



**HAL**  
open science

# Sur la variabilité climatique de la salinité de surface en Atlantique Nord et son lien avec la circulation océanique dans un modèle couple

Juliette Mignot

## ► To cite this version:

Juliette Mignot. Sur la variabilité climatique de la salinité de surface en Atlantique Nord et son lien avec la circulation océanique dans un modèle couple. Océan, Atmosphère. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2003. Français. NNT : . tel-00005370

**HAL Id: tel-00005370**

**<https://theses.hal.science/tel-00005370>**

Submitted on 18 Mar 2004

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

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

**THÈSE de DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ PARIS VI**

**Spécialité : Océanographie Physique**

par

**Juliette Mignot**

pour obtenir le grade de Docteur de l'Université Paris VI

Sujet de la thèse :

**Sur la variabilité climatique de la salinité de surface en Atlantique Nord et son lien avec la circulation océanique dans un modèle couplé**

Soutenue le 28 novembre 2003 devant le jury composé de :

**Michel ARHAN** ..... Rapporteur  
**Alain COLIN DE VERDIÈRE** ..... Rapporteur  
**Claude FRANKIGNOUL** ..... Directeur de thèse  
**Michael GHIL** ..... Examineur  
**Gilles REVERDIN** ..... Examineur  
**Vladimir TSEITLINE** ..... Président



## Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier très sincèrement Claude Frankignoul pour m'avoir guidée avec intérêt, patience et disponibilité tout au long de ma thèse et pour tout ce qu'il m'a appris. Je remercie également Michel Arhan et Alain Colin de Verdière pour avoir accepté d'être rapporteurs de mon travail, Gilles Reverdin et Michael Ghil pour leur commentaires sur le manuscrit, et Vladimir Tseitline pour avoir présidé ce jury. Merci aussi à Gilles pour les discussions enrichissantes sur mon travail au cours de ces trois années et pour l'opportunité qu'il m'a donnée d'aller vérifier sur place si la mer était bien salée!

Je remercie également Helge Drange, Mats Bensten, Ina K. T. Kindem et toute l'équipe du BCM à Bergen pour m'avoir fourni les données du modèle. Merci à Bruno Blanke pour m'avoir permis d'utiliser le logiciel Ariane et à Daniele Iudicone pour m'avoir éclairé sur son utilisation. Merci enfin à Jean-Luc Melice pour avoir guidé mes premiers pas avec les ondelettes.

Un très grand merci à toute l'équipe "interactions air-mer" du LODYC, Christophe, David, Elodie, Jérôme, Julie, Gaëlle, Marie-Noëlle, Nathalie, Petra et Sabine. Merci pour vos conseils, votre aide et votre soutien, tant sur le plan scientifique qu'humain. J'associe Chantal, Nicolas M., Pierre et Sandra à ces remerciements. A tous, votre présence, vos encouragements, nos déjeuners et pauses-café régulières m'ont permis de faire de cette thèse trois très belles années.

Je remercie également l'ensemble du LODYC pour son accueil. Toute ma gratitude en particulier à Nicolas L. et Nicolas M. pour vos dépannages réguliers et efficaces en matière d'informatique, prêts à tout pour me permettre de continuer à travailler dans les meilleures conditions malgré le déménagement du réseau puis des bureaux, allant jusqu'à sauver PAN des flammes et de l'amiante!

Je souhaite aussi remercier mes parents et Manu et Matthias qui, sans toujours bien comprendre où pouvait mener l'étude du sel dans la mer, m'ont continuellement encouragée et accordé toute leur confiance bienveillante. Merci au soutien des copains de toujours et de ceux découverts au cours de la vie de thésarde - un clin d'oeil aux croque-madames des Arènes. Merci enfin à Guillaume.

Et maintenant, bonne lecture...



## Résumé

L'objet de cette thèse est l'étude du comportement des anomalies de salinité de surface (SSS) dans l'Atlantique. On étudie leur variabilité aux échelles de temps interannuelles à décennales, leur réponse aux principaux modes de variabilité atmosphérique dans l'Atlantique Nord et leur lien avec la circulation océanique de grande échelle. Etant donné le manque d'observations de SSS sur des longues périodes et à l'échelle du bassin, le travail est essentiellement basé sur des simulations globales couplées.

Dans la première partie de la thèse, la dynamique proprement dite des anomalies de SSS est analysée grâce à deux simulations couplées en conditions de contrôle étudiées successivement: le run SINTEX (ECHAM4-OPA8) et le run de contrôle du Bergen Climate Model (ARPEGE-MICOM). Nos résultats montrent que l'advection par les anomalies de courants d'Ekman est en moyenne au moins aussi efficace que le flux d'eau douce pour générer des anomalies de SSS aux échelles de temps intrasaisonnières. Ceci a pu être confirmé dans les observations. Une fois créées, les anomalies de SSS sont relativement persistantes car elles ne sont pas amorties par les flux atmosphériques, au contraire des anomalies de température de surface. Elles sont donc plus fortement influencées par les courants moyens et par la variabilité géostrophique. En fait, ces deux facteurs dominent les changements de SSS à basse fréquence sur la majorité du bassin. En utilisant un outil de calcul de trajectoires lagrangiennes, on a pu suivre en particulier la propagation d'anomalies de SSS le long des courants océaniques moyens pendant au moins 5 ans. L'analyse a été effectuée aussi bien localement que pour la réponse aux principaux modes de variabilité atmosphérique dans l'Atlantique Nord comme l'Oscillation Nord-Atlantique (NAO) et l'East Atlantic Pattern. Les résultats sont similaires.

Dans la deuxième partie de la thèse, la variabilité de la circulation méridienne en moyenne zonale est analysée dans le Bergen Climate Model. L'intensification de la convection profonde dans les hautes latitudes de l'Atlantique Nord force une accélération de la circulation méridienne moyenne avec un délai de 5 ans environ. L'influence de la NAO sur la convection profonde est également mise en évidence mais le lien entre la NAO et la circulation méridienne se fait principalement par action mécanique du vent et n'est détectable qu'aux échelles de temps interannuelles. Le Pacifique tropical influence quant à lui la variabilité basse fréquence de la circulation méridienne moyenne dans le modèle. Le phénomène El Niño crée des anomalies positives de salinité dans l'Atlantique tropical. Celles-ci sont advectées en une trentaine d'années dans les hautes latitudes de l'océan Atlantique Nord où elles semblent forcer une accélération de la circulation méridienne moyenne en contribuant à la déstabilisation de la colonne d'eau.

# Abstract

This work focuses on the sea surface salinity (SSS) anomalies behaviour in the Atlantic. We study their variability at interannual to decadal timescales, their response to the leading modes of atmospheric variability in the North Atlantic and their link to the large scale oceanic circulation. Given the lack of observations on sufficiently long periods and at the basin-scale, the work is essentially based on global coupled simulations.

In the first part of the thesis, the dynamics of SSS anomalies is successively analysed in two coupled simulations under control conditions: the SINTEX run (ECHAM4-OPA8) and the Bergen Climate Model run (ARPEGE-MICOM). Our results show that, on average, at intraseasonal timescales, the advection by anomalous Ekman currents is at least as efficient in forcing SSS anomalies as the freshwater flux. This has been confirmed in the observations. Once created, the SSS anomalies are quite persistent because they are not damped by the atmospheric fluxes. This differs from the case of sea surface temperature anomalies. As a result, the SSS anomalies are more strongly influenced by the mean currents and by the geostrophic variability. In fact, those two terms dominate the SSS changes at low frequency over most of the Atlantic basin. Using a calculation of lagrangian trajectories, we could follow the propagation of SSS anomalies along the mean currents for at least 5 years. The analysis has been done both locally and in response to the leading modes of atmospheric variability in the North Atlantic, that are the North Atlantic Oscillation and the East Atlantic Pattern. The results are similar.

In the second part of the thesis, the variability of the oceanic meridional overturning circulation (MOC) is analysed in the Bergen Climate Model. The intensification of the deep convection in the North Atlantic high latitudes forces an acceleration of the MOC after about 5 years. The NAO influences the deep convection but its influence on the MOC itself is mostly done through the mechanical action of the wind at the interannual timescale. In the model, the tropical Pacific influences the low frequency variability of the MOC. El Niño induces positive SSS anomalies in the tropical Atlantic that seem to be advected within about 30 years in the high latitudes of the North Atlantic where they contribute to destabilize the water column.

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>9</b>
1.1	Le sel dans l’océan . . . . .	9
1.2	La SSS en Atlantique Nord et le climat . . . . .	12
1.3	Les variations de salinité observées . . . . .	15
1.4	L’objet de cette thèse et l’outil utilisé . . . . .	18
<b>2</b>	<b>Variabilité interannuelle de la SSS : simulation SINTEX</b>	<b>21</b>
	Résumé . . . . .	21
<b>3</b>	<b>Variabilité interannuelle à décennale de la SSS : simulation du Bergen Climate Model</b>	<b>33</b>
3.1	Présentation de la simulation couplée . . . . .	33
3.1.1	Description du modèle . . . . .	33
3.1.2	La simulation de contrôle . . . . .	36
3.1.3	Description de l’état moyen du BCM . . . . .	39
3.2	Description de la variabilité du BCM . . . . .	45
3.2.1	Variabilité atmosphérique en Atlantique Nord . . . . .	45
3.2.2	Variabilité intrasaisonnière à interdecennale de la SST . . . . .	53
3.3	Variabilité intrasaisonnière à interdecennale de la SSS et réponse à la variabilité atmosphérique . . . . .	59
3.3.1	SSS variability . . . . .	59
3.3.2	Forcing and advection of the SSS anomalies . . . . .	64
3.3.3	SSS anomalies generated by the NAO . . . . .	69
3.3.4	SSS anomalies generated by the EAP . . . . .	75
3.3.5	Conclusions . . . . .	76
3.4	SSS, SST et densité de surface dans le BCM . . . . .	78

<b>4</b>	<b>Variabilité de la circulation méridienne moyenne dans le Bergen Climate Model</b>	<b>83</b>
4.1	Le choix d'un indice pour décrire les variations de MOC dans le modèle . . . . .	86
4.1.1	Caractérisation de la force de la MOC . . . . .	86
4.1.2	Caractérisation de la variabilité de la MOC . . . . .	88
4.1.3	MOC et transports méridiens de sel et de chaleur . . . . .	93
4.2	La convection profonde dans le BCM . . . . .	94
4.2.1	Localisation de la convection profonde dans le BCM . . . . .	94
4.2.2	Convection profonde et SSS . . . . .	96
4.2.3	Convection profonde et forçage atmosphérique . . . . .	97
4.2.4	Forçage de la MOC par la convection profonde . . . . .	105
4.3	NAO et MOC . . . . .	108
4.4	Structures associées à la MOC Atlantique . . . . .	118
4.5	Variabilité de la MOC à basse fréquence dans le BCM . . . . .	128
<b>5</b>	<b>Influence of the tropical Pacific on the Atlantic ocean in the BCM</b>	<b>133</b>
5.1	Description of ENSO in the model . . . . .	133
5.2	Atlantic SSS and SST response to ENSO in the model . . . . .	137
5.2.1	Interannual timescales . . . . .	137
5.2.2	Decadal timescales . . . . .	143
5.3	ENSO and the meridional overturning circulation . . . . .	147
5.3.1	Interannual timescales . . . . .	147
5.3.2	Decadal timescales . . . . .	151
<b>6</b>	<b>Conclusions</b>	<b>159</b>
<b>A</b>	<b>The surface heat flux feedback: indirect estimate in the ECHAM4/OPA8 coupled GCM</b>	<b>165</b>
<b>B</b>	<b>Décomposition en ondelettes et application à la construction d'un filtre passe bas</b>	<b>173</b>
<b>C</b>	<b>Réponse de la SST à la variabilité atmosphérique en Atlantique Nord dans le BCM175</b>	<b>175</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>180</b>

# Chapitre 1

## Introduction

### 1.1 Le sel dans l'océan

La mer est composée d'eau à 96.5% environ. Les 3.5% de masse restante sont constitués de matière dissoute, essentiellement sous forme d'ions. Plus de 75% de la masse totale de ces ions provient du chlorure de sodium. Ce n'est cependant qu'un des très nombreux sels composant la "solution d'eau de mer". On y trouve par exemple également du chlorure de magnésium, du sulfate de magnésium, de calcium ou encore de potassium en quantité non négligeable. C'est l'ensemble de ces sels qui constitue la "salinité" de l'eau de mer.

Quantitativement, la salinité correspond donc à la masse, en grammes, de sels dissous dans 1kg d'eau de mer. Il est très difficile d'estimer cette quantité par une analyse chimique directe (séchage et pesée du résidu solide). En effet, certains corps, notamment les chlorures, s'échappent au cours du dernier stade de séchage. Du début du siècle aux années 50 environ, la salinité était donc déduite de la seule concentration de chlore, estimée par titrage. Cette méthode reposait sur le fait que les proportions relatives des principaux constituants de l'eau de mer sont pratiquement constantes dans le temps et dans l'espace (sauf par exemple à proximité des fleuves), bien que la concentration totale de sel dissous varie. Une formule empirique permet donc de déduire la quantité totale de sel de la concentration en chlore. Cette méthode posait cependant plusieurs problèmes, notamment de biais à cause d'un mauvais étalonnage de cette loi empirique. De plus, dans les zones où la composition de l'eau de mer n'est pas "standard", cette méthode n'est pas valable. La méthode chimique a donc été progressivement abandonnée au profit d'une méthode électrique: on mesure aujourd'hui le rapport entre la conductivité électrique d'un échantillon d'eau de mer et celle d'une solution de référence de KCl. Une loi empirique permet d'en déduire une mesure de la salinité de l'échantillon en fonction de

la température et de la pression (ou de la profondeur). Bien qu'elle n'ait rigoureusement pas d'unités, on exprime le plus souvent la salinité en psu ("practical salinity units"), correspondant à la partie par milliers (en masse) des sels dissous dans l'eau.

Contrairement à la température de surface que l'on sait mesurer par satellite (et donc en continu ou presque, sur tout le globe) depuis de nombreuses années déjà, il n'existe pas encore de mesure de la salinité de la surface de l'océan par satellite. Deux projets concurrents sont actuellement en cours de développement: le satellite SMOS (Soil Moisture and Ocean Salinity) de l'Agence Spatiale Européenne, devrait être lancé en 2007, et le satellite AQUARIUS de la NASA, est prévu pour l'horizon 2008. En attendant, la mesure se fait uniquement in situ, lors de campagnes en mer à bord de navires marchands et océanographiques ou à partir de bouées. Une grande partie des mesures se fait par prélèvements d'échantillons d'eau de mer en bouteilles, qui sont ensuite analysés à bord ou en laboratoire. Diverses sondes, telles que les CTD (Conductivity, Temperature, Depth) permettent également d'obtenir des profils verticaux. Par ailleurs, les thermosalinographes permettent de mesurer automatiquement la température et la salinité en continu, et ils sont donc fréquemment placés à bord des navires marchands. Leur grande limitation est qu'ils ne donnent qu'une mesure en surface. Grâce à tous ces instruments, les observations ont permis un suivi de la salinité de surface (SSS, pour Sea Surface Salinity) sur des périodes de l'ordre de dix à cent ans dans certaines régions de l'Atlantique tropical et nord, avec une résolution annuelle ou saisonnière, voire mensuelle pour certains sites (Reverdin et al., 1997, 2002). Néanmoins, de grandes étendues océaniques restent très peu ou pas échantillonnées en salinité, comme le montre la figure 1.1 qui représente l'échantillonnage des mesures in situ de salinité obtenues au cours de l'année 1998. Bingham et al. (2002) estiment qu'à cette date, 27% des portions d'océan de taille  $1^\circ \times 1^\circ$  n'avaient fait l'objet d'aucune mesure de SSS et 70% avaient fait l'objet de moins de 10 mesures.

L'océan contient en moyenne 34.7 grammes de sel par kilogramme d'eau de mer, ou 34.7 psu. Cette concentration varie en fonction du lieu et du temps sous l'effet du mélange entre les masses d'eau, du transport par le courant océanique, de la diffusion et également, en surface, sous l'effet des précipitations (P), de l'évaporation (E), ou encore du ruissellement de l'eau douce apportée par les fleuves (runoff). Les eaux profondes sont relativement homogènes, et leur salinité se situe principalement entre 34 et 35 psu. En surface (Fig. 1.2), les variations spatiales sont plus importantes. Au large, la SSS est comprise entre 30 et 38 psu et 75% de la surface de l'océan mondial a une salinité comprise entre 34 et 36 psu. Les eaux de surface les plus salées de la planète se trouvent sous les tropiques, entre 20 et 30° de latitude, où elles sont soumises à une évaporation intense. Les eaux les moins salées se trouvent à proximité de l'embouchure des fleuves et aux très hautes latitudes, où la fonte de la glace de mer

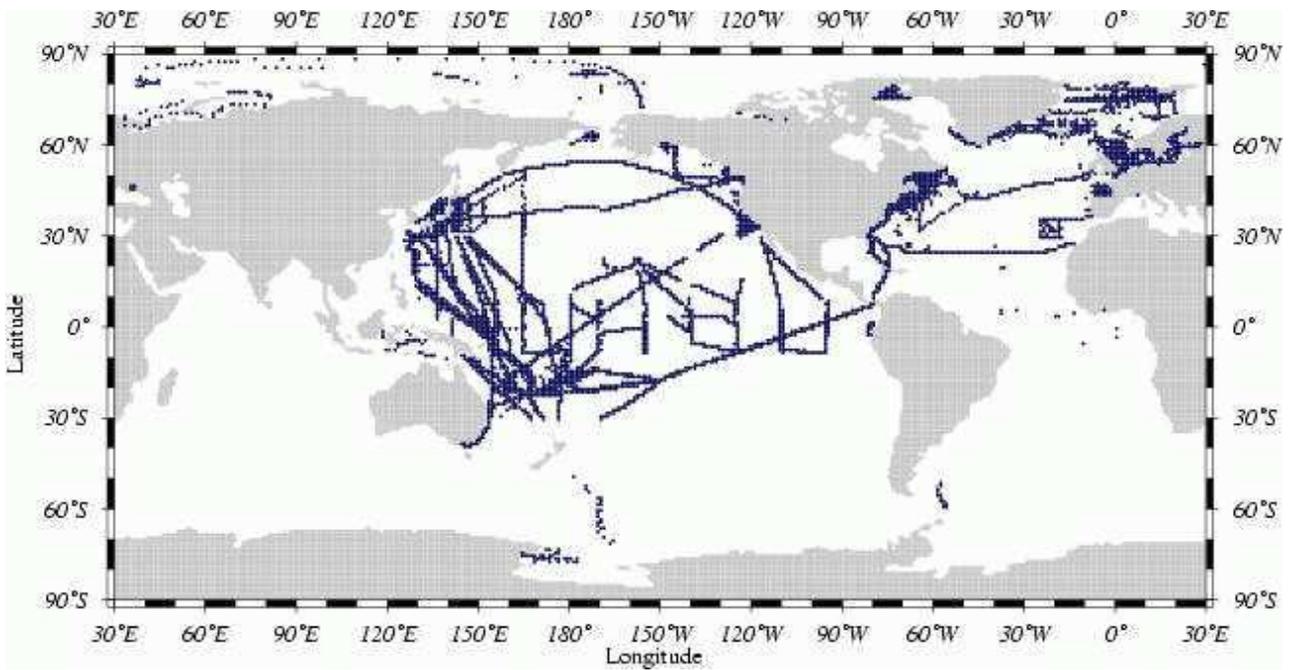


Figure 1.1: Echantillonnage des mesures in situ de salinité archivées au National Oceanographic Data Center (<http://www.nodc.noaa.gov/>) pour l'année 1998.

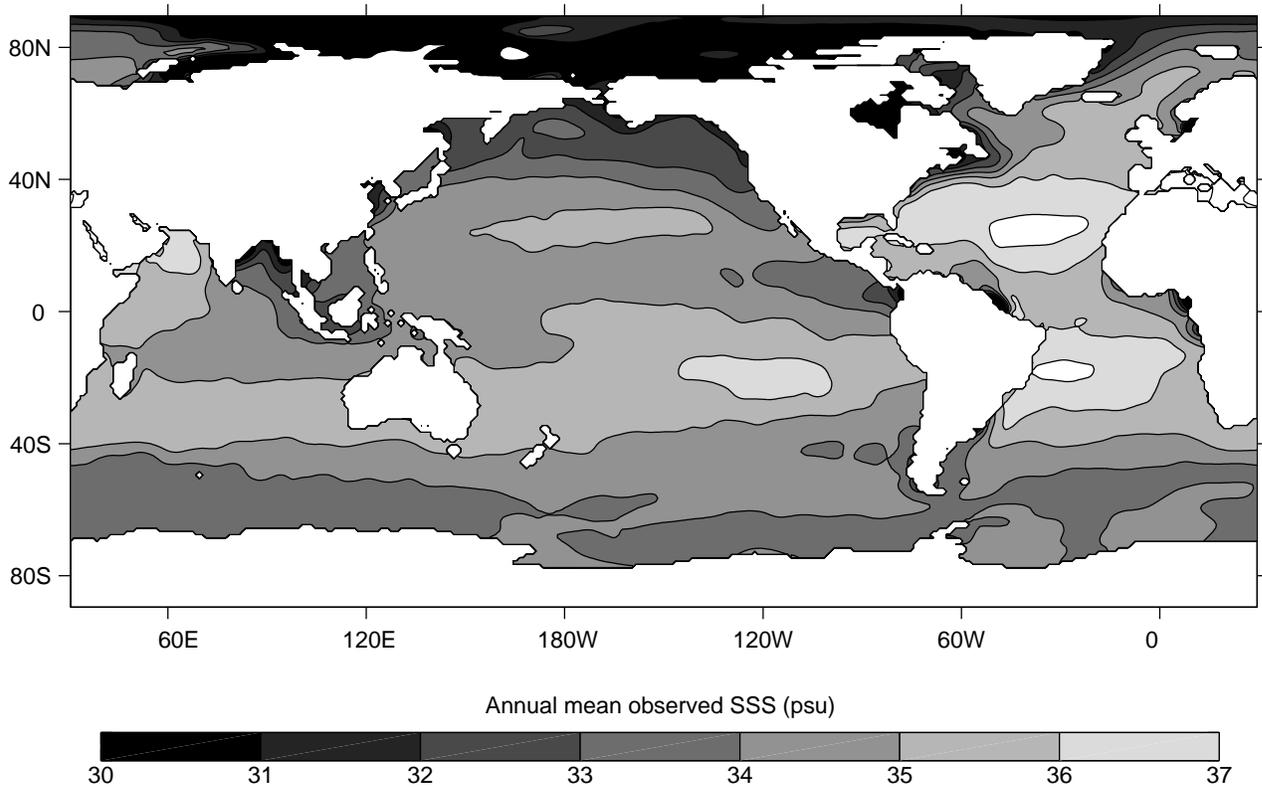


Figure 1.2: Salinité moyenne à la surface des océans, d'après Levitus and Boyer (1994)

constitue une source importante d'eau douce.

La salinité intervient dans la physique de l'océan par le biais de la densité. Elle influence celle-ci au même titre que la température. Le coefficient d'expansion thermique quantifie l'influence des variations de température sur la densité. Il est défini par la relation

$$\alpha = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T}$$

où  $\rho$  est la densité de l'eau et  $T$  sa température. C'est une fonction de la température, de la salinité et de la pression (Gill, 1982, Tableau A3.1). En surface,  $\alpha$  varie d'environ 1 ordre de grandeur, de  $0.25 \cdot 10^{-4} K^{-1}$  à  $-2^\circ C$  à  $3.4 \cdot 10^{-4} K^{-1}$  à  $31^\circ C$ . Avec une valeur moyenne de  $2 \cdot 10^{-4} K^{-1}$ , l'intervalle de température de  $25^\circ C$  observé à la surface de l'océan donne un intervalle de densité  $\Delta \rho_T = 5 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ . Le coefficient d'expansion haline, qui quantifie l'influence des variations de salinité sur la densité, est donné par

$$\beta = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial S}$$

où  $S$  est la salinité de l'eau.  $\beta$  ne varie que de 10% environ autour de la valeur  $\beta = 8 \cdot 10^{-4}$ . Un intervalle de salinité de 2 psu, observé dans la majorité de l'océan mondial, entraîne une variation de densité de  $\Delta \rho_S = 1.6 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ . Cette valeur est plus faible (mais du même ordre de grandeur) que  $\Delta \rho_T$ . Néanmoins, aux hautes latitudes, où l'eau est relativement froide,  $\alpha$  est petit et les fluctuations de salinité peuvent dominer celles de densité. Ainsi, un changement de 0.5 psu est équivalent du point de vue de la densité à une modification de température de  $1.3^\circ C$  pour des eaux à  $27^\circ C$  tandis qu'il correspond à une modification de  $8^\circ C$  pour des eaux autour de  $0^\circ C$ .

Dans les couches supérieures de l'océan se trouve une couche turbulente relativement homogène, avec un profil de densité à peu près constant sur la verticale. Cette couche, appelée couche de mélange océanique, fait l'interface entre l'océan et l'atmosphère. C'est le lieu d'échange d'énergie entre les deux milieux, sous forme de flux de chaleur, de masse, de quantité de mouvement et d'énergie mécanique. Elle joue donc un rôle crucial sur la dynamique océanique. Sa profondeur dépend des profils de température et de salinité, et cette dernière peut donc avoir une influence primordiale sur le climat lorsqu'elle influence les variations de densité.

