWORDS :** weather regimes, diurnal cycle, ocean-atmosphere interactions, ocean mixed layer, intraseasonal variability

---

**SUBJECT :**  
Physics of climate

---

**LABORATORY ADDRESS :**  
CNRM-GAME/GMGEC/UDC  
42, avenue Gaspard Coriolis  
31057 Toulouse cedex  
FRANCE

## Thèse de doctorat

**AUTEUR :** Virginie GUEMAS  
**TITRE :** *Rôle de la surface marine sur la variabilité intrasaisonnière estivale de l'atmosphère dans la région Nord Atlantique Europe*  
**DIRECTEURS DE THESE :** David SALAS Y MELIA  
Masa KAGEYAMA  
**LIEU et DATE de SOUTENANCE :** Centre National de Recherches Météorologiques  
15 Décembre 2009

---

### RESUME COURT

Le modèle océanique CNRMOM1D est développé pour l'étude du rôle de la surface marine sur la variabilité intrasaisonnière de la circulation atmosphérique de grande échelle. Les résultats suggèrent que les anomalies de températures de surface océanique induites par la circulation atmosphérique en été (juin-août) produisent de façon quasi-systématique une rétroaction négative sur cette même circulation à des échelles de temps de l'ordre de la semaine. D'autre part, cette thèse suggère qu'une représentation réaliste des variations diurnes océaniques peut améliorer la représentation de la variabilité intrasaisonnière des SST et les états moyens océaniques et atmosphériques estivaux.

---

**MOTS-CLES :** régime de temps, cycle diurne, interactions océan-atmosphère, couche de mélange océanique, variabilité intrasaisonnière

---

**DISCIPLINE :**  
Physique du climat

---

**ADRESSE DU LABORATOIRE :**  
CNRM-GAME/GMGEC/UDC  
42, avenue Gaspard Coriolis  
31057 Toulouse cedex  
FRANCE