## 1.2 La SSS en Atlantique Nord et le climat

L'océan Atlantique Nord joue un rôle tout à fait particulier pour la circulation océanique mondiale. Dans l'océan Atlantique tropical, le chauffage par l'énergie solaire est important et l'évaporation

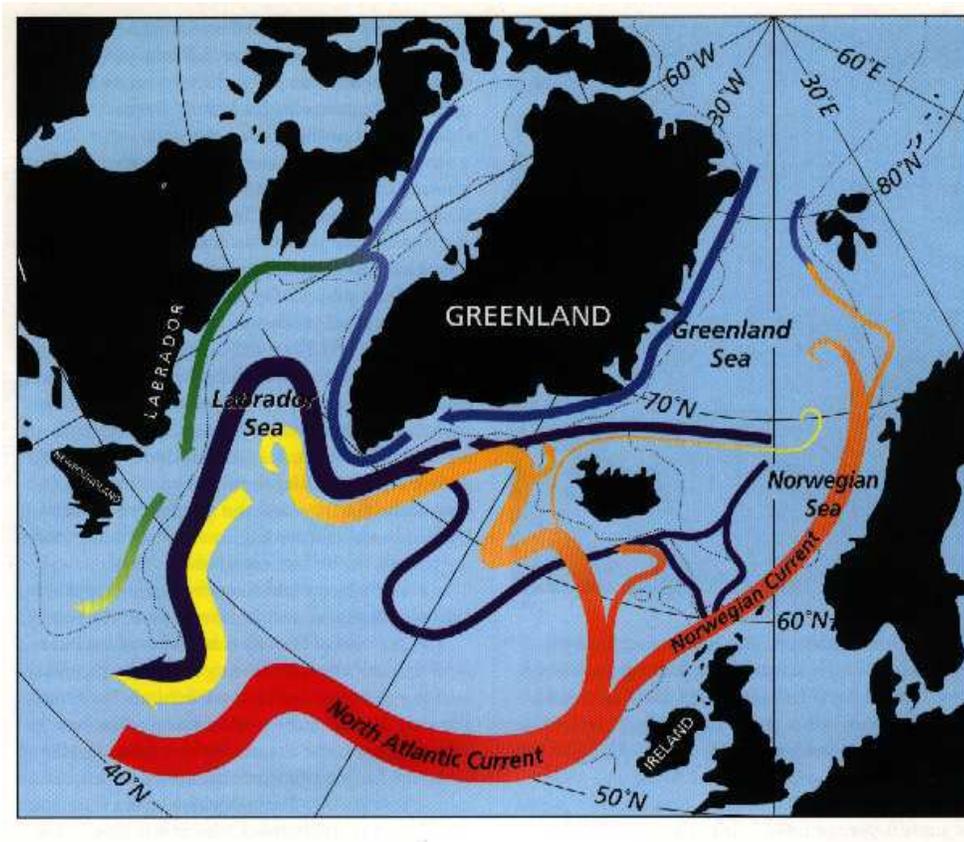
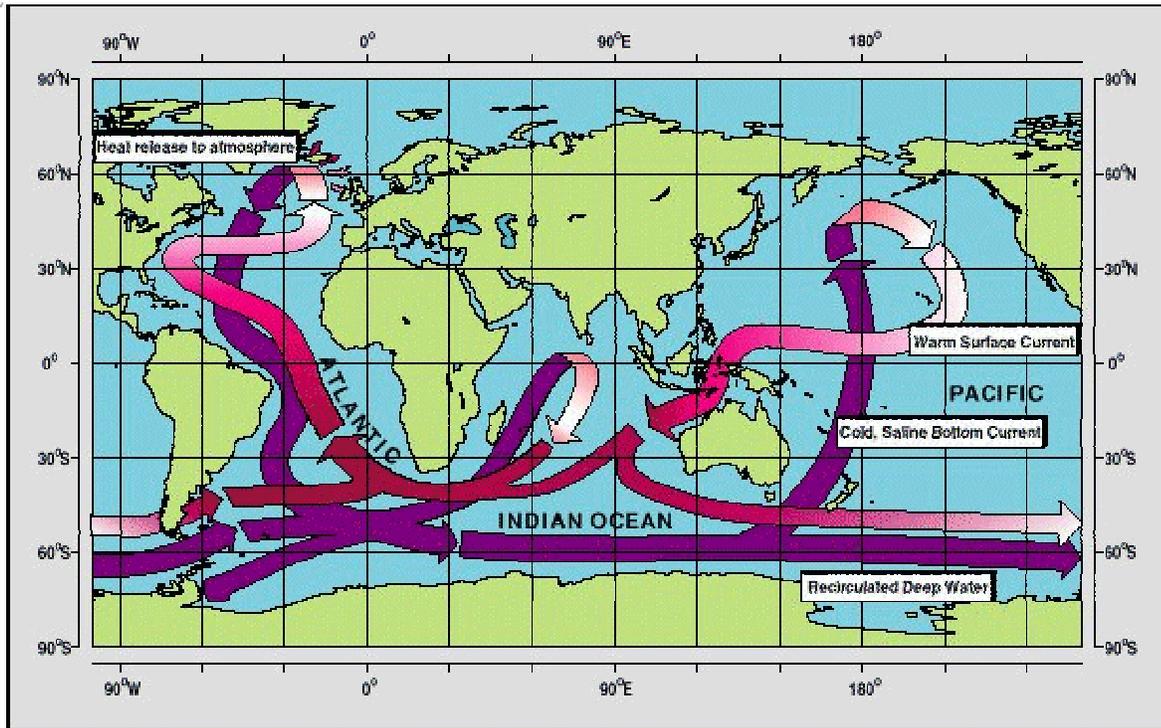


Figure 1.3: Représentation schématique de la transformation de l'eau chaude subtropicale en eau plus froide polaire et subpolaire dans les hautes latitudes de l'Atlantique Nord, d'après McCartney et al. (1996). Les courants chauds de surface apparaissent en gris clair et les courants froids de profondeur apparaissent en gris foncé et en noir.

domine les apports d'eau douce. Il se crée donc en surface une couche d'eau relativement chaude et salée. Celle-ci est entraînée vers le nord par le courant de Floride et le Gulf Stream, le long de la côte est des Etats-Unis, puis vers les mers nordiques sous l'action de la dérive Nord-Atlantique qui le prolonge. Une partie atteint l'océan Arctique. Sous l'effet des échanges de chaleur avec l'atmosphère, notamment en hiver, et du mélange avec les masses d'eau adjacentes, l'eau d'origine tropicale se refroidit et se densifie au cours de son trajet. Dans les hautes latitudes, elle peut localement devenir plus dense que les eaux sous-jacentes. Elle plonge alors plus ou moins profondément par convection. Ces zones de formation d'eau profonde sont très localisées et se situent en mer du Groenland, en mer du Labrador, et probablement en mer d'Irminger. Remarquons que l'on trouve également des sites de convection profonde dans l'hémisphère sud autour de l'Antarctique, et en Méditerranée. Les eaux qui ont plongé se mélangent aux autres masses d'eau présentes à ces profondeurs et forment les eaux profondes. Dans l'Atlantique Nord, celles-ci s'écoulent vers le sud le long d'un courant profond de bord ouest. La figure 1.3 illustre schématiquement cette boucle Nord-Atlantique. Les eaux profondes



D'après W. Broecker, modifié par Maier-Reimer

Figure 1.4: Représentation schématique de la circulation thermohaline mondiale.

atteignent finalement le courant Antarctique Circumpolaire, qui les distribue partiellement aux autres bassins. Tout au long de leur chemin, les eaux profondes se mélangent aux eaux environnantes. Elles diffusent progressivement vers la surface pour retourner vers l'Atlantique Nord. La première théorie de cette circulation des eaux profondes est due à Stommel and Arons (1960). Une vision schématique de cette circulation des eaux mondiales est illustrée sur la figure 1.4. Elle est parfois surnommée "the Great Ocean Conveyor Belt" (Broecker, 1991, Gordon, 1986). Elle est aussi appelée circulation thermohaline (THC), car pilotée par des effets de température et de salinité. La représentation de la figure 1.4 présente plusieurs défauts, dont le principal est qu'elle donne l'illusion d'une circulation fermée, sans mélange avec l'extérieur, ce qui est loin d'être la réalité. Néanmoins, elle illustre bien l'importance et le rôle particulier de l'Atlantique Nord par rapport à la circulation mondiale.

Les conséquences de l'augmentation des gaz à effet de serre dans l'atmosphère constituent un des grands enjeux de la recherche actuelle sur le climat. La plupart des modèles prédisent un affaib-

lissement de la THC (Manabe and Stouffer, 1994, Stocker and Schmittner, 1997, Wood et al., 1999, Mikolajewicz and Maier-Reimer, 2000). En effet, une des conséquences du réchauffement de la planète serait l'augmentation du taux d'humidité de l'air, d'où une intensification du transport d'eau douce atmosphérique vers les hautes latitudes et une augmentation du flux atmosphérique d'eau douce vers l'océan à ces latitudes. Cet effet d'adoucissement des eaux de surface dans les hautes latitudes s'ajoute au réchauffement lui-même de ces eaux de surface et ils conduisent tous deux à une diminution de la densité des eaux de surface dans les hautes latitudes d'où une diminution de la convection profonde et un ralentissement de la THC. Les observations montrent en effet que les hautes latitudes de l'océan Atlantique Nord ont eu tendance à devenir de moins en moins salées au cours des dernières décennies (Lazier, 1995, Dickson et al., 2002, Curry et al., 2003). Par ailleurs, certains modèles suggèrent que le réchauffement global s'accompagnerait d'une intensification de l'export d'eau douce de l'Atlantique tropical au profit du Pacifique tropical, ce qui entrainerait une augmentation de la salinité dans l'Atlantique tropical. Dans ces modèles, les eaux advectées vers le nord en surface sont alors plus salées, d'où une augmentation au bout de quelques années de la densité des couches de surface dans les hautes latitudes. L'intensification de la convection profonde qui s'ensuit compenserait en partie (Thorpe et al., 2001) voire complètement (Latif et al., 2000) le ralentissement de la THC. L'incertitude actuelle quant au comportement de la THC dans le cas d'un réchauffement climatique est donc due pour une grande part à l'incertitude quant aux changements de salinité associés. Rahmstorf (1995a) a d'ailleurs suggéré à l'aide d'un modèle océanique forcé que la circulation thermohaline océanique actuelle pourrait être dramatiquement bouleversée en réponse à une anomalie relativement faible du flux d'eau douce dans l'Atlantique. Une meilleure compréhension de la variabilité de la SSS et du bilan d'eau douce dans les régions subtropicales et subpolaires de l'océan Atlantique est donc indispensable pour mieux prévoir l'évolution du climat actuel.

### 1.3 Les variations de salinité observées

Taylor and Stephens (1980) ont mené une des premières études sur les variations saisonnières et interannuelles de la SSS dans l'Atlantique Nord. Ils ont mis en évidence la propagation d'eau relativement douce dans les régions nordiques. Depuis, plusieurs études ont montré que la SSS subit d'importantes variations dans les hautes latitudes de l'Atlantique Nord (Reverdin et al., 2002, Houghton and Visbeck, 2002) avec, en particulier, une anomalie douce de grande échelle spatiale par décade environ. L'exemple le plus étudié est la "Grande Anomalie de Salinité" (GSA, pour Great Salinity Anomaly): Dickson et al. (1988) ont décrit sa propagation autour de la gyre subpolaire cyclonique: la

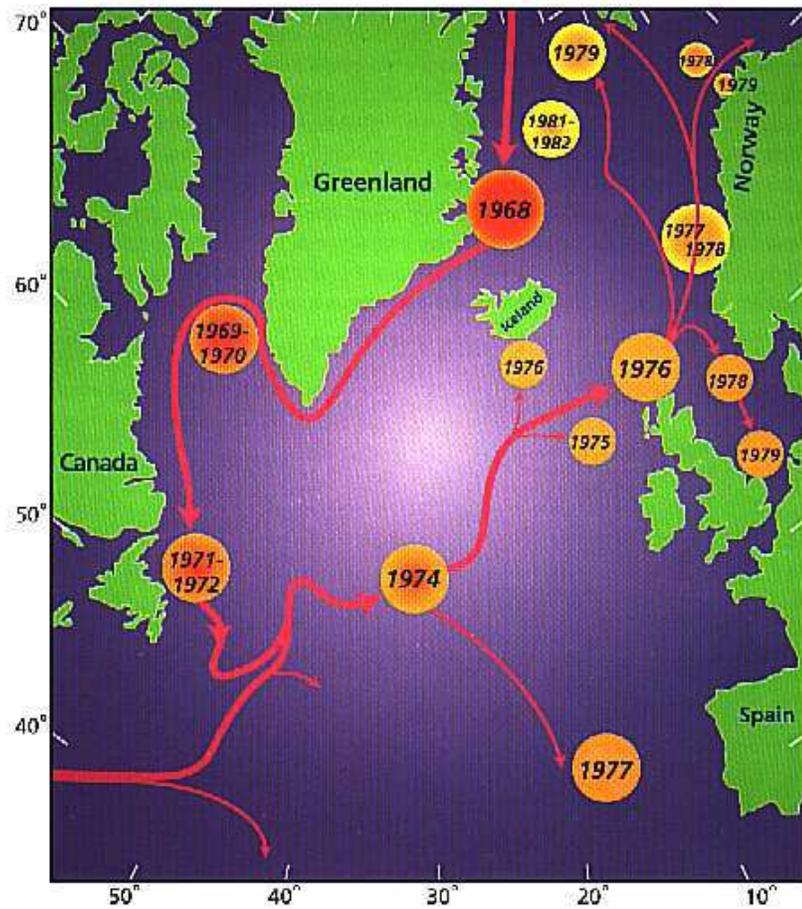


Figure 1.5: Représentation schématique du trajet de la Grande Anomalie de Salinité, d'après Schmitt (1996).

GSA a tout d'abord été décelée dans l'est de la mer du Groenland en 1968, puis s'est propagée autour de celui-ci et autour de la mer du Labrador. Elle est ensuite passée au large de Terre-Neuve vers 1971-1972 et a été lentement transportée dans l'Atlantique nord-est le long du courant Nord-Atlantique (Fig. 1.5). Sa trace a finalement été perdue dans la mer du Groenland au début des années 80. Un évènement similaire a par ailleurs eu lieu au début des années 80, et probablement un troisième dans les années 90 (Belkin et al., 1998). Reverdin et al. (1997) ont analysé les fluctuations basse fréquence de température et de salinité à l'aide de l'ensemble des données disponibles dans l'Atlantique Nord entre 1948 et 1990. Le déphasage entre les principaux modes de variabilité de la salinité intégrée jusqu'à 300 m de profondeur confirme la propagation des anomalies vers l'est, le long de la gyre supolaire. Les anomalies de température suivent une propagation cohérente avec celle de la salinité dans l'ouest du bassin. Celle-ci rappelle d'ailleurs le signal de température de surface (SST) se propageant le long de la dérive Nord-Atlantique à l'échelle de temps décennale décrit par Hansen and Bezdek (1996) ou

Sutton and Allen (1997).

L'origine de ces anomalies de SSS reste mal connue. Des observations (Dickson et al., 1988, Hilmer and Jung, 2000) et des analyses de modèles (Hakkinen, 1993, 1999a, Haak et al., 2003) suggèrent qu'une modulation de l'apport de glace de l'Arctique dans l'Atlantique Nord est à l'origine de la GSA. Par ailleurs, Dickson et al. (1996) ont montré que la GSA avait été simultanée avec une anomalie de flux de chaleur de l'océan vers l'atmosphère dans la mer du Groenland, typique d'une phase négative de l'Oscillation Nord Atlantique (NAO). La NAO est le mode principal de variabilité de l'atmosphère au dessus de l'océan Atlantique Nord. Il est surtout prononcé en hiver. C'est également l'une des structures du climat mondial les mieux documentées, et ce depuis très longtemps: il y a plus de deux siècles, un missionnaire remarquait que lorsque l'hiver était plus froid que la normale au Groenland, il était souvent plus doux au Danemark, et inversement. C'était la première observation des conséquences climatiques de la NAO. La NAO correspond à une redistribution des masses d'air atmosphériques entre l'Arctique et l'Atlantique subtropical. Plus précisément, elle caractérise la tendance de la pression atmosphérique à être plus basse que la normale au dessus de l'Islande quand elle est anormalement haute au dessus des Açores, et inversement (Barnston and Livezey, 1987, Hurrell, 1995, Hurrell et al., 2003). Ses variations temporelles peuvent être décrites par un indice mesurant la différence de pression à la surface de la mer (SLP) entre ces deux localisations. L'impact de la NAO sur les flux de chaleur air-mer et la température de surface de la mer (SST) dans le secteur Atlantique est bien connu et a été largement étudié (e.g. Cayan, 1992a, 1992b). La NAO affecte également fortement les conditions hivernales de précipitations sur ce secteur, comme l'a montré Hurrell (1995). Bojariu and Reverdin (2002) ont identifié les structures typiques de précipitations et de flux atmosphériques d'eau douce (Evaporation - Précipitations) associées à la NAO. Par contre, le lien entre ces changements et la variabilité observée de la salinité dans la gyre subpolaire n'a pas été clairement établi.

Dans les océans tropicaux, les eaux de surface sont plus chaudes, et l'impact de la salinité sur la densité de l'eau de mer est plus réduit. Néanmoins, dans les zones de fortes précipitations comme l'ouest du Pacifique par exemple, la salinité est très faible en surface et elle modifie significativement la densité malgré la température élevée de l'eau. Il se forme alors une couche d'eau chaude intermédiaire entre la couche mélangée en surface qui est soumise aux interactions avec l'atmosphère et la couche profonde (Lukas and Lindstrom, 1991). Cette couche est appelée couche barrière et peut avoir un impact important sur la physique des océans tropicaux (e.g. Vialard and Delecluse, 1998). Par ailleurs, la variabilité du Pacifique tropical est très largement due aux évènements ENSO (El Niño - Southern Oscillation). Ce phénomène consiste en un décalage vers l'est des eaux chaudes du Pacifique tropical ouest ("warm pool") associé à un affaiblissement des vents alizés au dessus du Pacifique tropical. Ce

mode de variabilité couplé entre l’océan et l’atmosphère influence le climat de tout le globe à l’échelle de temps interannuelle. Delcroix and Picaut (1998) ont montré que de fortes anomalies de salinité étaient associées au décalage de la “warm pool”. Ballabrera-Poy et al. (2002) estiment même que la détection d’anomalies de SSS dans cette région pourrait avoir un impact sur la prévisibilité des événements ENSO avec une avance de 6 à 12 mois. L’ENSO a un fort impact dans l’Atlantique tropical et dans la mer des Caraïbes, notamment en termes d’anomalies de précipitations (Schmittner et al., 2000, Giannini et al., 2000) et est donc susceptible d’influencer la salinité dans cette zone. Cependant, Dessier and Donguy (1994) ont montré que la variabilité saisonnière de la SSS dans cette zone est largement due à l’influence des grands fleuves de la région (l’Amazone, l’Orénoque et le fleuve Congo principalement), ainsi qu’à la variabilité des précipitations de la zone de convergence intertropicale (ITCZ).

## 1.4 L’objet de cette thèse et l’outil utilisé

L’objectif de cette thèse est de contribuer à la compréhension des mécanismes de variabilité de la salinité de surface dans l’océan Atlantique. Vu le manque d’observations à l’échelle du bassin et sur des périodes de temps suffisamment longues, on se base pour cela sur des simulations de modèles climatiques en mode couplé.

Qu’est-ce qu’un modèle climatique? Le climat de la Terre résulte des interactions nombreuses et complexes entre ses différentes composantes : la lithosphère (croûte terrestre), l’atmosphère, l’hydrosphère (océans et lacs), la cryosphère (glaciers, calottes polaires et glace de mer) et la biosphère. L’étude du système climatique consiste à évaluer les bilans énergétique et hydrologique de chacune de ses composantes et leurs évolutions. Dans un modèle idéal, il faudrait donc les représenter chacune par un modèle spécifique qui pourrait interagir avec les autres. La complexité de ce type de modèle serait beaucoup trop importante et dépasserait les capacités de calcul actuelles. Dans le cas présent, on se limite à l’étude des échelles de temps saisonnières à centennales. On utilise donc des modèles comprenant simplement un modèle de circulation générale de l’atmosphère, incluant souvent la modélisation physique des processus de surface liés aux rivières, à la neige, etc..., un modèle de circulation générale de l’océan et un modèle de glace de mer. Le modèle ainsi obtenu constitue ce que l’on appelle un modèle couplé global. Le couplage entre les différentes composantes représente les interactions physiques et les échanges d’énergie et d’eau douce, notamment entre l’océan et l’atmosphère. Par ailleurs, la discrétisation du volume de chaque composante (atmosphère, océan, glace de mer) impose la limite des échelles des processus physiques résolus, ainsi que certaines approximations. Les phénomènes dont l’échelle spatio-temporelle est inférieure à la dimension de la maille doivent être paramétrisés. Si l’idée

d'utiliser les équations de la mécanique des fluides pour prédire l'évolution de l'atmosphère et du climat date au moins des années 20, ce n'est réellement qu'à la fin des années 60 que les premiers modèles couplés du climat ont vu le jour (Manabe and Bryan, 1969). Il y a aujourd'hui plus d'un dizaine de modèles globaux de circulation générale couplés qui sont de plus en plus précis et de plus en plus réalistes (voir par exemple McAvaney et al., 2001).

Dans la première partie de cette thèse (chapitre 2), nous étudierons 50 années de la simulation couplée SINTEX. Nous en dégagerons les principaux mécanismes de la variabilité de la salinité de surface dans l'Atlantique Nord à l'échelle de temps interannuelle et son lien avec la variabilité atmosphérique. Dans les trois chapitres suivants de la thèse, nous utiliserons 200 années d'une seconde simulation (run du Bergen Climate Model) présentée en détail au début du chapitre 3. Après avoir vérifié son réalisme, nous l'utiliserons pour approfondir l'étude de la variabilité interannuelle des anomalies de SSS et pour l'étendre aux plus longues échelles de temps. Le chapitre 4 sera consacré à l'étude de la variabilité de la circulation méridienne moyenne dans le modèle. Nous commencerons par définir un indice permettant de caractériser cette variabilité. Nous analyserons ensuite la convection profonde dans les hautes latitudes de l'Atlantique Nord et son lien avec la circulation méridienne moyenne. Nous commenterons également l'influence de la NAO sur la variabilité de la circulation méridienne moyenne. A la lumière de ces études, nous tenterons d'interpréter les structures océaniques associées aux variations de la MOC. Dans la dernière partie de la thèse, nous explorerons l'influence du Pacifique tropical et de l'ENSO sur l'Atlantique Nord dans le modèle. Nous verrons que l'ENSO a un impact particulier sur la circulation méridienne moyenne à longue échelle de temps via la création d'anomalies de SSS dans l'Atlantique tropical. Les conclusions et les perspectives de ce travail seront dégagées dans le chapitre 6.



## Chapitre 2

# Variabilité interannuelle de la SSS : simulation SINTEX

### Résumé

On examine les mécanismes contrôlant la variabilité interannuelle de la SSS dans l'Atlantique Nord. On utilise pour cela une simulation de 50 années du modèle couplé ECHAM4/OPA8 (run SINTEX). Lorsque c'est possible, on comparera les résultats du modèle aux réanalyses NCEP en utilisant également une climatologie de SSS reconstruite à partir d'observations. Il apparaît que l'advection par les anomalies de courant d'Ekman joue un rôle aussi important que le flux d'eau douce pour la génération d'anomalies de SSS. Ceci diffère du cas des anomalies de SST qui sont principalement causées par les fluctuations du flux de chaleur atmosphérique. Etant donné que la rétroaction de l'océan sur l'atmosphère a pour effet d'amortir les anomalies de SST mais pas celles de SSS, ces dernières ont une échelle de temps caractéristique plus longue que les premières. En conséquence, elles sont plus fortement influencées par les courants moyens et la variabilité géostrophique. Ces deux processus dominent les changements de SSS à basse fréquence sur une grande partie du bassin.

Le lien entre les anomalies de SSS et les structures dominantes de la variabilité atmosphérique dans l'Atlantique Nord est également étudié. On montre que la NAO génère des anomalies de SSS principalement via l'advection d'Ekman. Le flux d'eau douce a une importance moindre. Dans le modèle couplé tout au moins, il n'y a pas de lien clair et univoque entre les principales structures atmosphériques et celles des anomalies de SSS. Ce résultat diffère à nouveau du cas des anomalies de SST.

Nous présentons ces résultats sous la forme d'un article publié dans *Climate Dynamics*.

Climate Dynamics (2003) 20: 555–565  
DOI 10.1007/s00382-002-0294-0

J. Mignot · C. Frankignoul

## On the interannual variability of surface salinity in the Atlantic

Received: 24 May 2002 / Accepted: 10 October 2002 / Published online: 14 January 2003  
© Springer-Verlag 2003

**Abstract** The mechanisms controlling the interannual variability of sea surface salinity (SSS) in the Atlantic are investigated using a simulation with the ECHAM4/OPA8 coupled model and, for comparison, the NCEP reanalysis and an observed SSS climatology. Anomalous Ekman advection is found to be as important as the freshwater flux in generating SSS anomalies, in contrast to sea surface temperature (SST) anomalies which are primarily caused by surface heat flux fluctuations. Since the surface heat flux feedback does not damp the SSS anomalies but generally damps existing SST anomalies, SSS anomalies have a larger characteristic time scale. As a result, they are more influenced by the mean currents and the geostrophic variability, which dominate the SSS changes at low frequency over much of the basin. The link between SSS anomalies and the dominant patterns of atmospheric variability in the North Atlantic sector is also discussed. It is shown that the North Atlantic Oscillation generates SSS anomalies much more by Ekman advection than by freshwater exchanges. At least in the coupled model, there is little one-to-one correspondence between the main atmospheric and SSS anomaly patterns, unlike what is found for SST anomalies.

### 1 Introduction

The sea surface salinity (SSS) plays an important role in the variability of the thermohaline circulation as it largely controls the density of the surface layer in the northern North Atlantic (Reverdin et al. 1997), thereby

affecting the intensity of deep convection (Dickson et al. 1996). Modelling studies suggest that the thermohaline circulation is highly sensitive to changes in the freshwater forcing (e.g. Mikolajewicz and Maier-Reimer 1990; Marotzke and Willebrand 1991; Rahmstorf 1995), but the SSS fluctuations may also be remotely forced. In a coupled model, Latif et al. (2000) showed that large-scale air–sea interactions in the tropics, similar to those operating during present-day El Niños, lead to anomalously high salinities in the tropical Atlantic, which were then advected in the sinking region by the meridional overturning circulation. SSS changes can play a large role in the decadal variability of the North Atlantic, as in the coupled model of Selten et al. (1999), where the geostrophic response of the ocean circulation to atmospherically forced sea surface temperature (SST) anomalies creates SSS anomalies through anomalous horizontal advection, which then influence the convective activity and act as a negative feedback on the SST anomalies.

Because of the sparse observational data base, the mechanisms controlling the SSS variability remain poorly known. Using ocean weather stations data, Taylor and Stephens (1980) studied seasonal and interannual SSS variations in the North Atlantic, showing in particular the propagation of low salinity waters from the northern regions. As shown by Dickson et al. (1988), the propagation of the “Great Salinity Anomaly” could be followed along the North Atlantic subpolar gyre during 1968–1982 and was accounted for by the advection of a cold, fresh anomaly along the main currents. Dickson et al. (1996) suggested that the origin of the Great Salinity Anomaly could be traced to a very low value of the North Atlantic Oscillation (NAO), the main mode of atmospheric variability in the North Atlantic sector. Reverdin et al. (1997, 2002) have described decadal large-scale salinity fluctuations in the North Atlantic and suggested that the low frequency changes in the NAO largely influence the temperature and salinity fluctuations in the Greenland and Labrador currents.

J. Mignot · C. Frankignoul (✉)  
Laboratoire d’Océanographie Dynamique et de Climatologie,  
Unité mixte de recherche CNRS-IRD-UPMC,  
Université Pierre et Marie Curie, 4 place Jussieu,  
75252 Paris Cedex 05, France  
E-mail: cf@lodyc.jussieu.fr

The NAO generates the dominant “tripole” mode of wintertime North Atlantic SST variability, primarily via latent and sensible heat exchanges (Cayan 1992), with advection by the Ekman currents playing a lesser role (e.g. Marshall et al. 2001). Bojariu and Reverdin (2002) have estimated the freshwater flux patterns associated with the NAO, but whether or not they dominate the SSS forcing in the North Atlantic has not been established.

The mechanisms of SSS changes were discussed by Spall (1993) in a simple stochastically forced system. As the SSS anomaly time scale tends to be larger than that of SSS advection, the SSS anomalies were more strongly influenced by horizontal advection than the less persistent SST anomalies, and horizontal processes provided a mechanism which limited the SSS variability on long time scales. Nonetheless, Hall and Manabe (1997) showed that SSS anomalies in the North Atlantic basin were well-represented by a stochastically forced slab mixed layer, albeit with a larger characteristic time scale than SST anomalies, except in regions of strong currents or mesoscale eddy activity where advection effects dominate (see also Frankignoul et al. 2002).

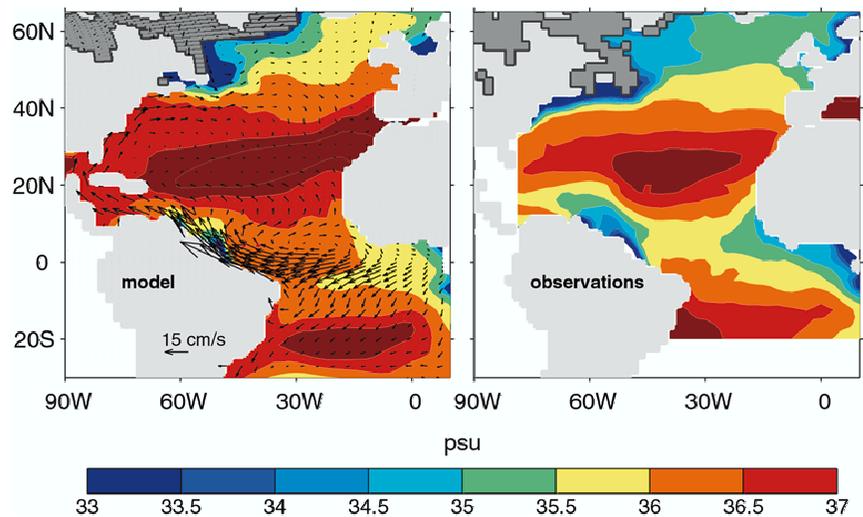
In the present study, we discuss the relative importance of freshwater forcing, Ekman, and geostrophic advection in generating interannual SSS changes in the Atlantic ocean. Because basin-scale observations of SSS anomalies are limited, the analysis is primarily based on a simulation with a coupled model. In addition, the NCEP reanalysis (Kalnay and Coauthors 1996) and a SSS climatology are used to compare some of the forcing fields. The data sets are presented in Sect. 2. A stochastic model of the SSS anomalies is given in Sect. 3, and some of the mechanisms of SSS changes discussed in Sect. 4. The link between SSS anomalies and the NAO is explored in Sect. 5, and the results summarized in Sect. 6.

## 2 Data

During the SINTEX program, ECHAM4, an atmospheric general circulation model (GCM) with 19 vertical levels developed at the Max-Planck Institute für Meteorologie in Hamburg (Roeckner et al. 1996) was coupled in T30 resolution to OPA8, the global oceanic GCM developed at LODYC in Paris (Madec et al. 1999), with 31 vertical levels and a variable horizontal resolution of about 2°. Horizontal mixing of momentum is of Laplacian type with an eddy viscosity coefficient of 40,000 m<sup>2</sup>/s, reduced in the tropics to reach 2,000 m<sup>2</sup>/s. The ECHAM4/OPA8 model was integrated without flux correction for 200 years, using the Levitus climatology for the ocean and a state of rest for the atmosphere as initial conditions (Guilyardi et al. 2002). Unfortunately, inaccuracies in the freshwater budget at the air–sea interface caused a slow but continuous increase in SSS. The main impact of this drift was to modify the water masses at high latitudes and deepen the wintertime mixed layer, resulting in a progressive extension of the regions of deep convection. The link between low frequency SSS changes and the thermohaline circulation could thus not be studied in realistic conditions, but the run was adequate to study interannual changes at mid and low latitudes. The 50 year period between year 61 to 110 was retained for the analysis as the ocean was in an approximate steady state and the model drift had not yet significantly altered the mid-latitude conditions. Although the high latitudes might already be somewhat affected, we consider the Atlantic up to 65°N in this study. Areas covered with ice in late winter were not considered (shaded grey in the figures). Figure 1 compares the SSS annual mean climatology in the coupled model (left) with an observed SSS climatology between 20°S and 70°N and east of 80°W (right) kindly provided by Gilles Reverdin (2001 personal communication). Although the main features of the SSS field are well reproduced, the model is generally too salty in the subtropics and the SSS maximum extends too far to the east, to the Moroccan coast. The gradient is too strong north of this maximum. As shown in Fig. 1 (left), the model has a fairly realistic oceanic circulation, although the western boundary currents are too broad due to the model’s low resolution. This results in a distortion of the SSS field along the American coast.

In this work, the oceanic variables and the air–sea fluxes are considered on the ocean model grid, while sea level pressure is considered on the ECHAM4 gaussian grid. To reduce the influence of the drift, a third-order polynomial was removed from each variable at each grid point by least squares fitting. Monthly anomalies were then constructed by subtracting the mean seasonal

**Fig. 1** *Left*: mean SSS and surface current (*arrows*) in the coupled model. *Right*: observed mean SSS (Gilles Reverdin personal communication 2001). Areas covered with ice in late winter have been shaded grey



cycle from the monthly averages. Atmospheric monthly fields derived from the NCEP reanalysis during 1958–2000 (Kalnay and Coauthors 1996) and SST data from the Reconstructed Reynolds Data (Smith et al. 1996) were also considered and anomalies constructed as described. This data set was completed by the Levitus mixed layer depth climatology (<http://ingrid.ldeo.columbia.edu/SOURCES/LEVITUS94/>) based on a criterion on potential density, and the observed SSS climatology in Fig. 1. Both were linearly interpolated on the NCEP grid, but areas covered with ice in late winter were not considered shown as (grey areas in the figures).

### 3 The stochastic SSS anomaly model

Let us consider a slab mixed-layer model where the temperature  $T$ , the salinity  $S$ , and the horizontal current  $u$  are constant within a mixed layer of depth  $h$ . The vertically integrated temperature and salinity equations can be written

$$h \frac{dT}{dt} + (T - T^-) \Gamma(w_e) w_e - \kappa h \nabla^2 T - \frac{Q}{\rho C_P} = 0 \quad (1)$$

and

$$h \frac{dS}{dt} + (S - S^-) \Gamma(w_e) w_e - \kappa h \nabla^2 S - S(E - P) = 0 \quad (2)$$

where  $\Gamma$  is the heaviside function,  $w_e$  the entrainment velocity,  $\kappa$  the horizontal mixing coefficient,  $Q$  the surface heat flux (positive downward),  $E$  the evaporation, and  $P$  the precipitation rate.  $\rho$  is the water density and  $C_P$  its specific heat. The fluxes at the mixed layer base have been neglected for simplicity. If the mixed layer is deepening, there is entrainment of water from below the mixed layer (denoted by the minus index), whereas if it is shoaling, there is detrainment and fluid is left behind without changing the SST or the SSS.

Each field can be decomposed into a seasonally varying mean (denoted by an overline) and an anomaly (denoted by a prime). To a good approximation, the equation for large-scale SST anomalies can be written (Frankignoul 1985)

$$\frac{dT'}{dt} \approx - \frac{(U'_E + U'_G) \cdot \nabla(\bar{T} + T')}{\bar{h}} - \frac{h'}{\bar{h}} \partial_t \bar{T} - \frac{(\Gamma(w_e) w_e (T - T^-))'}{\bar{h}} + \frac{Q'}{\rho C_P \bar{h}} + \kappa \nabla^2 T' \quad (3)$$

Similarly, the SSS anomaly equation is

$$\frac{dS'}{dt} \approx - \frac{(U' + U') \cdot \nabla(\bar{S} + S')}{\bar{h}} - \frac{h'}{\bar{h}} \partial_t \bar{S} - \frac{(\Gamma(w_e) w_e (S - S^-))'}{\bar{h}} + \frac{\bar{S}(E' - P')}{\bar{h}} + \kappa \nabla^2 S' \quad (4)$$

Here  $d/dt = \partial_t + \bar{u} \cdot \nabla$  is the time derivative following the mean current and the transport in the mixed layer (hereafter noted  $U$ ) has been decomposed into an Ekman component  $U_E$  and a geostrophic one  $U_G$ , with the former obeying

$$U_E = \frac{\tau \wedge n}{\rho f} \quad (5)$$

where  $\tau$  is the surface wind stress,  $f$  the Coriolis parameter, and  $n$  the vertical unit vector.

At extratropical latitudes, the atmospheric forcing is dominated by the day-to-day changes in the weather and has a primarily white spectrum at low frequencies. Because of its small mechanical inertia, the oceanic mixed layer responds rapidly and  $h'$  also has a white spectrum at low frequencies (Alexander and Penland 1996). Except for the geostrophic contribution, the forcing terms in

Eqs. (3) and (4) are thus well-represented by white noise on monthly and longer time scales. They create growing anomalies whose amplitude is limited by dissipation and feedback processes (Hasselmann 1976; Frankignoul and Hasselmann 1977). For small anomalies, the latter are well represented by linearizing the (in part hidden)  $T'$  or  $S'$  dependence of the right-hand side of Eqs. (3) and (4), respectively. Neglecting geostrophic variability, the equations can then be written

$$\frac{dT'}{dt} = F'_T - \lambda_T T' \quad (6)$$

and

$$\frac{dS'}{dt} = F'_S - \lambda_S S' \quad (7)$$

where  $F'$  represents the stochastic forcing terms (the part that is solely controlled by the intrinsic dynamics of the atmosphere),  $\lambda$  a scale-dependent feedback factor (positive when the feedback is negative), and the  $T$  and  $S$  indices denote temperature and salinity, respectively.

Scaling of the left hand side of the SSS anomaly Eq. (4) yields

$$\frac{\bar{u} \cdot \nabla S'}{\partial_t S'} \approx \frac{U}{L} \quad (8)$$

where  $U$  is the characteristic horizontal mean velocity, and  $L$  and  $T$  are the SSS anomaly length and time scale, respectively. The relative importance of the advection by the mean currents is proportional to the time scale. This also holds for SST anomalies. If the length scales are comparable, the ratio is thus larger for SSS anomalies as their time scale is longer. Spall (1993) similarly argued that horizontal processes which may not be important for SST variability are important for SSS anomalies. In regions of small mean current, however, one has  $d/dt \approx \partial_t$  and, if the seasonal modulation is neglected, Eqs. (6) and (7) represent first order Markov processes with frequency spectrum and autocovariance function respectively given by

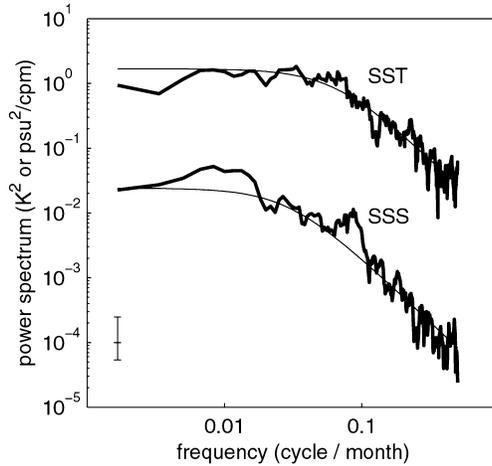
$$F_{XX}(\omega) = \frac{F_{F_X F_X}(0)}{\omega^2 + \lambda_X^2} \quad (9)$$

$$R_{XX}(\tau) = \frac{\pi}{\lambda_X} F_{F_X F_X}(0) e^{-\lambda_X |\tau|} \quad (10)$$

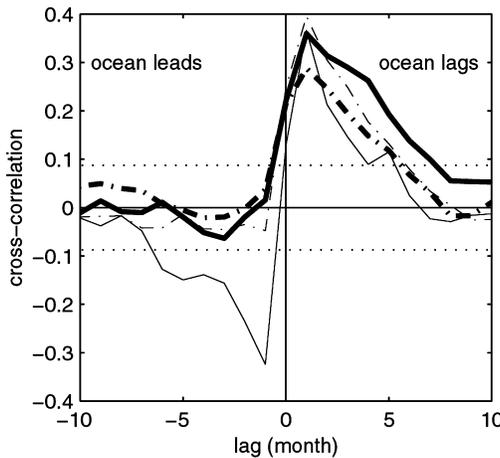
where  $X$  holds for  $T'$  or  $S'$  and  $F_{F_X F_X}(0)$  is the white noise level of the forcing.

Away from strong currents, SST and SSS anomalies are well represented by Eqs. (9) and (10) (Frankignoul 1985; Hall and Manabe 1997). This also holds for the coupled model at most grid points, as illustrated in Fig. 2. The characteristic time scale of the SSS anomalies is longer because the surface heat flux damps existing SST anomalies, but not SSS anomalies (Frankignoul et al. 2002). This is reflected in the cross-correlation functions in Fig. 3. The freshwater flux is not significantly influenced by existing SSS anomalies. There is thus no correlation between the two variables (thick continuous line) when SSS leads by a month or more; the correlation is large at zero lag because of the small atmospheric persistence and the use of monthly averages, and it slowly decays when the ocean lags by more than one month. This is the statistical signature of a passive oceanic response to the atmospheric forcing, which can easily be derived from Eqs. (6) or (7) (Frankignoul and Hasselmann 1977). Similar features are seen in the cross-correlation between SSS or SST anomalies and the Ekman forcing term, which does not significantly contribute to the feedback (dashed-dotted line). On the other hand, the cross-correlation between SST and heat flux anomalies is negative when SST leads, reflecting the negative heat flux feedback (thin continuous line). Note that SSS is more correlated in Fig. 3 with the freshwater flux than with the Ekman forcing term, but this is not the case in areas where Ekman forcing term is strong. A typical value for  $\lambda_S^{-1} \lambda_{-1S}$  is 5 months in the westerlies and 9 months in the subtropics. For comparison, the

Erratum: l'équation (2) doit se lire  $h \frac{dS}{dt} + (S - S^-) \Gamma(w_e) w_e - \kappa h \nabla^2 S - S(E - P) = 0$



**Fig. 2** Power spectrum of SSS and SST anomalies at 37°N–32°W in the coupled model estimated with the multitaper method. The error bar gives the 95% confidence interval. The *smooth curve* represents the fit by the red noise spectrum in Eq. (9)

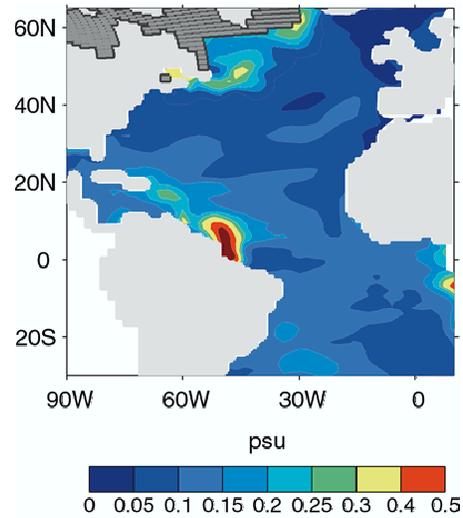


**Fig. 3** Cross-correlation in the coupled model at 37°N–32°W between anomalies in SSS and freshwater flux (*thick continuous line*), SSS and Ekman advection (*thick dashed line*), SST and surface heat flux (*thin continuous line*), and SST and Ekman advection (*thin dashed line*). Ocean leads at negative lags. The *dotted line* indicates the 5% level for zero correlation

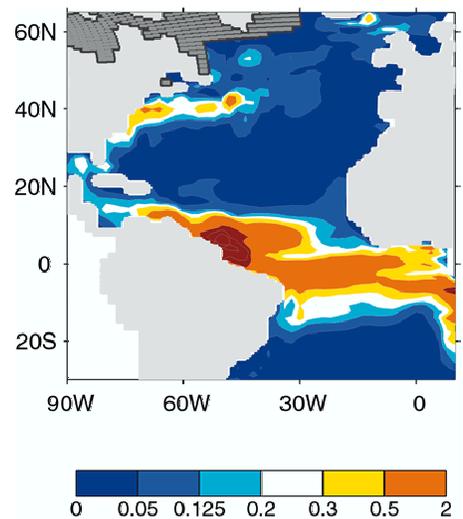
SST anomaly persistence is typically 2 months, with smaller values off Africa and near the equator, and a 5 month peak in the western part of the subtropical gyre. Frankignoul et al. (2002) have shown that in regions of small currents, the difference in SSS and SST anomaly persistence can be generally well explained by the strength of the heat flux feedback.

#### 4 Structure and causes of the SSS variability

Figure 4 shows the structure of the SSS variability: the standard deviation of monthly SSS anomalies in the



**Fig. 4** Standard deviation of monthly SSS anomalies in the coupled model



**Fig. 5** Ratio of the standard deviation of  $\bar{u} \cdot \nabla S'$  and  $\lambda_S S'$  in the coupled model

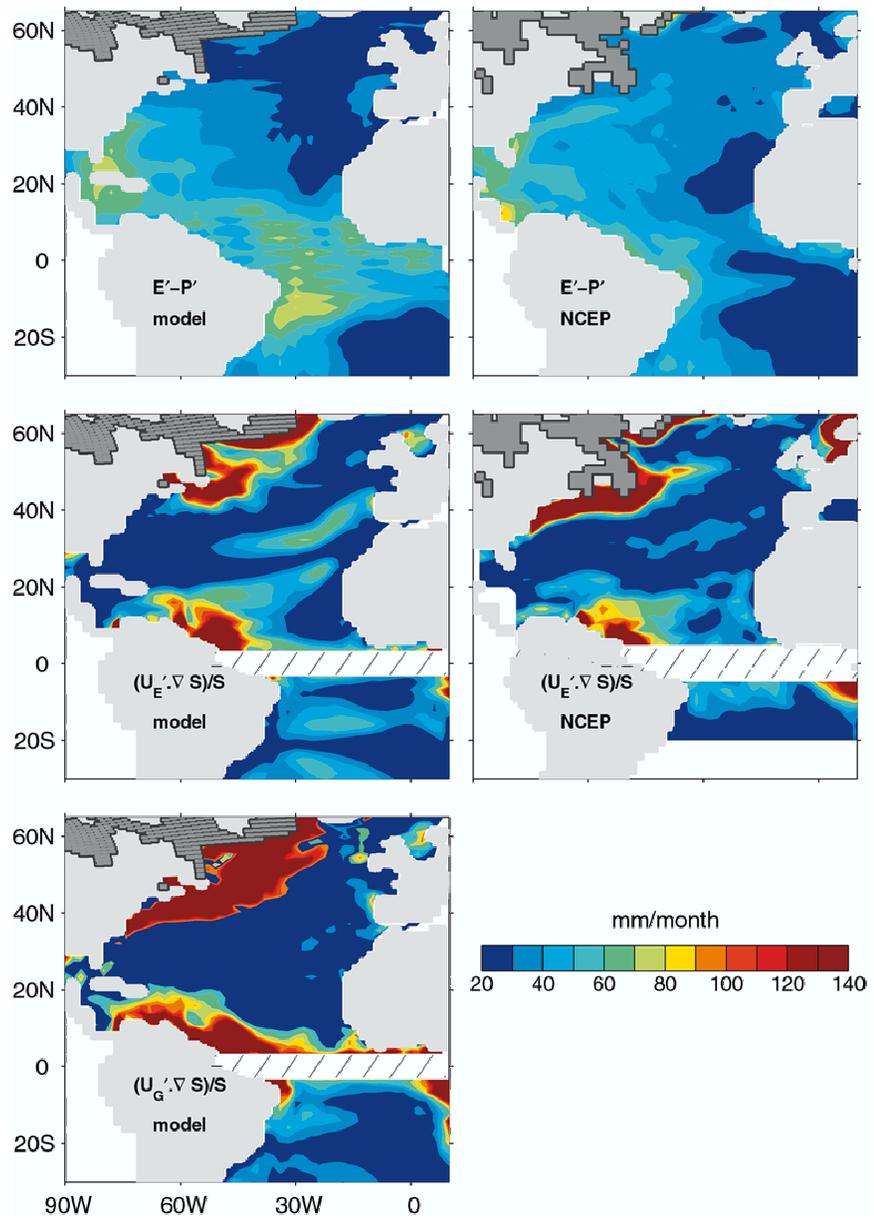
coupled model typically ranges between 0.1 and 0.2 psu, with larger values off Newfoundland, southeast of Greenland, and in the vicinity of the Amazon and Congo rivers. To establish where  $\bar{u} \cdot \nabla S'$  is negligible, i.e. where the local SSS anomaly model can be used instead of Eq. (7), we compared  $\bar{u} \cdot \nabla S'$  with  $\lambda_S S'$ , where  $\lambda_S$  was estimated by least squares fitting Eq. (9) to the SSS anomaly auto-correlation. Since SSS and SST anomalies still approximately behave as a first order Markov process in regions of large mean currents because the latter act locally as an additional damping

term (Frankignoul and Reynolds 1983), the estimated feedback factor  $\lambda_S$  includes the contribution of the mean advection. A local SSS anomaly model was thus considered to be inadequate when the standard deviation of  $\bar{u} \cdot \nabla S'$  exceeded 20% of the standard deviation of  $\lambda_S S'$ . In the calculation, we used for  $\bar{u}$  the mean current in the mixed layer  $\bar{U}/\bar{h}$ . Figure 5 shows that advection is large in most of the tropical Atlantic and along the Gulf Stream (note the irregular scale in Fig. 5). Elsewhere, a local SSS anomaly model can be used to a reasonable

approximation. Similar results are found for SST anomalies (not shown). Note that in the real ocean, the Gulf Stream would be stronger but also narrower. Thus, we expect that the mean advection will be more important, but in a narrower region.

To investigate the causes of the SSS variability, we compared some of the main forcing terms using monthly data. Lacking a direct access to the entrainment term, the atmospheric forcing was represented by its two other components, i.e. the freshwater flux (Fig. 6 top) and,

**Fig. 6** Standard deviation of the anomalous freshwater flux (top) and the anomalous Ekman (middle) and geostrophic (bottom) advection of salt in the coupled model (left) and NCEP (right)



except within 3° from the equator, the anomalous Ekman advection of salt  $((U'_E \cdot \nabla S)/\bar{h})$  where the Ekman transport was derived from Eq. (5) (Fig. 6 middle). Note that in Fig. 6 (and following), the advection terms were expressed in unit of freshwater flux by multiplying them by  $\bar{h}/\bar{S}$ . The forcing terms were estimated simultaneously in the coupled model and in the observations. For the latter, we used the NCEP reanalysed field of evaporation, precipitation and wind stress, complemented by Levitus' mixed layer depth climatology and Reverdin's SSS climatology. The anomalous advection of the SSS anomalies could not be taken into account in the

observations, but the similarity between  $(U'_E \cdot \nabla S)/\bar{S}$  (Fig. 6 middle left) and  $(U'_E \cdot \nabla S)/\bar{S}$  (Fig. 7) in the model suggests that  $(U'_E \cdot \nabla S)/\bar{S}$  is generally negligible, except locally in the western part of the basin, between 25° and 35°N, where  $(U'_E \cdot \nabla S)/\bar{S}$  is small. The freshwater flux forcing in the coupled model (Fig. 6 top left) compares well with that in the NCEP reanalysis (top right), except for the larger and much more zonally homogeneous values in the tropics. On average, its magnitude is comparable to that of the Ekman term (middle), although anomalous Ekman advection has more extreme values. In particular, Ekman advection strongly dominates in the regions of large mean SSS gradient along the northeastern coast of South America and in the northwestern Atlantic. It is smaller in the western Atlantic between 15°N and 35°N. It somewhat differs between the model (left) and the reanalysis (right) because of the poor representation of the Gulf Stream and an incorrect location of the area of strong gradient southeast of Greenland, but otherwise the main features of the anomalous Ekman term are similar. Overall, anomalous Ekman advection is more important than the freshwater flux in generating the SSS anomalies in about half of the Atlantic basin. This contrasts with the mid-latitude SST anomalies that are primarily generated by the surface heat flux while anomalous Ekman advection is only important in narrow regions of strong mean SST gradient (Frankignoul and Reynolds 1983; Cayan 1992a,b; Halliwell 1998).

It should be noted that freshwater flux and anomalous Ekman advection are often correlated both in the model (Fig. 8 left) and the observations (right), so that the standard deviation of their sum may not be trivially related to the standard deviations in Fig. 6. Nonetheless, the latter indicates the relative importance of the two forcing terms. The correlation is negative in the trade winds region where a westerly anomaly reduces the

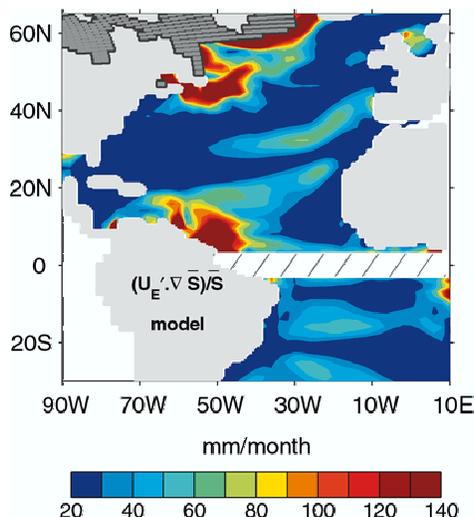
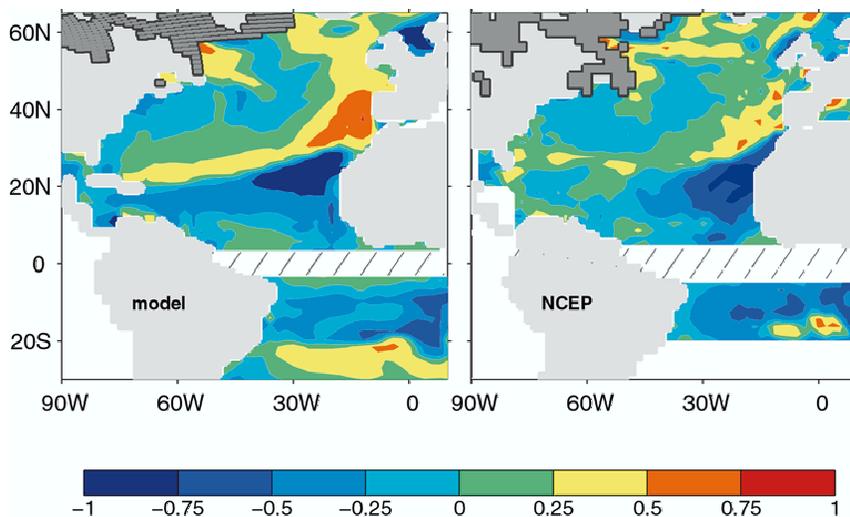


Fig. 7 As in Fig. 6, but for the anomalous Ekman advection of mean salinity in the coupled model

Fig. 8 Correlation between anomalous freshwater flux and anomalous Ekman advection of salt in the coupled model (left) and NCEP (right)



easterlies, hence both evaporation and the freshwater transport by Ekman current ( $\bar{S}$  increases with latitude), while the correlation is positive in the subtropics, north of the salinity maximum. Near the Gulf Stream, the correlation is negative as a westerly anomaly enhances evaporation and the southward transport of freshwater. Off southwestern Europe, a westerly anomaly enhances precipitation since the air moisture is close to saturation, hence the two forcing terms are positively correlated.

The advection of the SSS anomalies by anomalous geostrophic currents (hereafter anomalous geostrophic advection) can only be estimated in the coupled model. Since the mixed layer is generally much deeper than the Ekman layer, the anomalous geostrophic transport in the mixed layer was estimated monthly by subtracting the anomalous Ekman transport [Eq. (5)] from the net anomalous transport  $U'$ . It is very strong near and to the north of the Gulf Stream and the North Atlantic current, along the North Brazil current, and in the equatorial zone, but it is small elsewhere in the North Atlantic (Fig. 6 bottom). In the real world (or a higher resolution ocean model), we expect the geostrophic variability to be stronger, but confined to narrower regions. However, in regions of large eddy activity, there should also be strong currents on the mesoscale that will strongly distort the mean SSS distribution, so that Fig. 6 (bottom) only pertains to the large-scale SSS anomalies. As geostrophic currents mostly vary at low frequency, anomalous geostrophic advection becomes comparable to or dominates the direct atmospheric forcing over most of the basin at periods larger than about 2 years (Fig. 9 left). Note that the atmospheric forcing may be slightly underestimated in some areas, as entrainment was not included. The relative importance of the advection of the SSS anomalies by the mean circulation also increases at low frequency because of their large persistence (Fig. 9 right); the terms  $(U'_E \cdot \nabla S)/\bar{S}$  and

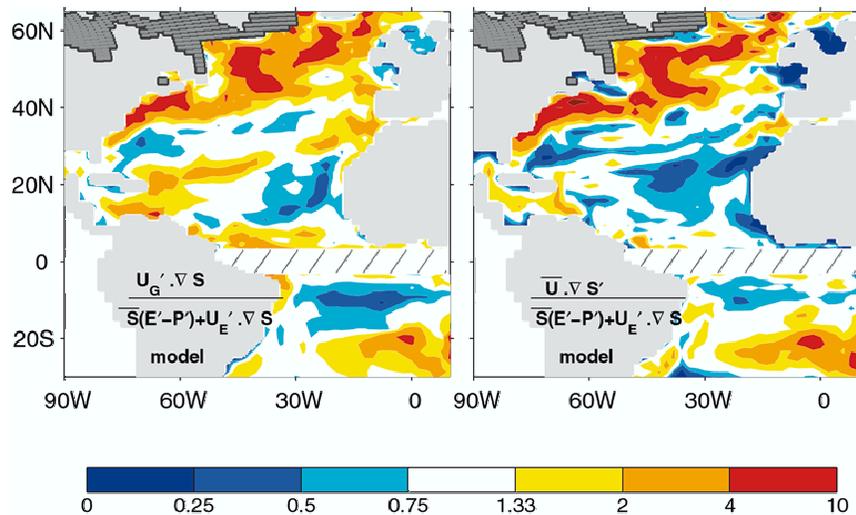
$(\bar{U} \cdot \nabla S')/\bar{S}$  broadly dominate in the same areas, the former being slightly stronger between 15° and 35°N. On long time scales, the SSS variability in the Atlantic is thus largely dominated by advective processes, consistent with Spall (1993) and the scaling in Sect. 3. Figure 10 (top) shows for comparison that except along the Gulf Stream and the North Atlantic current, the relative importance of advection at low frequencies is smaller for the SST anomalies, the ratio typically ranging between 2 and 4 in the subtropics and the eastern North Atlantic (Fig. 10, bottom).

### 5 Main patterns of SSS variability

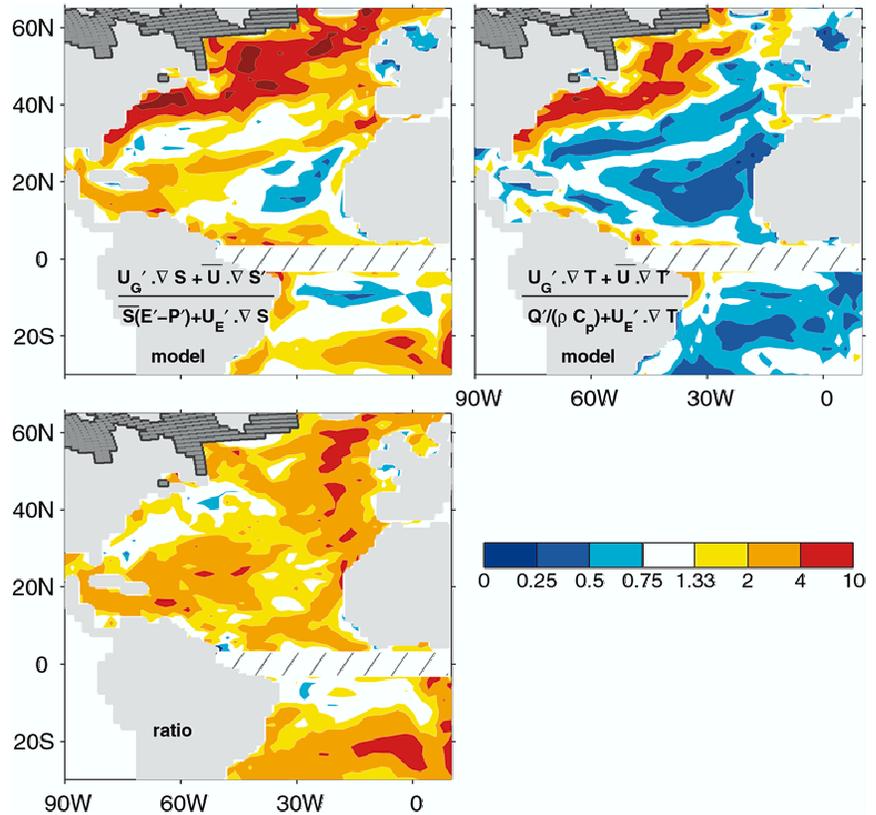
To investigate the link between SSS anomalies in the North Atlantic and the dominant patterns of atmospheric variability, we used an empirical orthogonal function (EOF) analysis, weighting the monthly anomalies by the square root of the cosine of the latitude to ensure that equal areas are given equal weight. Only the domain north of 10°N is considered. The atmospheric variability in the coupled model is quite realistic, and the first EOFs of sea level pressure (SLP) in the North Atlantic sector are very similar to those in NCEP. The first EOF resembles the NAO (see Fig. 12 below, top right), and its principal component (PC) behaves as a white noise on seasonal and longer time scales.

The EOFs of the SSS anomalies were calculated in the coupled model (Fig. 11 left) but there is no really dominant pattern of variability: the first three EOFs only explain 23% of the SSS variance while three EOFs explain 33% of SST anomaly variance. Correspondingly, there is little correspondence between the SSS PCs and the main atmospheric modes: in Fig. 11 (right), we performed a linear regression of the SLP anomalies on the SSS PCs in each grid point, with SLP leading by

**Fig. 9** Ratio between the standard deviation of the anomalous geostrophic advection of salt (*left*) or the mean advection of SSS anomalies (*right*) and that of the sum of freshwater flux and anomalous Ekman advection of salt in the coupled model. Frequencies higher than 2 cycles/year have been filtered out



**Fig. 10** *Top left*: ratio between the standard deviation of the anomalous geostrophic advection of salt and the mean advection of SSS anomalies and that of the sum of freshwater flux and anomalous Ekman advection of salt in the coupled model. Frequencies higher than 2 cycles/year have been filtered out. *Top right*: as left but for SST. *Bottom*: ratio between the *top left* and *top right* panels



one month, consistent with the stochastic model (the in-phase patterns are similar but weaker). None of the projection in Fig. 11 (right) closely resembles an EOF of sea level pressure. This contrasts with the one-to-one correspondence found for SST anomalies (not shown). Presumably, the lack of a dominant SSS anomaly pattern results from their longer time scale, the diversity of their forcing mechanisms, and the large influence of advection.

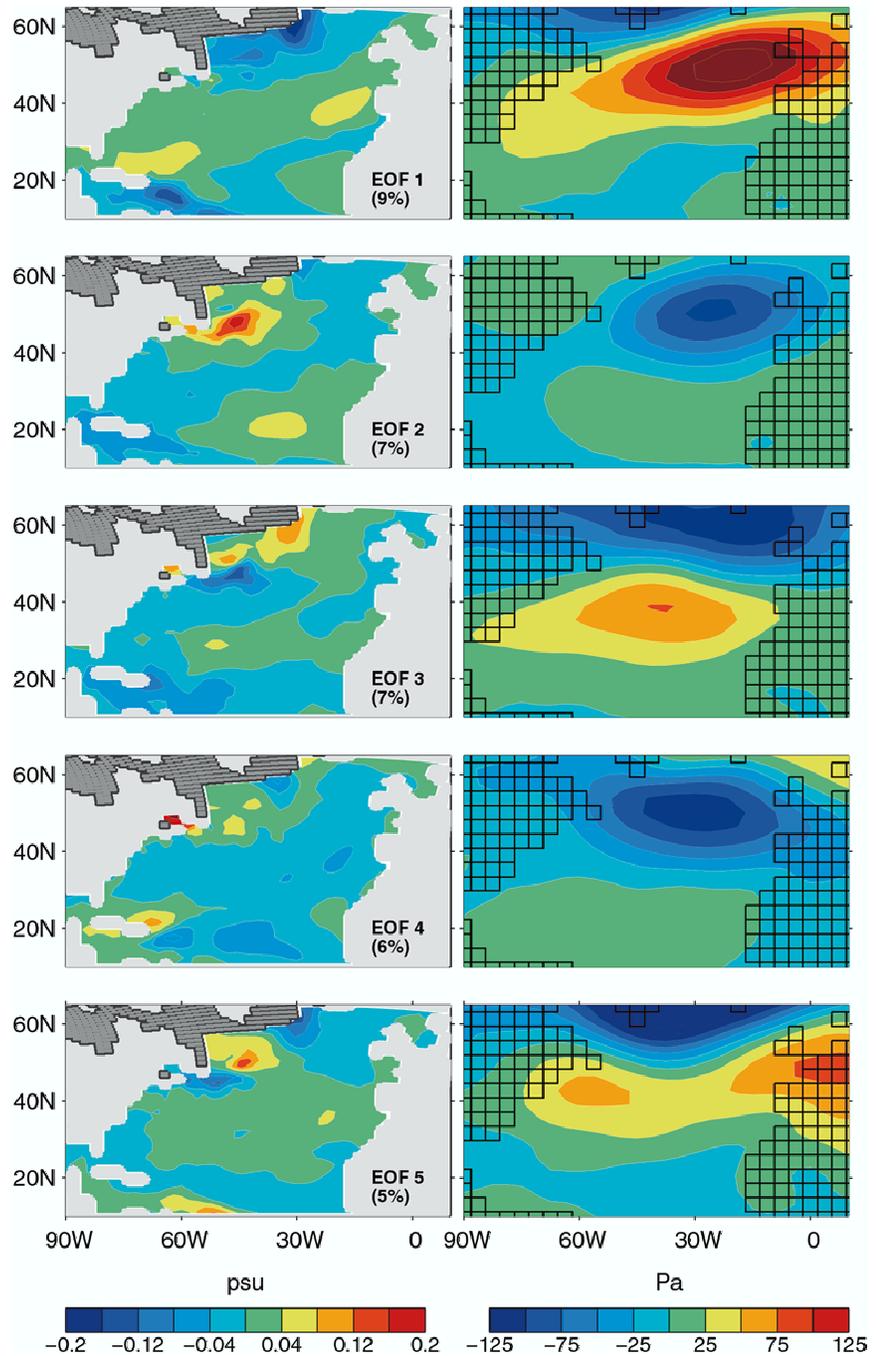
The relation between SSS variability and the NAO was nonetheless investigated in the model by regressing the SSS anomaly onto the PC of the SLP corresponding to the NAO (Fig. 12 top right), again with the NAO leading by one month. The SSS pattern (Fig. 12 top left) shows some resemblance with the North Atlantic SST anomaly tripole that is also forced by the NAO (Cayan 1992b) but with smaller scales in the north. However, this is a region with very large SSS gradients that are affected by the limited resolution of the model and its drift and it may not be realistic. The freshwater flux associated with the NAO (second panel from top) is a quadripole that is similar in the model (left) and in NCEP (right). A high NAO index is associated with negative freshwater anomalies in the northeastern Atlantic and in the western part of the basin, and positive ones in the Labrador Sea and in the central and eastern subtropical Atlantic,

consistent with Bojariu and Reverdin's (2002) analysis for winter. Figure 12 (third panel from top) shows that the NAO-induced anomalous Ekman advection of salt (based on  $\nabla \bar{S}$  only to allow comparison with NCEP) leads to a strong freshening south of 25°N and north of 45°N (except in the Labrador sea) and to a salinity increase in the subtropics, consistent with the climatological SSS gradient. Over most of the basin, the anomalous Ekman advection of salt strongly dominates the freshwater flux (bottom panels), which contrasts with the grid points results in Fig. 6 where the two terms were broadly comparable. It is likely that the NAO also influences the SSS via changes in the geostrophic advection. Unfortunately, the data proved too short and too noisy for the effect to be successfully quantified.

## 6 Summary

Some of the mechanisms of the interannual SSS variability have been investigated in a simulation with the ECHAM4/OPA8 coupled model and, when possible, by using observations. A simple mixed layer model forced by random, short-time scale atmospheric fluctuations can generally be applied to SSS anomalies. In both the model and the observations, the anomalous Ekman

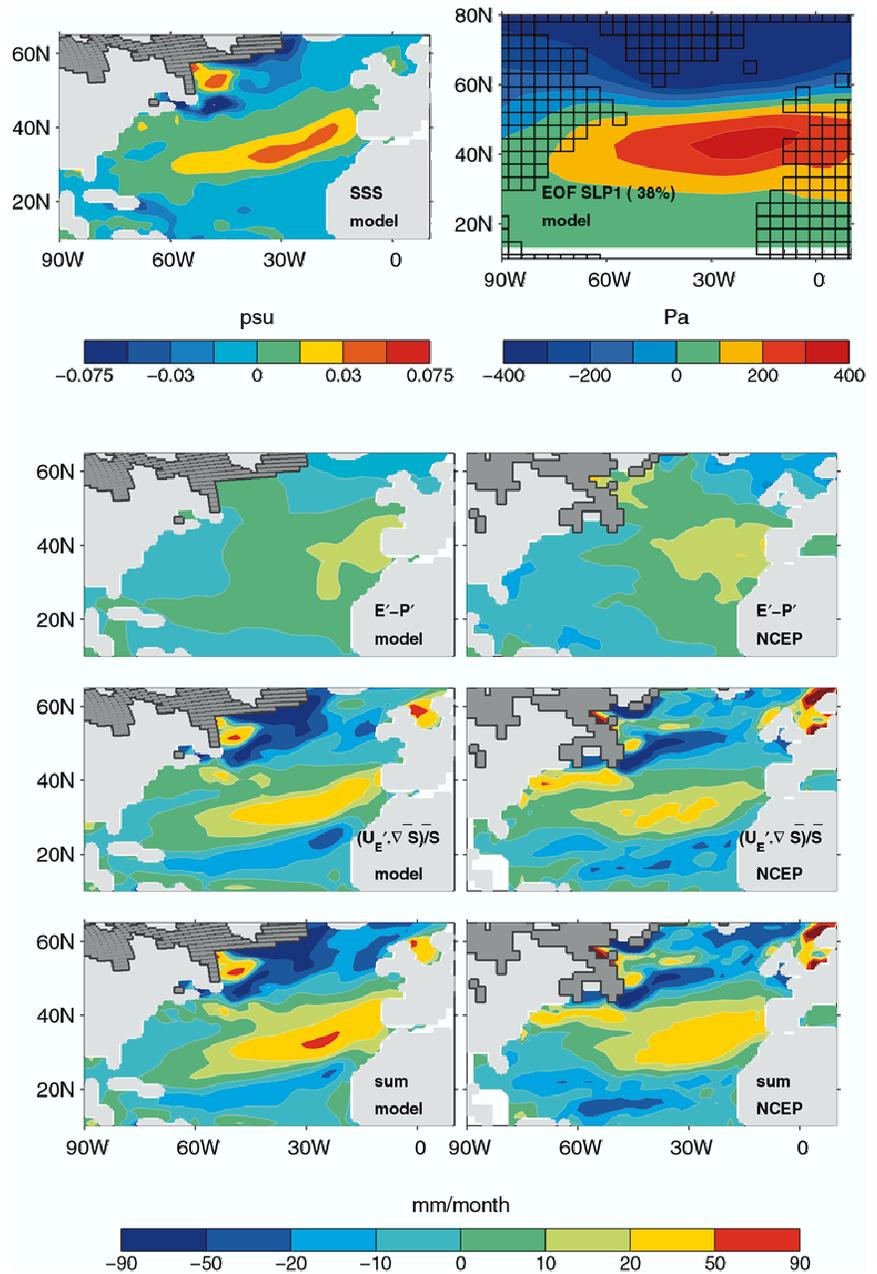
**Fig. 11** *Left:* first five EOFs of the monthly SSS anomalies in the coupled model. The percentage of represented variance is given in *parenthesis*. *Right:* projection of sea level pressure one month earlier on the corresponding PCs (the amplitude is smaller for the in-phase projection)



advection of salt is of the same order of magnitude as the local freshwater flux forcing, unlike for SST anomalies which are mostly dominated by the local heat flux forcing. Because SSS anomalies are not damped by the surface heat flux feedback, their characteristic time scale is larger and they are more affected by the mean currents

and the geostrophic variability. At low frequency, the SSS variability is primarily controlled by non-local processes in much of the Atlantic basin, which again contrasts with the SST anomalies that are only affected by non local dynamics in the tropical Atlantic and near the Gulf Stream.

**Fig. 12** *Top:* projection of SSS (left) on the PC of the model NAO one month earlier (right). *Bottom panels:* in-phase projection of various forcing terms on the NAO for the coupled model (left) and NCEP (right)



The large-scale patterns of SSS variability were investigated in the coupled model. Presumably because of the strong influence of several advective processes, no single mode of variability was found to be dominant and there was no clear one-to-one correspondence between the first SSS EOFs and those of the atmospheric variability. Although the direct SSS response to the NAO variability only explains a small fraction of the SSS anomaly variance, the NAO forcing was investigated. It

primarily occurs via anomalous Ekman advection, which largely dominates the freshwater flux forcing both in the model and the observations. This differs from the SST anomaly case, where the NAO forcing primarily takes place via heat exchanges. Because of a model drift, the reliable part of the simulation was too short to quantify the indirect influence of the NAO-induced fluctuations of the gyre and thermohaline circulations. In view of the growing influence of the anomalous ge-

ostrophic advection as the time scale increases, however, it can be speculated that the overall NAO impact on the SSS changes is much larger than could be identified. This will be investigated in longer, more stable simulations.

**Acknowledgements** We would like to thank Eric Guylardi and Gurvan Madec for providing the SINTEX run. Gilles Reverdin for useful comments and for making available his SSS climatology and Elodie Kestenare for her help. The NCEP-NCAR reanalysis data were provided through the NOAA Climate Diagnostics Center (<http://www.cdc.noaa.gov/>). This research was supported in part by a grant from the PNEDC and by the SINTEX and PREDI-CATE projects of the European Community. Juliette Mignot was supported by a scholarship from the DGA-CNRS.

---

## References

- Alexander MA, Penland C (1996) Variability in a mixed layer ocean model driven by stochastic atmospheric forcing. *J Clim* 9: 2424–2442
- Bojariu R, Reverdin G (2002) Large scale variability modes of freshwater flux and precipitation over the Atlantic. *Clim Dyn* 18: 369–381
- Cayan DR (1992a) Latent and sensible heat flux anomalies over the northern oceans: the connection to monthly atmospheric circulation. *J Clim* 5: 354–369
- Cayan DR (1992b) Latent and sensible heat flux anomalies over the northern oceans: driving the sea surface temperature. *J Phys Oceanogr* 22: 859–881
- Dickson R, Meincke J, Malmberg S-A, Lee AJ (1988) The “Great Salinity Anomaly” in the northern North Atlantic 1968–1982. *Prog Oceanogr* 20: 103–151
- Dickson R, Lazier J, Meincke J, Rhines P, Swift J (1996) Long term coordinated changes in the convective activity of the North Atlantic. *Prog Oceanogr* 38: 241–295
- Frankignoul C (1985) Sea surface temperature anomalies, planetary waves and air–sea feedback in the middle latitudes. *Rev Geophys* 23: 357–390
- Frankignoul C, Hasselmann K (1977) Stochastic climate models. Part II: application to sea-surface temperature anomalies and thermocline variability. *Tellus* 29: 289–305
- Frankignoul C, Reynolds RW (1983) Testing a dynamical model for mid-latitude sea surface temperature anomalies. *J Phys Oceanogr* 13: 1131–1145
- Frankignoul C, Kestenare E, Mignot J (2002) The surface heat flux feedback. Part II: direct and indirect estimates in the EC-HAM4/OPA8 coupled GCM. *Clim Dyn* 19: 649–655
- Guilyardi E, Delecluse P, Gualdi S, Naarra A (2003) Mechanisms for ENSO phase change in a coupled GCM. *J Chim* (in press)
- Hall A, Manabe S (1997) Can local linear stochastic theory explain sea surface temperature and salinity variability. *Clim Dyn* 13: 167–180
- Halliwel GR Jr (1998) Simulation of North Atlantic decadal/multidecadal winter SST anomalies driven by basin-scale atmospheric circulation anomalies. *J Phys Oceanogr* 28: 5–21
- Hasselmann K (1976) Stochastic climate models, Part I: theory. *Tellus* 28: 473–485
- Kalnay E and Coauthors (1996) The NCEP/NCAR 40-year reanalysis project. *Bull Am Meteorol Soc* 77: 437–471
- Latif M, Roeckner E, Mikolajewicz U, Voss R (2000) Tropical stabilization of the thermohaline circulation in a greenhouse warming simulation. *J Clim* 13: 1809–1813
- Madec G, Delecluse P, Imbart M, Levy C (1999) OPA8.1 Ocean general circulation model reference manual. Institut Pierre-Simon Laplace (IPSL), France. Report 11, pp 91
- Marotzke J, Willebrand J (1991) Multiple equilibria of the global thermohaline circulation. *J Phys Oceanogr* 21: 1372–1385
- Marshall J, Johnson H, Goodman J (2001) A study of the interaction of the North Atlantic Oscillation with ocean circulation. *J Clim* 14: 1399–1421
- Mikolajewicz U, Maier-Reimer E (1990) Internal secular variability in an ocean general circulation model. *Clim Dyn* 4: 145–156
- Rahmstorf S (1995) Bifurcations of the Atlantic thermohaline circulation in response to changes in the hydrological cycle. *Nature* 378: 145–149
- Reverdin G, Durand F, Mortensen J, Schott F, Valdimarsson H, Zenk W (2002) Recent changes in the surface salinity of the North Atlantic subpolar gyre. *J Geophys Res* (in press)
- Reverdin G, Cayan D, Kushnir Y (1997) Decadal variability of hydrography in the upper northern North Atlantic in 1948–1990. *J Geophys Res* 102: 8505–8531
- Roeckner E, Arpe K, Bengtsson L, Christoph M, Claussen M, Dümenil L, Esch M, Giorgetta M, Schlese U, Schulzeida U (1996) The atmospheric general circulation model ECHAM-4: model description and simulation of present-day climate. Max-Planck-Institute für Meteorologie Rep 218, Hamburg, Germany, pp 90
- Selten FM, Haarsma RJ, Opsteegh JD (1999) On the mechanism of North Atlantic decadal variability. *J Clim* 12: 1956–1973
- Smith TM, Reynolds RW, Livezey RE, Stokes DC (1996) Reconstruction of historical sea surface temperatures using empirical orthogonal functions. *J Clim* 9: 1403–1420
- Spall MA (1993) Variability of sea surface salinity in stochastically forced systems. *Clim Dyn* 8: 151–160
- Taylor AH, Stephens JA (1980) Seasonal and year-to-year variations in surface salinity at the nine North Atlantic ocean weather stations. *Ocean Acta* 3: 421–430

## Chapitre 3

# Variabilité interannuelle à décennale de la SSS : simulation du Bergen Climate

## Model

### 3.1 Présentation de la simulation couplée

#### 3.1.1 Description du modèle

Le Bergen Climate Model (BCM) est composé du modèle atmosphérique de circulation générale (GCM) ARPEGE/IFS (Déqué et al., 1994) et du GCM océanique MICOM (Bleck et al., 1992) couplé à un modèle de glace dynamique (Harder, 1996) et thermodynamique (Drange and Simonsen, 1996). La version de ARPEGE/IFS utilisée dans le BCM diffère de celle de Déqué et al. (1994) sur quelques points détaillés par Furevik et al. (2003). Le modèle atmosphérique est intégré avec une grille linéaire  $T_L63$ . Sa résolution horizontale est de l'ordre de  $2.8^\circ * 2.8^\circ$ . Il compte 31 niveaux sur la verticale, entre la surface et 0.01 hPa. MICOM est intégré sur une grille horizontale de Mercator, avec un des pôles au-dessus de la Sibérie et l'autre au-dessus de l'Antarctique. La résolution nominale est de  $2.4^\circ * 2.4^\circ$ , mais elle est augmentée jusqu'à  $0.8^\circ$  dans une bande autour de l'Equateur de façon à bien résoudre la dynamique équatoriale. La grille est également réduite dans les mers Nordiques de l'océan Atlantique du fait de la position du pôle Nord (Furevik et al., 2003). Le modèle compte 24 couches sur la verticale. La plus proche de la surface est la couche de mélange, dont la densité est variable spatialement et temporellement. Les 23 couches suivantes sont isopycnales, avec une densité potentielle comprise entre 24.12 et 28.10. Les sorties du modèle ont ensuite été interpolées sur les 33 niveaux de Levitus, soit 0, 10, 20, 30, 50, 75, 100, 125, 150, 200, 250, 300, 400, 500, 600, 700, 800, 900, 1000, 1100,

1200, 1300, 1400, 1500, 1750, 2000, 2500, 3000, 3500, 4000, 4500, 5000 et 5500 m.

Il est capital que l'état moyen d'un modèle de climat soit le plus réaliste possible car la sensibilité du système climatique aux différentes variables océaniques et atmosphériques en dépend. Pour cela, les flux de chaleur et de sel ont été ajustés à chaque point de grille en leur ajoutant une composante saisonnière avant qu'ils ne soient imposés à la surface de l'océan. Les valeurs de cette composante ont été déduites de la période de mise en mouvement initiale du modèle (Furevik et al., 2003). Elles ne changent pas d'une année sur l'autre et elles sont indépendantes des anomalies de température ou de salinité qui se développent à la surface de l'océan au cours de l'intégration. Les flux d'ajustement n'ont donc pas d'effet amplificateur ou amortisseur systématique sur ces anomalies. Ils sont représentés en moyenne annuelle sur la figure 3.1. Ils sont en moyenne assez faibles, sauf dans certaines régions comme les courants de bord ouest. Du sel et de la chaleur sont ajoutés dans les mers du Groenland et de Norvège, ce qui suggère que le transport d'eau Atlantique dans ces régions est trop faible. Des flux relativement forts sont également imposés dans le Pacifique équatorial, à cause d'un upwelling d'eau froide et peu salée trop fort. Enfin, les flux sont relativement forts dans la région du courant Antarctique circumpolaire. La moyenne annuelle globale de la correction du flux net de chaleur est de  $5 \text{ W.m}^{-2}$ , positif dans l'océan, ce qui correspond à un réchauffement de près de  $3^\circ\text{C}$  d'une colonne océanique de 4000 m de profondeur en 300 ans. La moyenne annuelle de la correction de flux de sel est de  $-0.5 \cdot 10^{-7} \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ , ce qui revient à ajouter 1 mm d'eau douce par jour. Avec un tel flux, la salinité d'une colonne océanique de 4000 m de profondeur diminuerait de 0.12 psu en 300 ans. Ces flux sont donc forts. La simulation contient 300 années. A chaque pas de temps, les flux calculés par le modèle atmosphérique et transmis au modèle océanique ont été corrigés en leur ajoutant ces flux d'ajustement.

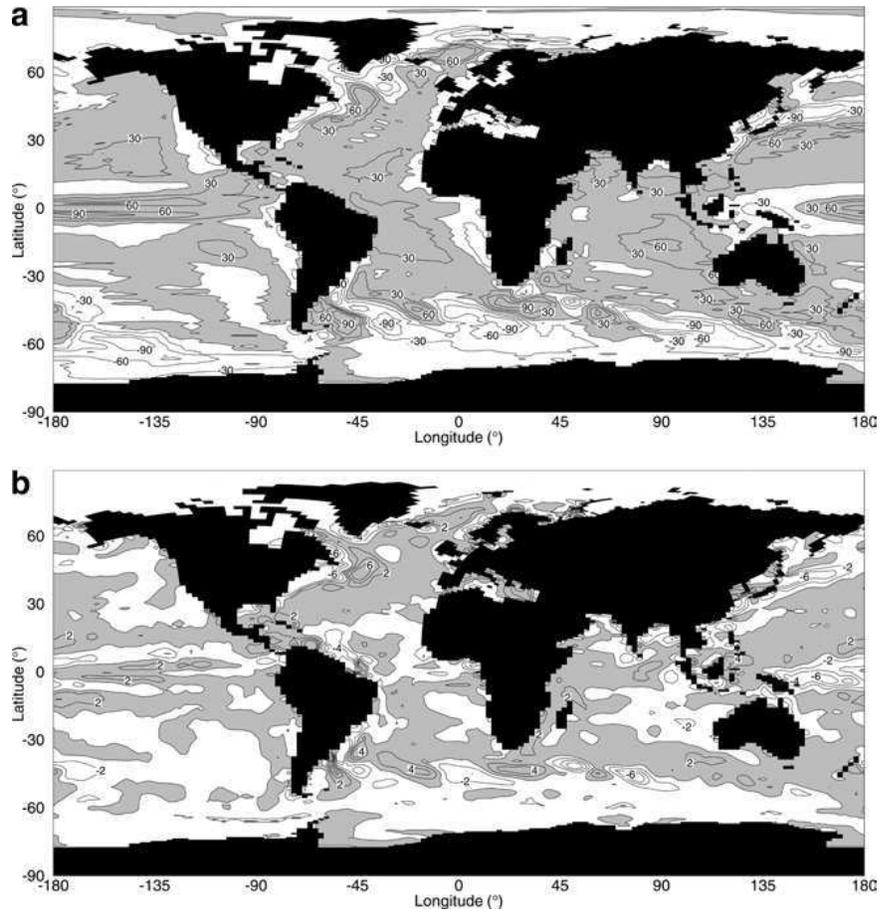


Figure 3.1: Moyenne annuelle des flux d'ajustement de chaleur (a) et de sel (b). L'intervalle entre les contours est de  $30\ W.m^{-2}$  et  $2.10^{-6}\ (kg\ de\ sel).m^{-2}.s^{-1}$  pour le flux de chaleur et de sel respectivement. D'après Furevik et al., 2003.

### 3.1.2 La simulation de contrôle

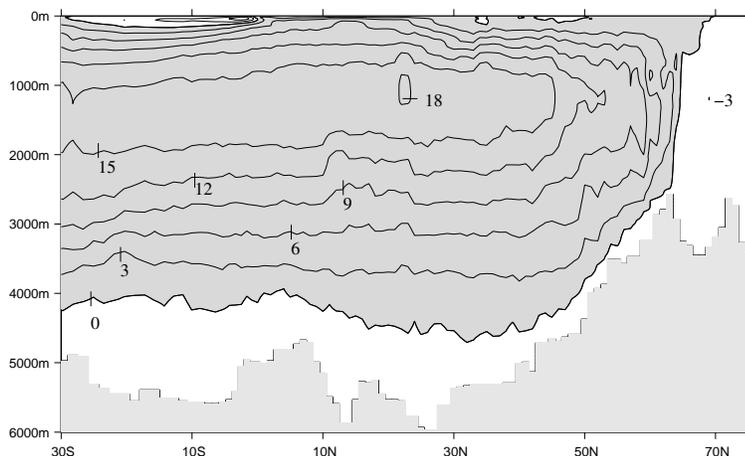


Figure 3.2: Circulation méridienne intégrée moyenne dans l'océan Atlantique. Les zones en gris foncé sont positives, et l'intervalle entre les contours est de 3 Sv.

La fonction de courant de la moyenne zonale de la circulation océanique (ci-après MOC, pour *meridional overturning circulation* ou circulation méridienne moyenne) est représentée en moyenne pour l'océan Atlantique dans le BCM sur la figure 3.2. La cellule de formation d'eau profonde nord-Atlantique (NADW) est relativement réaliste, avec un flux vers le nord dans les 1000 premiers mètres environ, principalement via le Gulf Stream et la dérive Nord-Atlantique, une plongée d'eau dans les hautes latitudes de l'Atlantique Nord, et un retour vers le sud de l'eau profonde Nord-Atlantique entre 2000 et 4000 m. La valeur maximale de 18 Sv, atteinte autour de 23°N, se situe dans la gamme des 15 modèles couplés étudiés par Lambert and Boer (2001) ainsi que dans celle des modèles couplés étudiés dans le cadre du troisième rapport de l'IPCC (McAvaney et al., 2001). Cette valeur se situe également dans le domaine d'incertitude des estimations de Ganachaud and Wunsch (2000) obtenues à partir de données hydrographiques. Par contre, l'extension dans l'Atlantique de l'eau Antarctique de fond, qui devrait apparaître sous forme d'une cellule négative aux grandes profondeurs, n'est pas reproduite. Son absence est un défaut général des modèles isopycnaux dû au choix de la surface pour la pression de référence dans le calcul de la densité potentielle (Barnard, 1997). La valeur négative de la MOC près du fond correspond donc dans le BCM au transport moyen à travers le détroit de Béring (près de 1 Sv).

La figure 3.3 montre la série temporelle de la valeur maximale de la MOC Atlantique entre 10 et 70°N et entre 500 et 5000m de profondeur au cours des 300 années de la simulation. Elle varie à des échelles de temps allant de l'interannuel au multi-décennal, en accord avec d'autres modèles couplés (e.g. Delworth and Greatbatch, 2000). Par ailleurs, cette série a une dérive linéaire de 0.87 Sv par

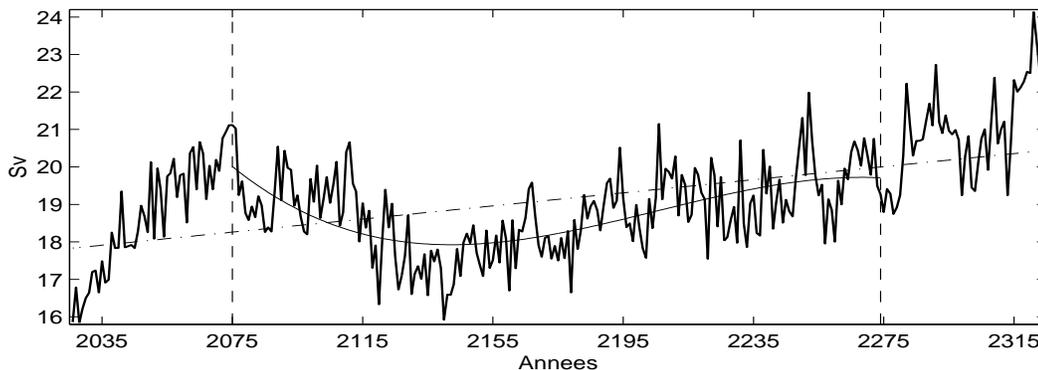


Figure 3.3: Indice défini comme le maximum de la MOC en Atlantique entre  $10$  et  $70^{\circ}\text{N}$ , et entre  $500$  et  $5000$  m (MOI, voir chapitre 4), calculé ici à partir des données brutes. La droite oblique en trait mixte représente l'ajustement linéaire de la série temporelle sur 300 ans. Les lignes verticales délimitent les 200 années sélectionnées pour cette thèse. La courbe fine et lisse représente l'ajustement par un polynôme d'ordre 3 de la série temporelle pendant ces 200 années.

siècle, représentée par la droite oblique en trait mixte. Remarquons que Zhou et al. (2002) estiment cette dérive à  $0.67$  Sv par siècle. Il est difficile d'en déterminer précisément la cause. Rappelons néanmoins que 10 années seulement ont été utilisées pour calculer les corrections de flux. Vue la variabilité interdécennale importante, il est possible que les flux diagnostiqués sur cette courte période soient trop forts, d'où un réchauffement progressif de l'océan. Furevik et al. (2003) décrivent en effet une dérive de  $0.3^{\circ}\text{C}$  en 300 ans de la température moyenne globale, particulièrement claire en profondeur. En surface, ils observent un réchauffement notamment entre  $40$  et  $60^{\circ}\text{N}$ , ainsi qu'au sud de  $40^{\circ}\text{S}$ , la chaleur étant ensuite injectée dans l'océan profond par convection profonde. La dérive globale de salinité est de  $0.02$  psu par siècle, tendant vers des eaux plus douces en profondeur et plus salées en surface, notamment dans l'hémisphère nord.

La figure 3.3 montre une nette accélération de la circulation méridienne au cours des 50 premières années de simulation. Cette dérive reflète peut-être en partie la mise en mouvement progressive de l'océan, si le temps d'ajustement avant le couplage a été trop court par exemple. Par prudence et pour se placer dans des conditions les plus stationnaires possibles, ces 50 premières années ne seront pas considérées dans cette étude. Par ailleurs, les 20 dernières années de la simulation sont caractérisées par une forte accélération de la MOC. La Fig. 3.4 montre les différences de température (à gauche) et de salinité (à droite) en surface (en haut) et à  $1500$  m de profondeur (en bas) entre les périodes [2075-2324] (250 années) et [2075-2274] (200 années). On voit clairement un réchauffement et une salinisation de l'Atlantique Nord et en particulier de la mer du Labrador au cours des dernières années de run, en surface mais aussi à  $1500$  m de profondeur. En même temps, la SSS diminue dans les subtropiques. On a effectué des tests statistiques sur la variance (von Storch and Zwiers, 1999 - section 6.7) et sur

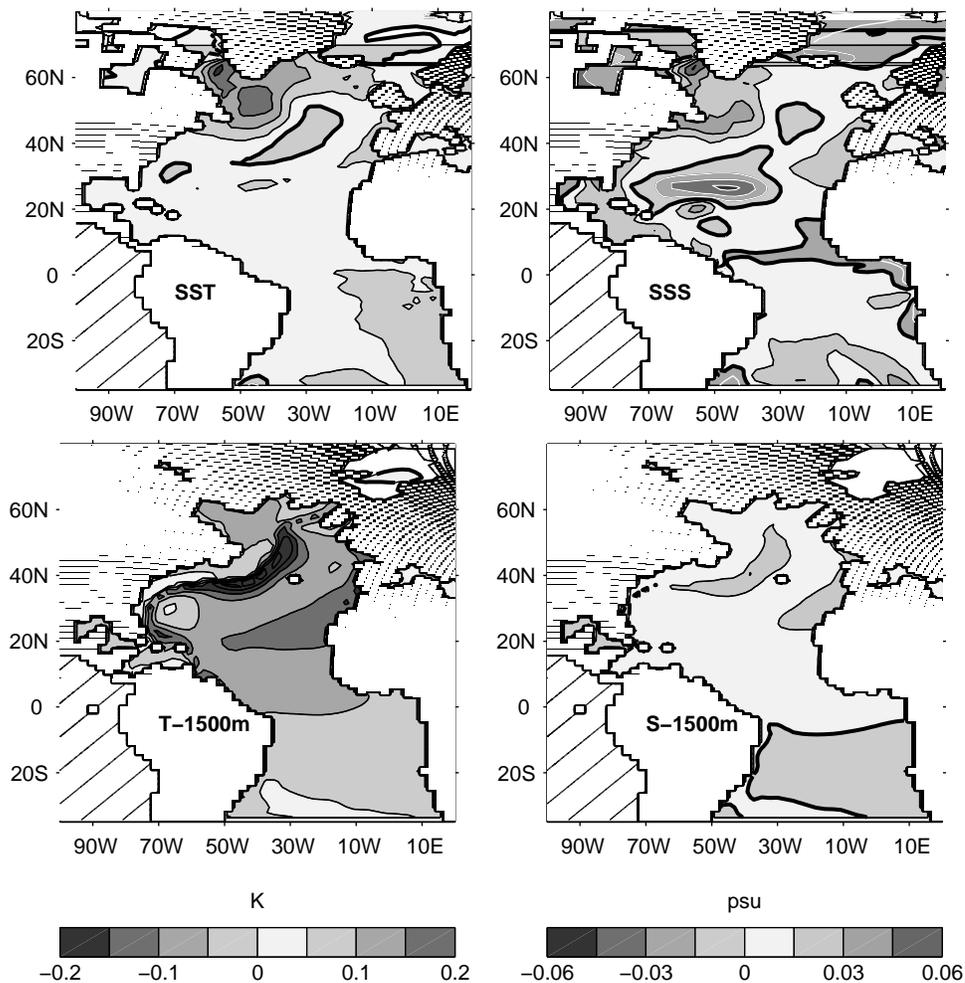


Figure 3.4: Différence de température (à gauche) et de salinité (à droite) en surface (en haut) et à 1500 m de profondeur (en bas) entre les périodes [2075-2324] et [2075-2274]. La ligne du zéro est en gras, les contours blancs correspondent aux valeurs négatives et les contours noirs aux valeurs positives.

la moyenne (von Storch and Zwiers, 1999 - section 6.6) des séries de SST et de SSS au point de grille  $62.5^{\circ}\text{N}-56.5^{\circ}\text{W}$  dans la mer du Labrador, là où la dérive en sel et en température est maximale. Ces tests indiquent que pour chacune des variables, les séries prises sur les 200 et 250 années respectivement ont la même variance mais des moyennes différentes avec un niveau de signification statistique de 10%, ce qui confirme que les 50 dernières années de la simulation sont suspectes. De façon à s'affranchir de toute dérive artificielle, on les ignorera aussi dans cette étude. Finalement, on travaille donc sur les 200 années "centrales" de la simulation, qui sont délimitées par les tirets verticaux sur la figure 3.3.

Dans ce travail, on s'intéressera aux mécanismes de variabilité aux échelles de temps saisonnières à multi-décennales. La figure 3.3 montre qu'il subsiste une variabilité à l'échelle de temps centennale dans l'intervalle [2075-2274]. Notre étude se focalisant sur les échelles de temps plus courtes, on décide de la filtrer en soustrayant à toutes les données du modèle et en chaque point de grille un polynôme

d'ordre 3 ajusté par moindres carrés. La courbe lisse sur la figure 3.3 montre ce polynôme dans le cas du maximum de MOC. Les courtes échelles de temps seront analysées grâce à des anomalies mensuelles, construites par soustraction du cycle saisonnier moyen aux moyennes mensuelles. Les échelles de temps interannuelles seront étudiées grâce à des moyennes annuelles. Pour les plus longues échelles de temps, on filtrera les périodes inférieures à 10 ans par un filtre en ondelettes (voir annexe B). Comme dans le chapitre 2, on comparera les résultats du modèle aux flux atmosphériques issus des réanalyses NCEP (Kalnay and Coauthors, 1996) lorsque c'est possible. Ces données sont traitées de la même façon que celles du modèle (et comme dans le chapitre 2) pour les études en mensuel et en annuel. Par contre, on n'étudiera pas les échelles de temps décennales dans les réanalyses NCEP car on ne dispose que de 43 ans. Les réanalyses seront à nouveau complétées par la climatologie de couche de mélange de Levitus basée sur un critère de densité potentielle (<http://ingrid.ldeo.columbia.edu/SOURCES/.LEVITUS94/>) et par une climatologie de SSS dans l'Atlantique Nord construite à partir d'observations par Gilles Reverdin.

### 3.1.3 Description de l'état moyen du BCM

#### Distribution moyenne de SSS

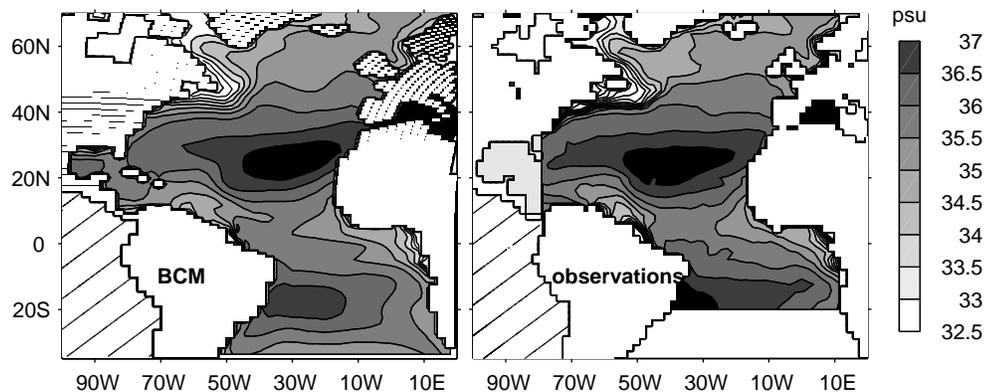


Figure 3.5: SSS moyenne dans le BCM (à gauche) et dans les observations (Reverdin, *com. pers.*, à droite).

La figure 3.5 représente la distribution moyenne de salinité de surface dans le modèle et dans la climatologie de Gilles Reverdin. Les principales caractéristiques du champ de SSS sont bien reproduites dans le modèle couplé. On remarque les très forts gradients dans les régions proches de l'embouchure des fleuves, où l'apport d'eau douce crée localement de très faibles concentrations de sel. On remarque aussi les maxima de salinité dans l'Atlantique subtropical nord et sud. La figure 3.6 (en haut) représente la moyenne du flux atmosphérique d'eau douce et de l'advection de la salinité moyenne par

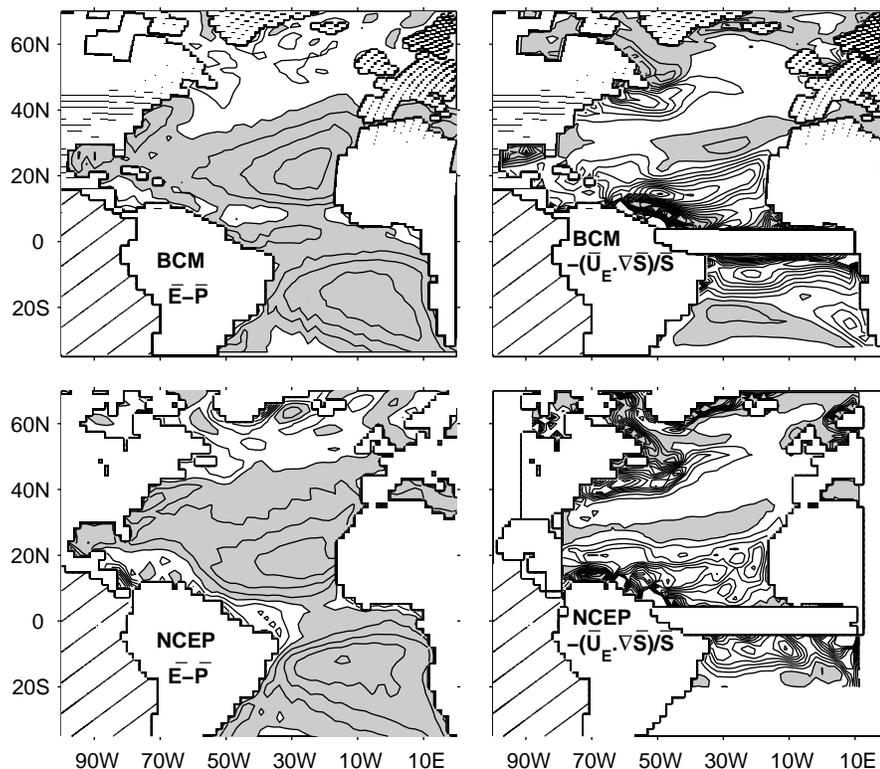


Figure 3.6: En haut: Flux d'eau douce  $\overline{E} - \overline{P}$ , en bas: advection d'Ekman moyenne de la SSS, dans le BCM (en haut) et dans les réanalyses NCEP (en bas). L'intervalle entre les contours est 40 mm/mois. Les zones grisées sont positives.

les courants d'Ekman. On voit que les maxima de SSS sont essentiellement dus à un excès d'évaporation par rapport aux précipitations. Ces zones sont surnommées les "déserts océaniques". Dans le modèle couplé, le maximum de SSS dans les subtropiques nord est décalé vers l'est, et celui du sud est trop faible. Les fortes précipitations dans la région de l'ITCZ (0-10°N) induisent un minimum relatif de SSS dans cette zone. Le contre-courant équatorial contribue également à ce minimum en emportant une partie de l'eau douce de l'embouchure de l'Amazonie vers l'est. Par ailleurs, les gradients dans la région du Gulf Stream et autour de Terre-Neuve sont trop faibles dans le modèle par rapport aux observations. Ce défaut est classique dans les modèles océaniques dont la résolution horizontale n'est pas suffisante pour représenter cette zone de façon réaliste. Enfin, les faibles valeurs dans la mer du Labrador sont dues au ruissellement de fleuves et à la fonte de la glace.

La figure 3.6 compare les champs moyens de flux atmosphérique d'eau douce et d'advection de la salinité moyenne par les courants d'Ekman moyens dans le modèle (en haut) et dans les réanalyses NCEP (en bas). Les structures sont relativement proches. Outre dans les subtropiques comme on l'a vu, l'évaporation est relativement importante au-dessus du Gulf Stream où la différence de température entre l'océan et l'atmosphère est grande, notamment en hiver. Le terme de flux d'eau douce

est plus faible voire négatif dans la zone tropicale, où les précipitations associées à la zone de convection intertropicale (ITCZ) sont particulièrement fortes. Les précipitations l'emportent également sur l'évaporation dans les hautes latitudes. La figure 3.7 montre à nouveau le flux atmosphérique d'eau

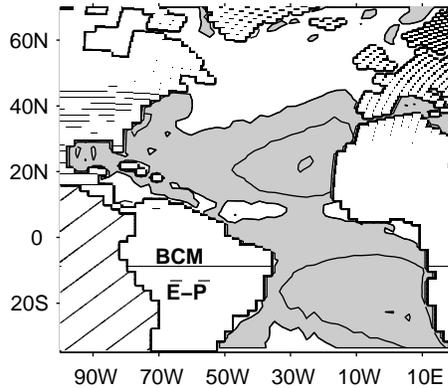


Figure 3.7: Champ moyen  $\bar{E} - \bar{P}$  dans le BCM (id. que la figure 3.6 en haut à gauche), en unités  $(\text{kg de sel}).\text{m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ . L'intervalle entre les contours est  $1.10^{-6} (\text{kg de sel}).\text{m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ , soit deux fois plus de contours que sur la figure 3.1. Les zones grisées sont positives.

douce moyen dans le modèle mais cette fois avec les unités de la figure 3.1 (en bas) et deux fois plus de contours. On voit que dans certaines zones comme autour du courant de bord ouest et le long de la côte nord de l'Amérique du Sud par exemple, le flux d'ajustement d'eau douce est plus fort que le flux atmosphérique moyen lui-même. Il s'agit d'une limitation majeure de ce modèle. Le terme d'ajustement est également très fort dans les hautes latitudes et du même ordre de grandeur que le forçage atmosphérique dans le reste du bassin. Le terme d'advection de la salinité par les courants d'Ekman moyens (Fig. 3.6, en bas) est relativement fort en moyenne sur le bassin. Il est négatif au nord de  $35^\circ\text{N}$ , sauf dans la mer du Labrador: les vents d'ouest engendrent des courants d'Ekman vers le sud qui advectent les eaux peu salées des hautes vers les moyennes latitudes. Entre  $20$  et  $35^\circ\text{N}$ , la situation est inversée car les vents moyens sont vers l'ouest. Au sud de  $20^\circ\text{N}$ , c'est-à-dire au sud du maximum de salinité, les courants d'Ekman advectent cette fois vers le nord les eaux peu salées d'origine équatoriale, d'où un changement de signe. Le terme d'Ekman atteint des valeurs particulièrement fortes dans les zones de fort gradient de salinité, notamment le long de la côte nord de l'Amérique du sud et le long de la côte des Etats-Unis (US). Dans le modèle où les gradients de salinité ne sont pas aussi forts que dans les observations, ces structures sont plus lisses.

Le cycle saisonnier de la SSS aux latitudes tempérées n'est pas bien défini (Smed, 1943, Levitus and Boyer, 1994) parce qu'il est faible (de l'ordre de  $0.1$  psu) et donc difficilement mesurable. De plus, la variabilité interannuelle est importante (souvent typiquement supérieur à  $0.1$  psu) et ne permet pas d'isoler facilement la composante annuelle. Au sud de  $20^\circ\text{N}$ , le cycle saisonnier de la SSS est

mieux connu (Dessier and Donguy, 1994) et plus marqué. Il est en grande partie expliqué par le cycle saisonnier du débit des fleuves (Amazone, Orénoque et Congo) et les variations de précipitations sous l'ITCZ. Dans ce travail, le cycle annuel moyen sera retiré des données mensuelles en chaque point, et on travaillera avec les anomalies par rapport à ce cycle.

### Distribution moyenne de SST

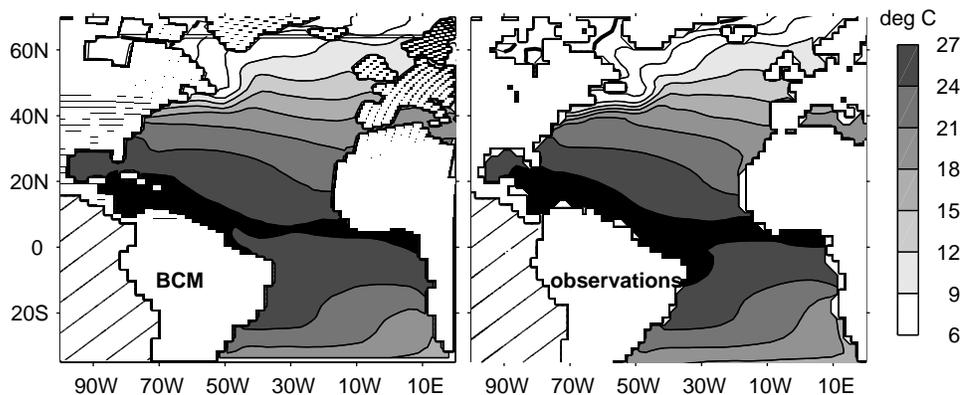


Figure 3.8: SST moyenne dans le BCM (à gauche) et dans les observations (Reynolds, à droite).

La distribution moyenne de SST dans le modèle est représentée sur la figure 3.8 (gauche). Elle est assez réaliste, comme le montre la comparaison avec les données reconstruites de Reynolds (Smith et al., 1996) (Fig. 3.8, droite). Néanmoins, comme pour la SSS, les forts gradients de SST près du Gulf Stream sont mal représentés à cause de la basse résolution du modèle. La température est également légèrement trop froide dans les tropiques, et la structure est trop zonale dans les moyennes latitudes.

La Fig. 3.9 représente la distribution moyenne du flux de chaleur atmosphérique total (qui prend en compte le flux sensible, le flux latent, le flux descendant à courte longueur d'onde et le flux montant à grande longueur d'onde) et de l'advection de la SST moyenne par les courants d'Ekman moyens. A nouveau, les résultats du modèle (à gauche) se comparent bien aux réanalyses (à droite). Concernant le flux de chaleur, on a dans les deux cas un refroidissement intense dans l'ouest de l'Atlantique Nord, où l'air froid continental passe au-dessus de l'océan qui est chaud en hiver, ainsi que dans la gyre subpolaire. Inversement, l'océan gagne de la chaleur dans la zone équatoriale et autour de Terre-Neuve. Ces deux zones ne sont d'ailleurs pas très bien représentées dans le modèle. Notons que les unités utilisées sur la figure 3.9 sont les mêmes que celles de la figure 3.1 (en haut) représentant le flux moyen d'ajustement. La comparaison des deux figures montre que l'ajustement en chaleur est du même ordre de grandeur que le flux atmosphérique moyen dans le courant de bord ouest et dans les hautes latitudes. La comparaison est tout de même moins critique que pour le flux d'eau douce, et

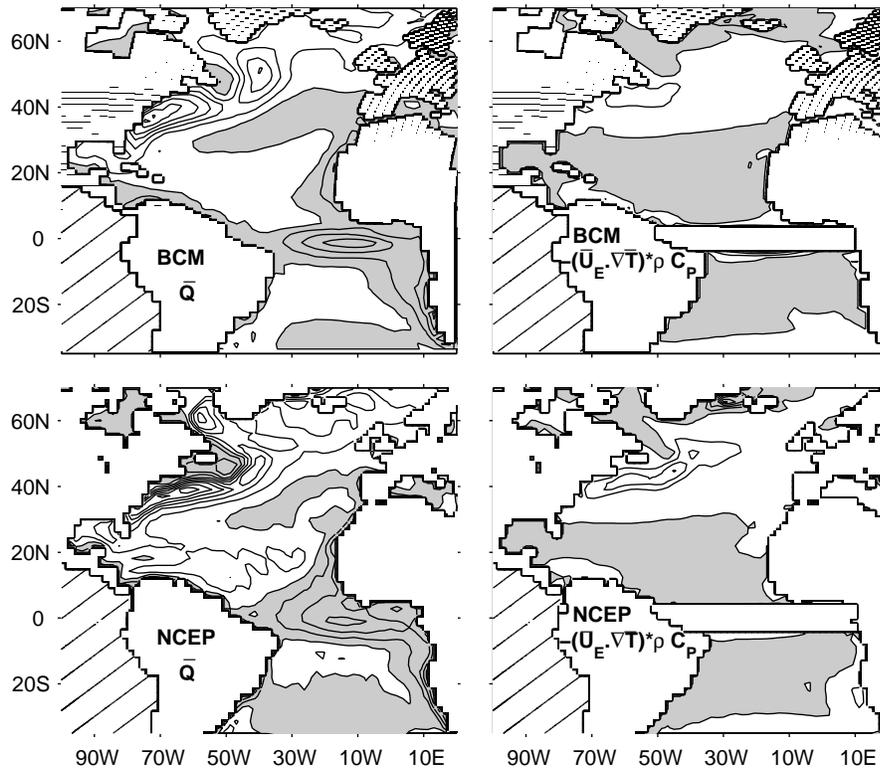


Figure 3.9: En haut: Flux de chaleur total moyen (positif dans l'océan), en bas: advection d'Ekman moyenne de la SST, dans le BCM (à gauche) et dans les réanalyses NCEP (à droite). L'intervalle entre les contours est  $30 \text{ Wm}^{-2}$ , les zones grisées sont positives. Le flux de chaleur est dirigé vers l'océan.

l'ajustement en chaleur est plus faible que le forçage atmosphérique dans le reste du bassin. Le terme d'advection par le courant d'Ekman (Fig. 3.9, en bas) est en moyenne moins fort que le terme de flux de chaleur. Il est positif dans la zone des alizés ( $5\text{-}30^\circ\text{N}$ ), où les courants d'Ekman moyens advectent les eaux chaudes équatoriales vers le nord. Il est négatif dans la zone de vent d'ouest ( $30\text{-}60^\circ\text{N}$ ), où les courants d'Ekman moyens advectent vers le sud les eaux froides des hautes latitudes. On notera que contrairement à celui de SSS, le gradient de SST est monotone en fonction de la latitude sur l'Atlantique Nord. Il n'y a donc qu'une seule inversion du signe du terme d'advection par les courants d'Ekman moyens. Par ailleurs, comme dans le cas de la SSS, ce terme atteint de fortes valeurs négatives le long du courant de bord ouest, notamment dans les observations.

### La circulation océanique moyenne

La figure 3.10 (à gauche) montre les courants moyens à 10 m de profondeur dans le modèle. Pour comparaison, on a représenté à droite la moyenne d'un champ de courants issu de la compilation de données de flotteurs lagrangiens disposés à 15 m de profondeur au cours des 7 dernières années (Reverdin et al.,

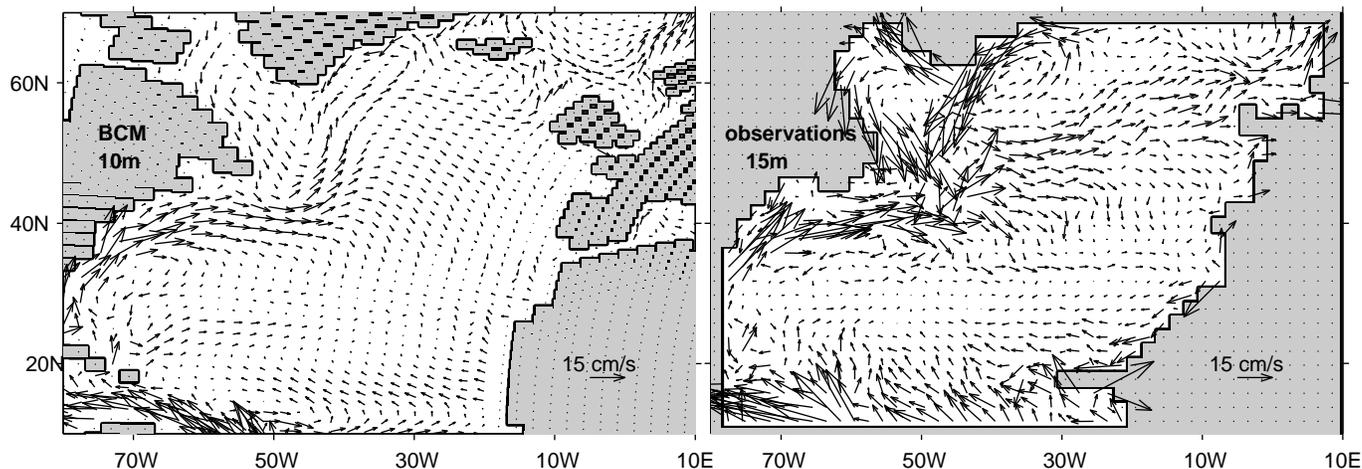


Figure 3.10: A gauche: courants moyens à 10 m de profondeur dans le BCM. A droite: courants moyens issus de données de flotteurs lagrangiens disposés à 15 m de profondeur (Reverdin et al., 2003)

2003). Le modèle reproduit bien les principales composantes de la circulation océanique en Atlantique Nord: la gyre subtropicale centrée sur 30°N et couvrant toute la largeur du bassin, la gyre subpolaire, au nord du domaine, et la dérive Nord-Atlantique, reliant ces deux systèmes. Néanmoins, dans les observations, la gyre subpolaire circule entre les côtes d'Islande, du Groenland et du nord de l'Amérique. Dans le modèle, cette gyre est très réduite, confinée dans la partie ouest du bassin. Le coeur de la dérive Nord-Atlantique est orienté beaucoup trop vers le Nord, pointant vers la mer d'Irminger plutôt que vers l'est de l'Islande. Elle passe ainsi à l'ouest de la crête de Reykjanes dans le modèle et à l'est dans les observations. Les conséquences de ce défaut de la circulation moyenne du modèle océanique sont visibles sur les figures 3.5 et 3.8: dans les hautes latitudes, les gradients de SSS et de SST sont situés plus à l'est que dans les observations.

### La concentration de glace moyenne

Pour finir cette description de l'état moyen dans le BCM, la figure 3.11 montre la concentration de glace dans l'Arctique en moyenne au mois de mars (à gauche) et au mois de septembre (à droite) dans le BCM. Comme le montre la comparaison avec les cartes de Parkinson et al. (1999) issues de mesures satellites et comme le notent Furevik et al. (2003), les principales structures hivernales de la concentration et de l'épaisseur de glace dans l'Arctique sont bien reproduites, mais l'extension vers le sud est trop faible le long des côtes est du Groenland (dans la mer d'Irminger) et de Terre Neuve (dans le sud de la mer du Labrador). L'épaisseur est trop faible d'environ 50% (Furevik et al., 2003, Rothrock et al., 1999). En septembre, l'extension de glace dans le BCM est beaucoup trop faible par rapport aux observations.

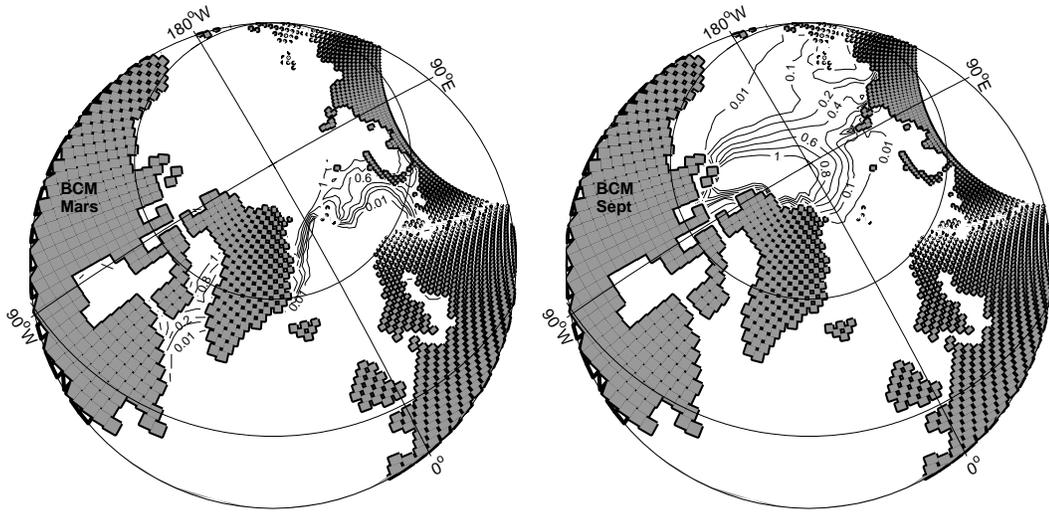


Figure 3.11: Concentration moyenne de glace de mer en mars (à gauche) et en septembre (à droite) dans le BCM. Les contours utilisés sont 0.01, 0.1, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8 et 1.

A quelques défauts près, l'état moyen du BCM est finalement relativement réaliste, en partie grâce à l'ajustement de flux. Dans le paragraphe suivant, on évalue le réalisme de sa variabilité au travers de la variabilité atmosphérique en Atlantique Nord d'une part et de la variabilité des anomalies de SST dans l'Atlantique d'autre part. Dans les deux cas, on compare le comportement du BCM à des observations ou à des réanalyses.

## 3.2 Description de la variabilité du BCM

### 3.2.1 Variabilité atmosphérique en Atlantique Nord

Comme on l'a vu en introduction, la NAO est le mode dominant de la variabilité atmosphérique dans l'Atlantique Nord. Ses fluctuations sont le plus souvent indexées par la différence de pression entre les Açores et l'Islande, un indice positif correspondant à l'anticyclone des Açores et la dépression d'Islande simultanément intenses (Hurrell, 1995). Cet indice, relativement facile à construire, présente l'avantage de pouvoir remonter jusqu'en 1864. Cependant, il n'est pas bien adapté à l'étude de modèles couplés où anticyclones et dépressions peuvent être légèrement décalés par rapport à la réalité. On préfère donc définir les fluctuations de la NAO à l'aide d'une analyse en modes principaux. La structure spatiale et les caractéristiques temporelles du premier mode de variabilité de la pression au niveau de la mer (SLP) dans le modèle sont présentées sur la figure 3.12. La structure en haut à gauche montre que ce mode capture bien les fluctuations en phase de l'anticyclone des Açores et de

la dépression d'Islande. Cette structure est très proche de celle obtenue par le même calcul dans les réanalyses NCEP (Fig. 3.13). Dans les deux cas, la série temporelle associée peut donc être considérée comme un indice de la NAO dans le BCM. La NAO explique 37% de la variance mensuelle de la SLP sur le domaine considéré dans le modèle, contre 34% dans NCEP. Sa série temporelle est légèrement autocorrélée, et l'ajustement de la fonction d'autocorrélation par une exponentielle donne un temps de décroissance de 0.7 mois dans le modèle. C'est très proche du résultat obtenu avec les données NCEP: 0.6 mois. Ce temps de décroissance est également consistant avec les 10 jours estimés par Feldstein (2000) à partir de données journalières. La NAO du modèle est donc très réaliste (voir aussi Furevik et al., 2003). Son spectre est essentiellement blanc pour des périodes plus longues que quelques mois, comme dans les réanalyses. Rappelons que les basses fréquences de l'ensemble des données (NCEP et BCM) ont été filtrées par soustraction d'un polynôme d'ordre 3. A partir de données brutes, le spectre de la NAO est légèrement rouge, c'est-à-dire que la puissance augmente légèrement entre les échelles de temps mensuelles et décennales (Wunsch, 1999). Enfin, précisons que dans les observations, la NAO est la plus intense durant la saison hivernale, avec un spectre légèrement plus rouge quand on ne considère la série temporelle que sur cette saison (Deser and Blackmon, 1993). Ceci est également vérifié dans le BCM où la première EOF de SLP sur l'Atlantique Nord calculée sur les mois de décembre à février explique plus de 40% de la variance de la SLP sur cette saison avec des amplitudes de l'ordre de 5 hPa pour chacun des deux centres d'action.

Dans certaines études, la NAO est considérée non pas comme un mode de variabilité de l'Atlantique Nord mais comme un mode hémisphérique. Le premier mode de variabilité de la SLP sur tout l'hémisphère Nord explique 23.3% de la variabilité mensuelle de la SLP sur ce domaine et sa structure est représentée sur la figure 3.14, à gauche. Ce mode, appelé "Oscillation Arctique", a une structure annulaire, avec un pôle négatif centré sur l'océan Arctique, et d'un pôle positif dans les moyennes latitudes de tout l'hémisphère. Sur le secteur Atlantique, on reconnaît la structure de la NAO, et les deux séries sont très fortement corrélées (Fig. 3.14, à droite), ce qui est consistant avec les observations (e.g. Thompson and Wallace, 2000).

Enfin, la figure 3.15 examine la structure verticale de la NAO. Elle représente la régression des anomalies mensuelles de la hauteur géopotentielle (en mètres) à 500 (à gauche) et à 200 mb (à droite) sur la série temporelle de la NAO définie plus haut. On voit que la NAO est équivalente barotrope, c'est-à-dire que sa structure horizontale se retrouve de façon identique sur toute la hauteur de la troposphère, en accord avec les observations. Précisons d'ailleurs que la structure dipolaire type AO/NAO constitue le mode dominant de la variabilité de la hauteur géopotentielle à 200 et à 500 mb sur l'Atlantique Nord ou sur l'hémisphère Nord.

Le deuxième mode de variabilité atmosphérique sur l'Atlantique Nord est l'East Atlantic Pattern (EAP) (Barnston and Livezey, 1987). Sa structure et ses caractéristiques spatiales dans le modèle et dans les réanalyses sont représentées sur les figures 3.16 et 3.17 respectivement. Il est également bien représenté dans le modèle. Il est moins persistant que la NAO, notamment dans les réanalyses, et son spectre est plus blanc. Sa structure spatiale est un peu moins forte dans le modèle que dans les réanalyses.

En résumé, la variabilité atmosphérique en l'Atlantique Nord dans le BCM est tout à fait réaliste. On étudie maintenant brièvement la variabilité des anomalies de SST pour vérifier le réalisme de la variabilité océanique.

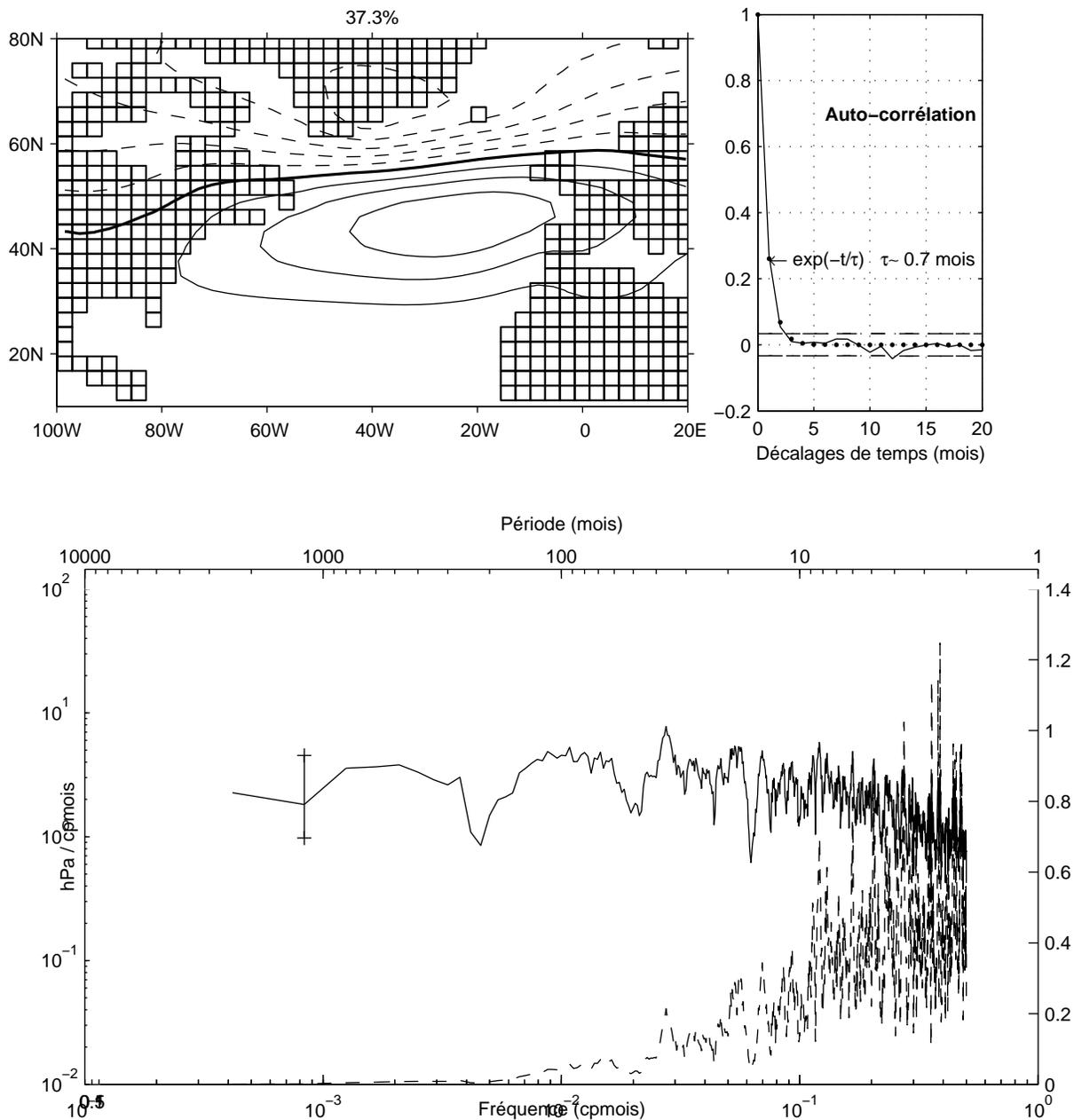


Figure 3.12: Structure et caractéristiques temporelles de la NAO mensuelle dans le modèle. En haut à gauche: structure spatiale de la première EOF de la SLP mensuelle dans l’Atlantique Nord. L’intervalle entre les contours est de 1 hPa, les contours continus (discontinus) correspondent aux valeurs positives (négatives). Le contour épais correspond à la valeur zéro. En haut à droite: fonction d’auto-corrélation de la composante principale (PC 1) associée. Les tirets horizontaux indiquent la limite de significativité statistique à 10%. Les points indiquent l’ajustement par une exponentielle décroissante. En bas: spectre d’énergie, en échelle log-log (trait plein, échelle à gauche) et en échelle log-linéaire (“variance preserving”, tirets, échelle à droite) de la PC 1. Le spectre est calculé par la méthode multitaper (4 tapers). La barre verticale indique l’intervalle de confiance à 90%.

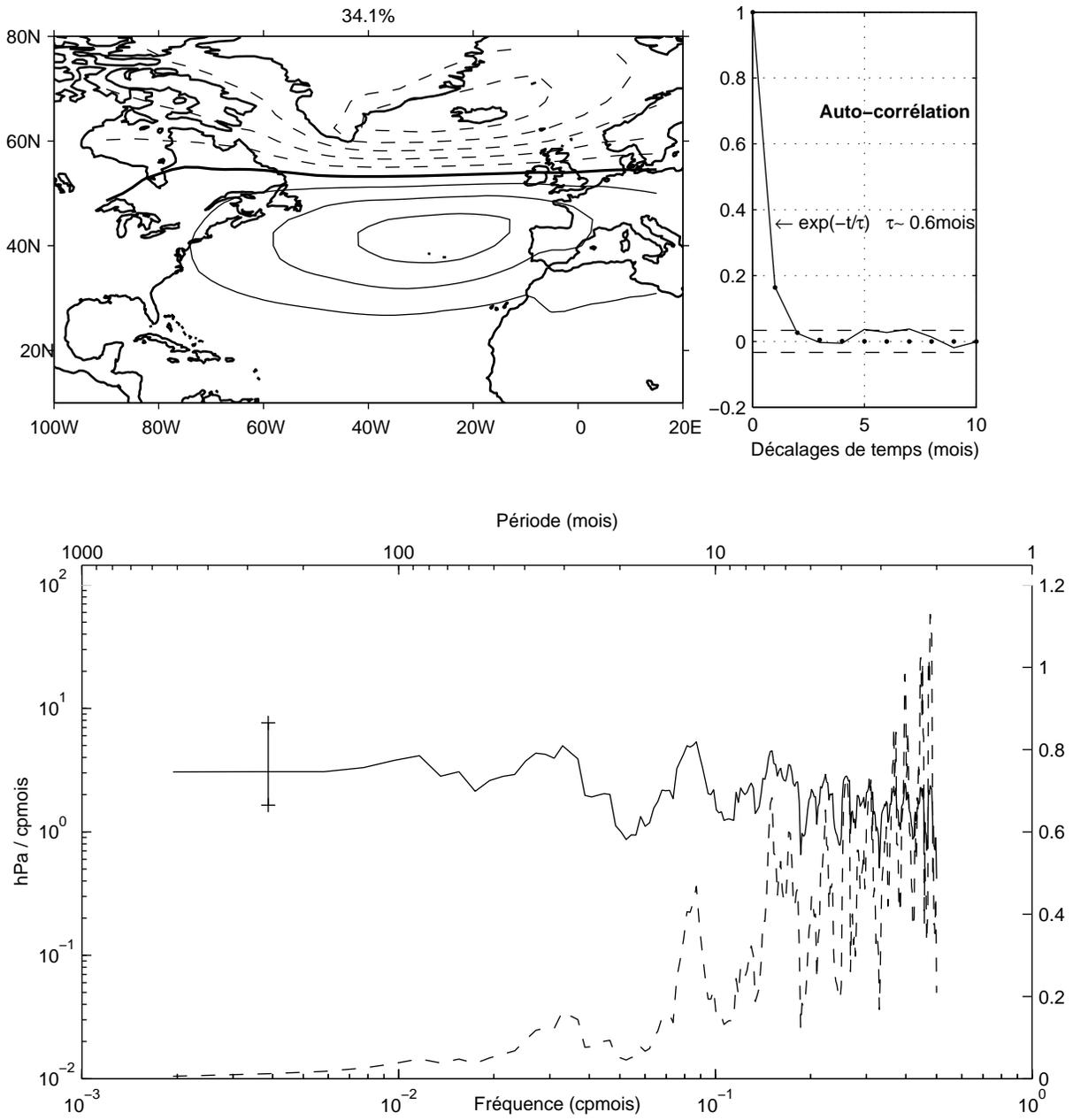


Figure 3.13: id. Fig. 3.12 dans les réanalyses NCEP.

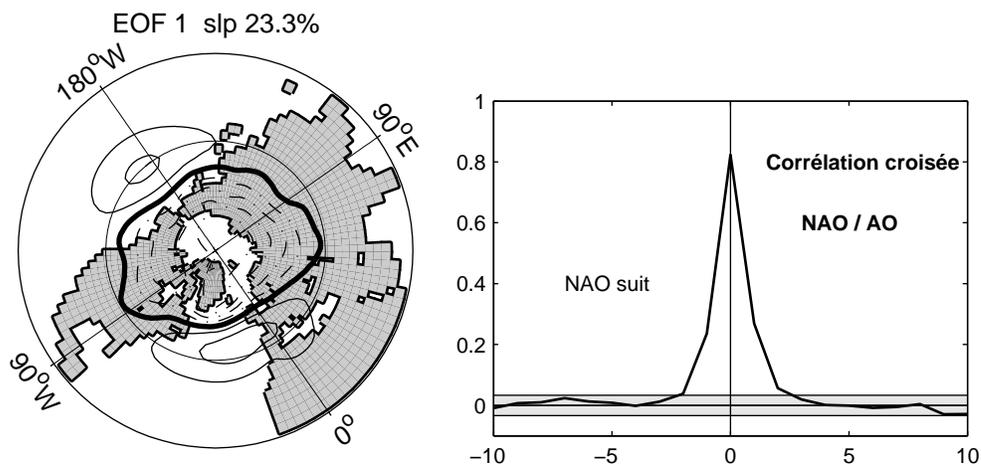


Figure 3.14: A droite: structure de l'AO, première EOF de SLP calculée sur l'hémisphère nord en moyennes mensuelles. L'intervalle entre les contours est de 1 hPa. Les contours continus (discontinus) correspondent aux valeurs positives (négatives). Le contour épais correspond à la valeur 0. A gauche: corrélation croisée entre la série temporelle de la NAO et celle de l'AO en moyennes mensuelles. La zone grisée indique la limite de significativité à 10%.

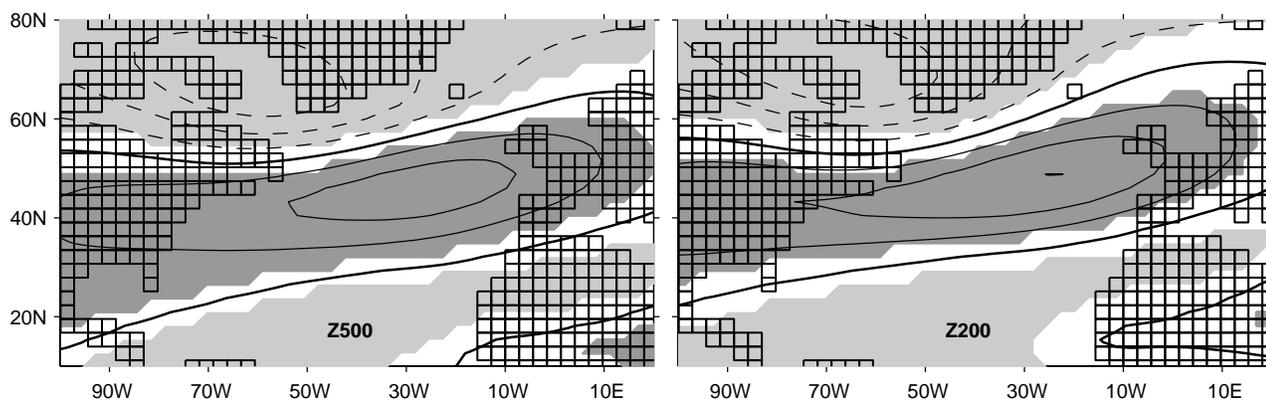


Figure 3.15: Régression des anomalies mensuelles de la hauteur géopotentielle (en mètres) à 500 mb (à gauche) et à 200 mb (à droite) sur la série temporelle de la NAO. L'intervalle entre les contours est 15 m, les contours continus (discontinus) correspondant aux valeurs positives (négatives) et les zones en gris foncé (clair) sont positives (négatives) et significatives à 10%.

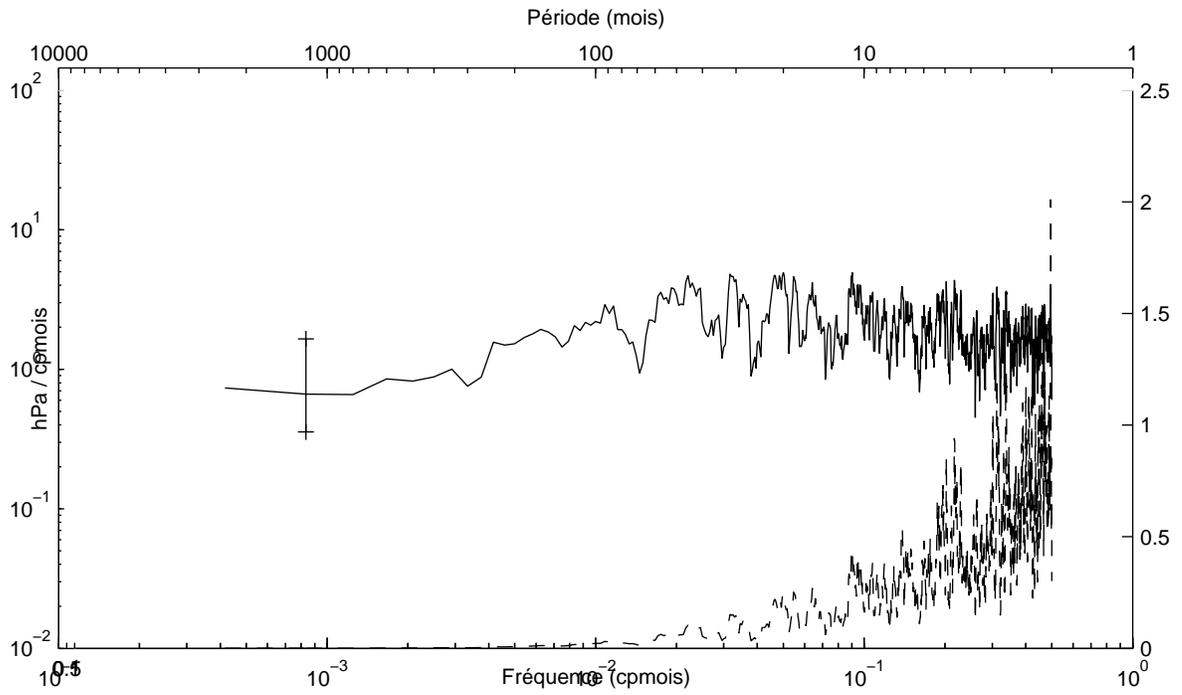
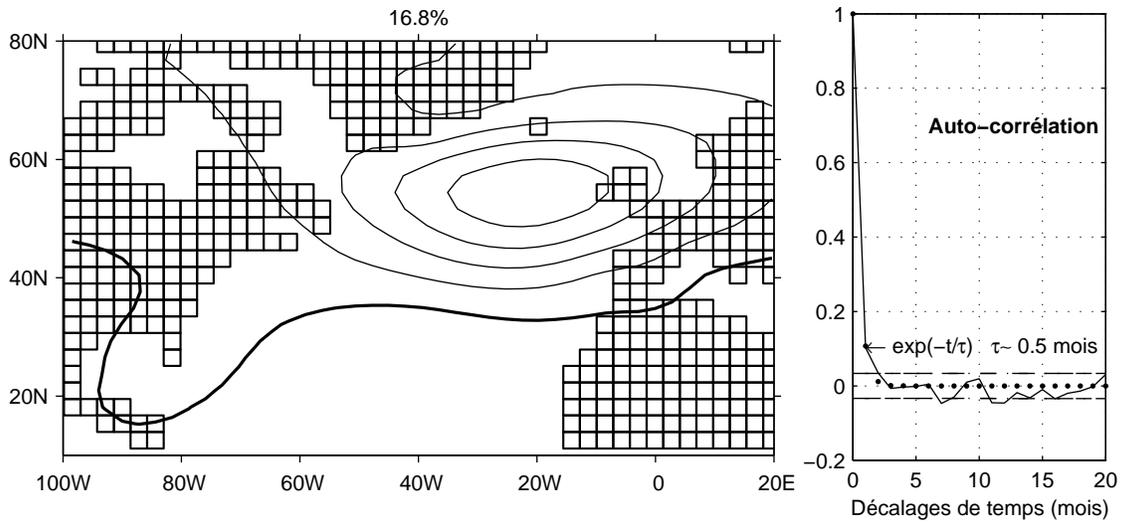


Figure 3.16: *id.* Fig. 3.12 pour l'EAP dans le BCM

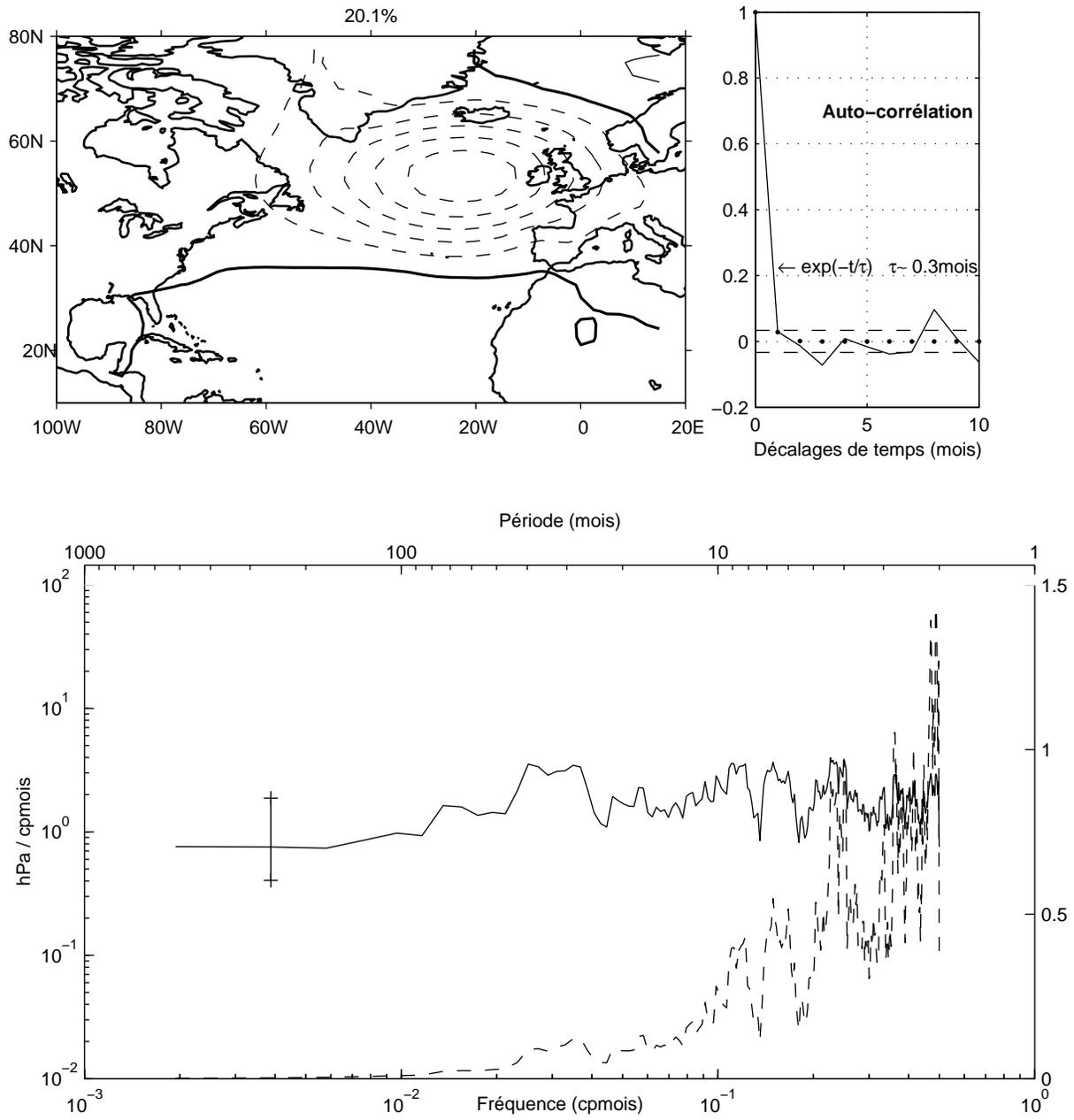


Figure 3.17: *id.* Fig. 3.16 dans les réanalyses NCEP.

### 3.2.2 Variabilité intrasaisonnaire à interdecennale de la SST

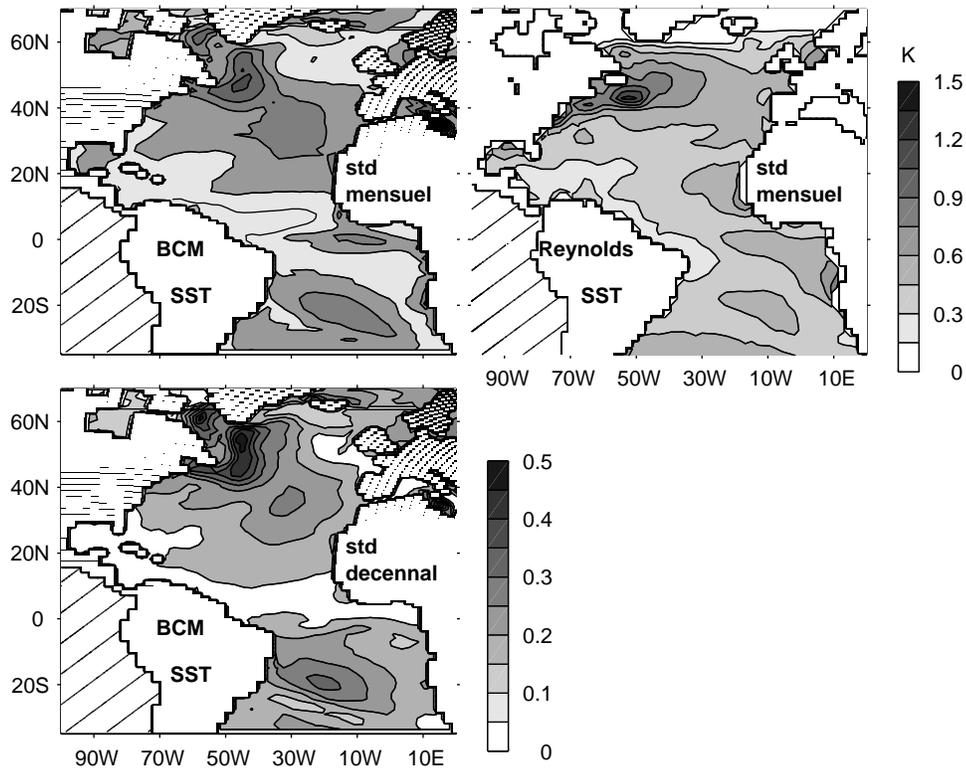


Figure 3.18: A gauche: déviation standard (en K) des anomalies mensuelles (en haut) et décennales (en bas) de SST. A droite: déviation standard (en K) des anomalies mensuelles de SST dans les observations de Reynolds.

L'écart-type des anomalies mensuelles de SST dans le modèle se compare bien aux réanalyses (Fig. 3.18, en haut). La variabilité est relativement forte dans les moyennes latitudes de chacun des deux hémisphères (autour de  $40^{\circ}\text{N}$  et  $25^{\circ}\text{S}$  respectivement). Dans les observations, les valeurs maximales sont atteintes le long de la dérive Nord-Atlantique. Celle-ci étant déformée dans le modèle (paragraphe 3.1.3), les fortes valeurs de l'écart-type des anomalies de SST dans le modèle sont plutôt atteintes autour de  $50^{\circ}\text{N}$ , au sud de la pointe du Groenland. Dans le modèle comme dans les observations, la plus faible variabilité est observée dans l'ouest du bassin, aux latitudes tropicales. En comparaison avec le modèle SINTEX (Fig. 4 du chapitre 2), la distribution de l'écart-type de SST semble plus grande échelle que celle de la SSS. Ce résultat sera confirmé dans le BCM. A basse fréquence (en bas), la distribution de l'écart-type des anomalies de SST dans le modèle est peu changée mais la variabilité est réduite près de l'équateur.

Une autre approche pour étudier la variabilité de la SST consiste à calculer les modes de variabilité principaux (EOF). En moyenne annuelle, ceux-ci se comparent à nouveau bien aux réanalyses

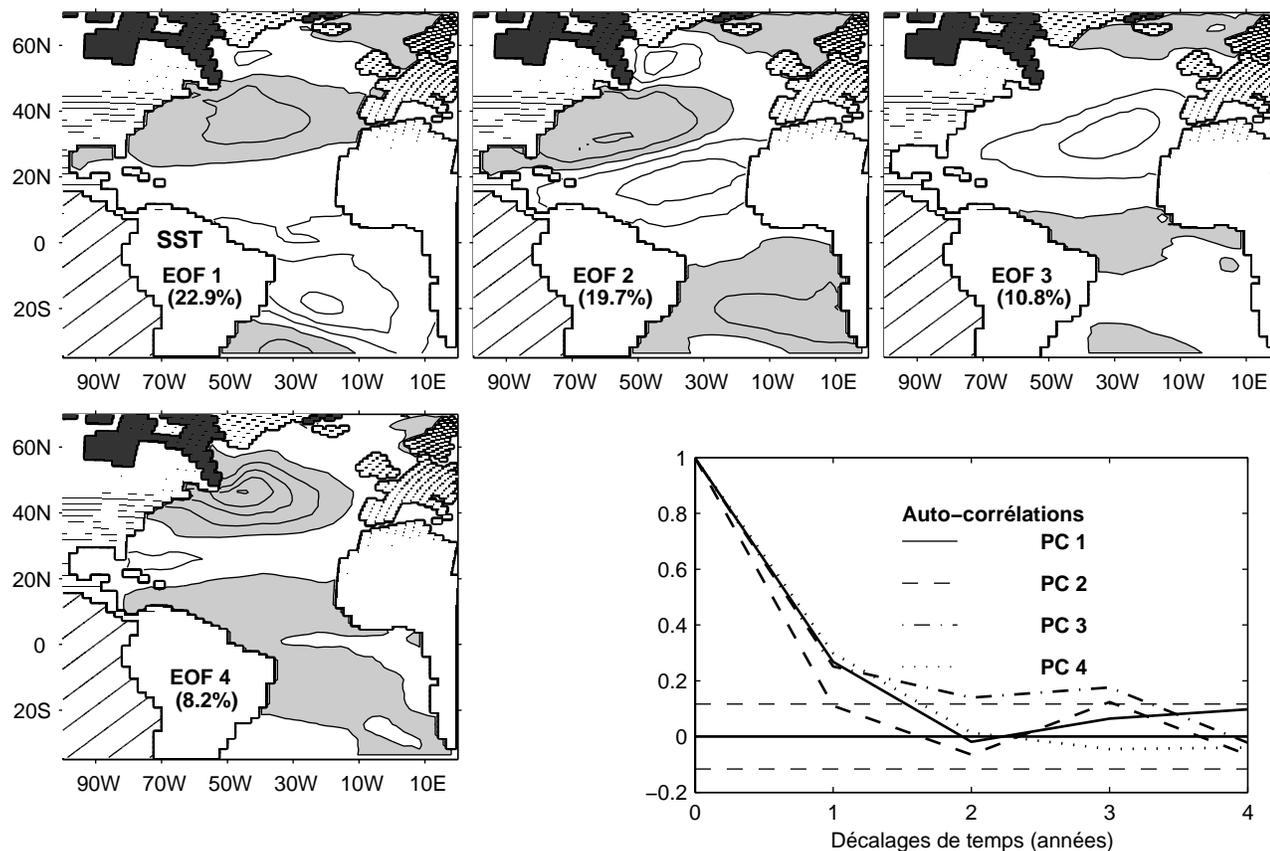


Figure 3.19: Structures: Quatre principales EOF des anomalies annuelles de SST dans le BCM. Le pourcentage de variance annuelle de SST expliqué par chacune des structures est indiqué entre parenthèses. Les zones où la concentration de glace dépasse 20% en hiver ont été noircies et ne sont pas prises en compte. L'intervalle entre les contours est de 0.15 K, et les zones positives sont grisées. En bas à gauche: fonction d'auto-corrélation des séries temporelles associées. La ligne horizontale en tirets indique l'intervalle de significativité à 10%.

(Fig. 3.19 et 3.20). Les structures ont une échelle spatiale relativement grande, et sont essentiellement organisées en bandes de latitude. Dans le BCM, le premier mode explique environ 23% de la variance annuelle de la SST. Il est composé d'un monopole dans les moyennes latitudes de chaque hémisphère, celui du sud étant dominant. On reconnaît les zones de fort écart-type de la figure 3.18. Dans les observations, le premier mode de variabilité de la SST est un monopole en Atlantique Sud expliquant 25% de la variance annuelle de la SST. Il n'est pas bien séparé statistiquement du second mode (24.5% de variance), dont la structure est un tripole sur l'Atlantique Nord (Cayan, 1992). Le tripole sur l'Atlantique Nord apparaît également comme second mode de variabilité dans le BCM. Ce tripole est en fait le mode de variabilité principal sur l'Atlantique Nord dans les deux jeux de données. Le quatrième mode dans le BCM est un monopole au large de Terre-Neuve, qui est mélangé entre les troisième et quatrième modes (à nouveau mal séparés) dans les observations. On retrouve donc

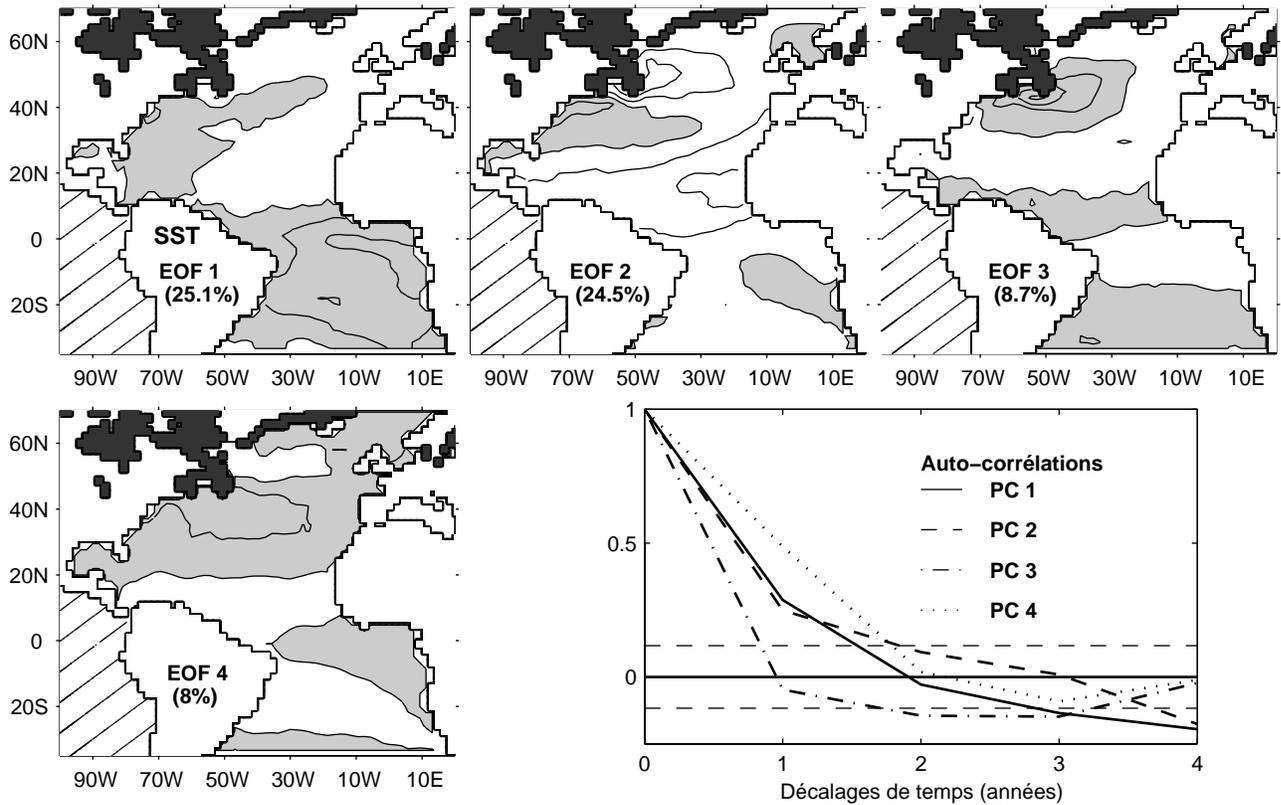


Figure 3.20: Id. Fig. 3.19 dans les données de Reynolds

globalement les mêmes centres d'action dans les deux jeux de données. L'autocorrélation des séries temporelles associées à chacun de ces modes montre leur courte échelle de temps, rarement plus longue que 2 ans. L'EOF 4 dans le BCM semble un peu plus persistante, mais l'autocorrélation n'est que très faiblement au-dessus du seuil de significativité au-delà d'un décalage de temps de 2 ans. Les différentes séries temporelles ne sont pas corrélées entre elles.

Enfin, on compare le temps de décroissance (en mois) des anomalies de SST dans le BCM et dans les réanalyses (Fig. 3.21). Les anomalies de SST, amorties par la rétroaction sur le flux de chaleur, sont a priori beaucoup moins persistantes que celles de SSS (paragraphe 3 du chapitre 2). La persistance des anomalies de SST observées (à droite) est comprise entre 1 mois au nord et 5 mois dans les subtropiques (voir aussi Frankignoul et al., 1998). Dans l'ouest du bassin, de même que pour les anomalies de SSS, le temps de décroissance calculé est inférieur à la persistance réelle des anomalies à cause du fort courant moyen. La persistance des anomalies de SST dans le modèle de Bergen (à gauche) est de l'ordre de grandeur de celle des observations. Elle est typiquement comprise entre 1 et 3 mois. Sa distribution est cependant relativement différente. La décroissance du nord au sud n'est pas aussi nette dans le modèle, et on a au contraire une très forte persistance au sud du Groenland,

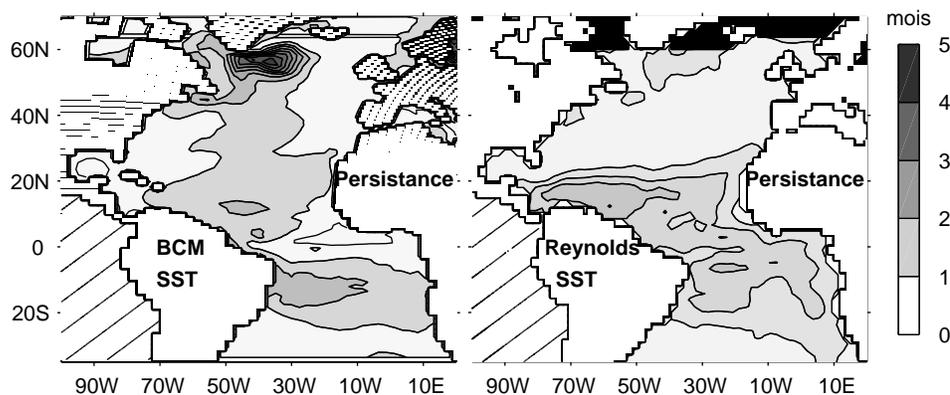


Figure 3.21: Persistence locale de la SST dans le BCM (à gauche) et dans les données de Reynolds (à droite).

probablement due à un biais du modèle (la couche de mélange y légèrement plus profonde que dans la climatologie de Levitus). Les anomalies de SST dans le modèle ont aussi une persistance dans les tropiques un peu plus faible que dans les observations.

La variabilité de la SST dans le modèle est donc réaliste. Beaucoup d'études montrent qu'elle est forcée à l'échelle saisonnière à interannuelle, dans les moyennes et hautes latitudes, par les échanges de chaleur entre l'océan et l'atmosphère et/ou par la circulation forcée par le vent (e.g. Frankignoul and Hasselmann, 1977, Frankignoul, 1985, Kushnir, 1994, Deser and Timlin, 1997). Halliwell (1998), Seager et al. (2000) ou encore Hakkinen (2000) par exemple confirment dans des modèles l'importance du forçage atmosphérique pour la variabilité de SST aux échelles de temps interannuelles à décennales, et Battisti et al. (1995) reproduisent correctement la SST hivernale sur la période 1950-1988 en utilisant un modèle unidimensionnel des couches de surface de l'océan Nord-Atlantique. A l'aide d'un modèle numérique d'assimilation de données, Kelly and Qiu (1995) montrent que l'advection par les courants d'Ekman et les courants géostrophiques contribuent significativement à la variabilité de la SST dans la région du Gulf Stream. Enfin, la contribution notamment à basse fréquence de l'advection des anomalies de température par les courants moyens horizontaux dans l'ouest de la gyre subtropicale, le long de la dérive nord-Atlantique, et dans les régions polaires est suggérée par les observations (Hansen and Bezdek, 1996, Sutton and Allen, 1997, Verbrugge and Reverdin, 2002) ainsi que par des simulation numériques (Halliwell, 1998, Visbeck et al., 1998). La figure 3.22 montre l'écart-type de certains des termes de forçage dans l'équation (3) du chapitre 2, à l'échelle de temps mensuelle (à gauche) et décennale (à droite) dans le BCM. Le terme de flux de chaleur atmosphérique domine le terme d'advection par les courants d'Ekman dans tout le bassin. Dans le courant de bord ouest, l'advection d'Ekman est importante à cause des forts gradients de SST, mais le flux de chaleur l'est aussi vues les fortes dif-

férences de température air-mer. L'advection par les anomalies de courant géostrophique (3ème ligne) et l'advection des anomalies de SST par les courants moyens (en bas) sont importants près du bord ouest et le long de l'équateur, et leur importance relative augmente à basse fréquence. Dans le reste du bassin, ils sont plus faibles que le flux de chaleur, même à basse fréquence. Ces résultats sont donc en accord avec les études précédentes, et confirment le réalisme du modèle. Remarquons que dans cette étude des termes de forçage de la SST et dans ce qui suit pour la SSS, les termes d'advection verticale, d'entraînement par mélange ou encore de diffusion ne sont pas estimés. En effet, on ne dispose pas de la vitesse verticale directement issue du modèle, les sorties étant initialement en coordonnées isopycnales. La vitesse verticale recalculée à partir de la vitesse horizontale interpolée est très bruitée et les termes d'advection verticale ou d'entraînement obtenus auraient été peu exploitables.

La réponse de la SST à la variabilité atmosphérique est également très proche de celle obtenue dans les réanalyses et dans d'autres études. Elle est détaillée dans l'annexe C. Dans le paragraphe suivant, on utilise la simulation de contrôle du BCM pour étudier les anomalies de SSS. Pour ces dernières, on ne dispose pas d'observations auxquelles comparer les résultats mais on peut s'attendre à ce que leur variabilité soit également réaliste dans le BCM.

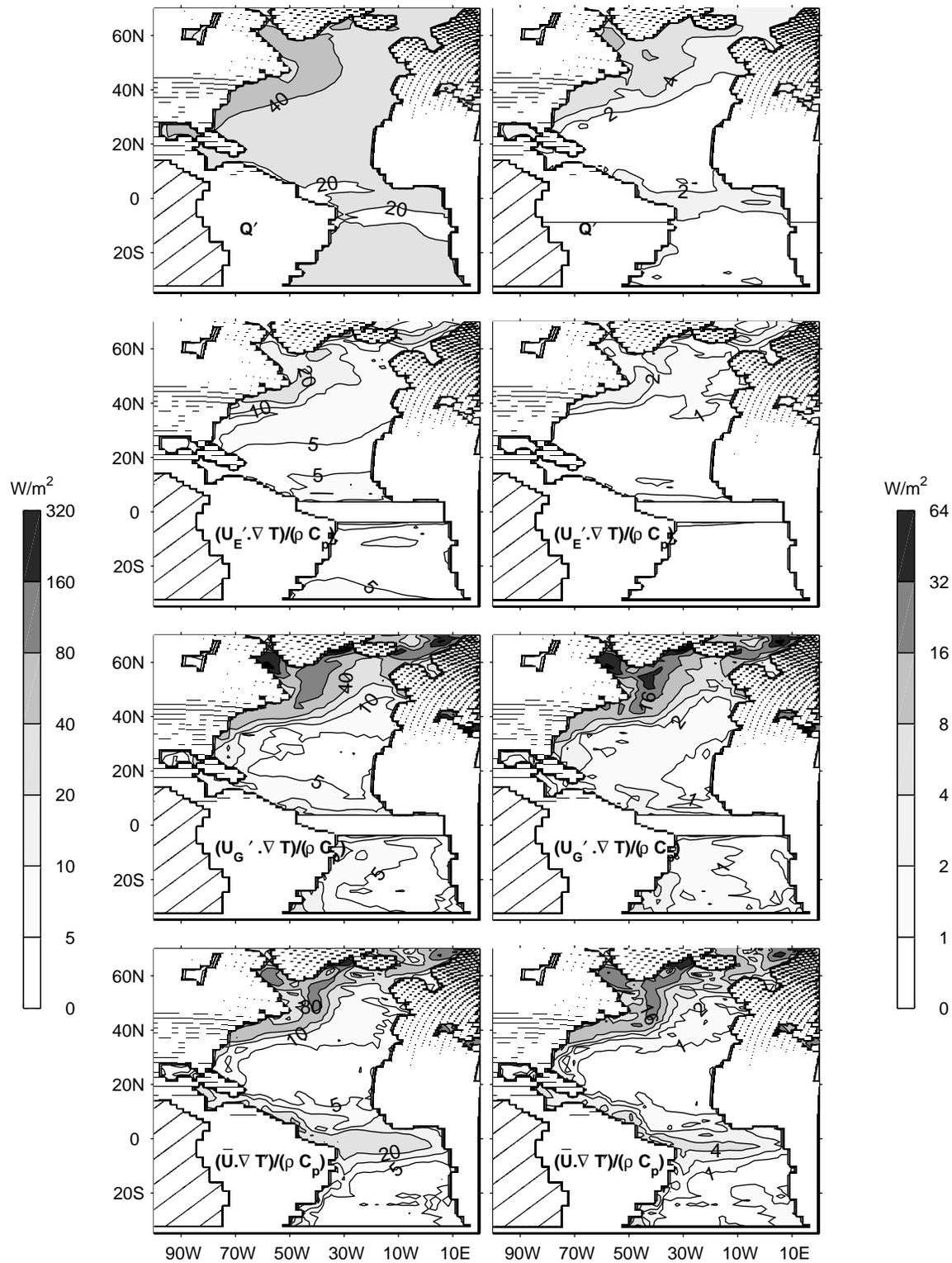


Figure 3.22: Deviation standard de l'anomalie du flux de chaleur atmosphérique totl (en haut), de l'advection de la SST par les anomalies de courant d'Ekman (2ème ligne) et des courants géostrophiques (3ème ligne) et de l'advection moyenne des anomalies de SST (en bas). A gauche: données mensuelles, à droite: données filtrées à basse fréquence.

### 3.3 Variabilité intrasaisonnière à interdecennale de la SSS et réponse à la variabilité atmosphérique

Ce paragraphe a donné lieu à une publication soumise au *Journal of Geophysical Research - Oceans* en juin 2003 et que nous reproduisons ici intégralement sauf la partie introductive et celle consacrée à la description de la simulation.

#### 3.3.1 SSS variability

To a first approximation, the large scale SSS anomalies obey the equation (Mignot and Frankignoul, 2003, chapter 2)

$$\frac{dS'}{dt} \approx -\frac{(U') \cdot \nabla(\bar{S} + S')}{\bar{h}} - \frac{h'}{\bar{h}} \partial_t \bar{S} - \frac{(\Gamma(w_e)w_e(S - S^-))'}{\bar{h}} + \frac{\bar{S}(E' - P')}{\bar{h}} + \kappa \nabla^2 S' \quad (3.1)$$

where  $S'$  is assumed to be constant in the mixed layer of depth  $h$ ,  $U$  is the horizontal transport in the mixed layer,  $\Gamma$  the Heaviside function,  $w_e$  the entrainment velocity,  $\kappa$  the horizontal mixing coefficient,  $E$  the evaporation, and  $P$  the precipitation. A prime indicates anomaly, an over-bar the seasonally varying mean, the minus superscript values just below the mixed layer, and  $d/dt = \partial_t + \bar{u} \cdot \nabla$  is the time derivative following the mean motion. The transport in the mixed layer  $U$  can be decomposed into a rapidly varying Ekman component  $U_E$  which is directly given by the wind stress, and a slowly varying geostrophic one  $U_G$ . At extratropical latitudes, the atmospheric forcing is dominated by the day-to-day changes in the weather and has a primarily white spectrum at low frequency. The mixed layer depth responds rapidly to the atmospheric forcing, hence  $h'$  also has a white spectrum at low frequency, except for the geostrophic influence. However, because of the global extent of the El Niño-Southern Oscillation (ENSO), the atmospheric forcing may also contain a persistent component that is remotely forced from the tropical Pacific. The ENSO influence is particularly important in the tropical Atlantic, where, in addition, the intrinsic atmospheric persistence may be slightly enhanced by stronger local ocean-atmosphere coupling.

Nevertheless, when the geostrophic variability is weak and the ENSO influence can be neglected, the terms on the right hand side of (3.1) can be separated to a good approximation into a short timescale stochastic forcing  $F'$ , which is independent on  $S'$ , and terms that depend on  $S'$  (entrainment, mixing and atmospheric feedback). If the latter are linearized, (3.1) can be written

$$\frac{dS'}{dt} = F' - \lambda S' \quad (3.2)$$

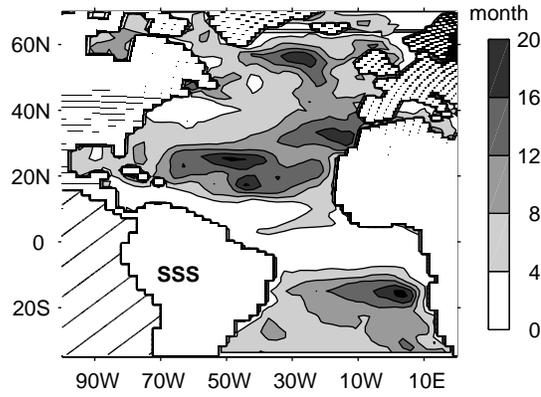


Figure 3.23: Local SSS anomaly persistence (in months) in BCM.

where  $\lambda$  is the “feedback” factor (positive when the feedback is negative) that controls the SSS persistence. Note that the advection of SSS anomalies by the mean current contributes to limiting their local persistence, in particular at small spatial scales (Frankignoul, 1985), so that  $\lambda$  differs from the local SSS anomaly decay rate. When the mean current is small, however, one has  $d/dt \approx \partial_t$ . Neglecting seasonal variations, (3.2) then represents a first-order Markov process with SSS anomalies autocorrelation given by  $r(\tau) = \exp(-\lambda|\tau|)$  for  $\tau$  much larger than the atmospheric decorrelation time, and the feedback factor can be estimated from the anomaly time series. The local SSS anomaly persistence, estimated from  $r(\tau)$  at lag  $\tau \leq 3$  months as in Frankignoul et al. (1998), is typically a year or more in the subtropics but smaller in the westerlies, except around  $55^\circ\text{N}$ - $20^\circ\text{W}$  (Fig. 3.23). In the tropics and near the western boundary currents, advection effects are large so that the SSS persistence is strongly underestimated. Note that the SST anomaly persistence is generally smaller, of the order of a few months, because the heat flux feedback damps the SST anomalies but not the SSS ones (Frankignoul et al., 2002). Spall (1993) and Mignot and Frankignoul (2003) have argued that the longer SSS persistence entails that the SSS anomalies are more influenced by the mean advection.

The standard deviation of the SSS anomalies is shown in Fig. 3.24 at monthly and decadal timescales. A large variability is found near the mouth of the Amazon, where the standard deviation reaches its maximum value of 2.3 psu, the Orinoco, St Lawrence, and Congo rivers, while the Mississippi and Niger rivers appear as centers of variability of secondary importance. As noted by Levitus (1986), these regions also have the largest annual cycle. There is also a center of action in the northern tropical Atlantic around  $15^\circ\text{N}$ - $50^\circ\text{W}$ . Because of the redness of the SSS spectrum, the standard deviation only decreases slowly when the timescale increases. However, the relative importance of the Amazon, Orinoco and Congo plumes decreases, while that in the northern tropics and near the Grand Banks increases. An enhanced tropical SSS variability at low frequency was also found in Hakkinen

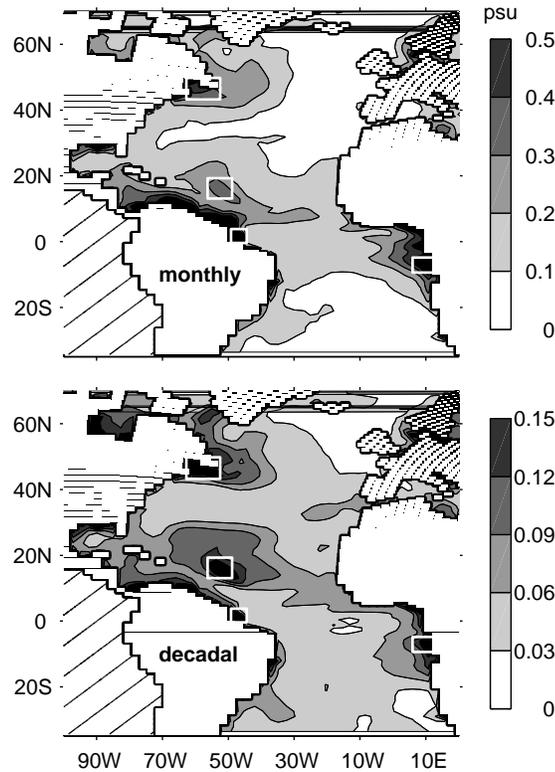


Figure 3.24: Standard deviation (in psu) of the SSS anomalies at the monthly (top) and decadal (bottom) timescale. The boxes are discussed in sec. 3.3.2

(2002)'s simulation with an OGCM. Note that part of the SSS variability in the northern Labrador Sea and the Hudson Bay is linked to sea-ice variability. To illustrate the maximum sea-ice coverage, areas where the sea-ice concentration exceeds 20% during at least one month have been blackened in Fig. 3.25 below.

The main (standing) modes of SSS variability are illustrated by the empirical orthogonal function (EOF) analysis in Fig. 3.25. One recognizes the same centers of action as in the grid point analysis (Fig. 3.24); each EOF has large amplitude features of rather small scales and only explains a small fraction of the SSS variance, with poor separation between EOF3 and 4 according to the criterion of North et al. (1982). These results are close to the one obtained with the SINTEX coupled model (chapter 2) and note that the structure of EOF 3 in the BCM slightly resembles that of EOF1 in the SINTEX model (Fig. 11 in Chap. 2). This contrasts with the SST anomalies whose leading EOFs (not shown) are more energetic and of larger scales (43% of variance for the first two EOFs). The persistence of the principal components (PC) is about a year, except that PC2 persists a little longer (Fig. 3.25, bottom right). This confirms the remark in the previous section stating that the northern tropical centre of variability and that off Newfoundland vary at lower frequency. The SSS anomalies

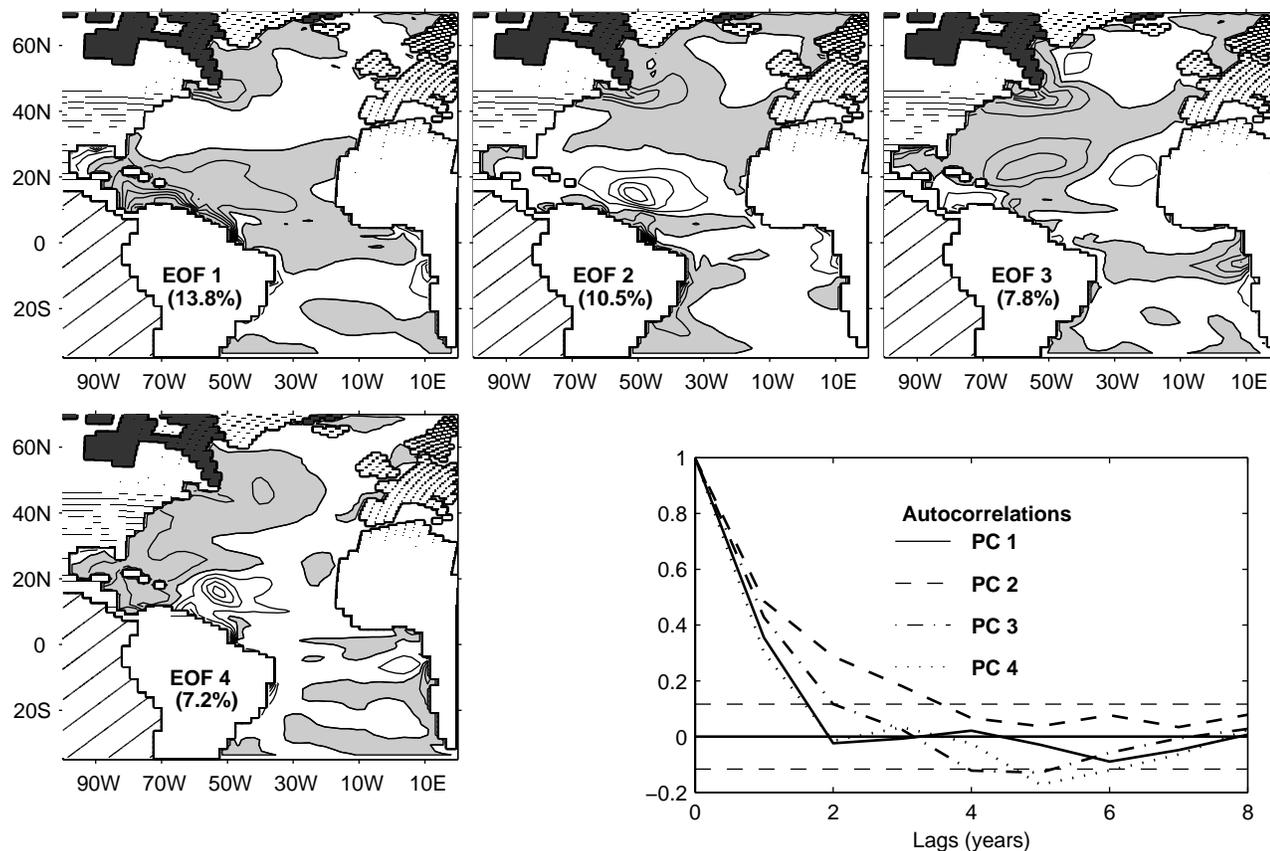


Figure 3.25: First four EOFs of the annual SSS anomalies in the coupled model. The percentage of represented variance is given in parenthesis. Areas where the ice concentration exceeds 20% in winter are blackened and were not considered. The contour interval is 0.04 psu and shaded areas are positive. Bottom right: auto-correlation functions the principal components 1 to 4. The dashed lines show the 10% significance level for zero correlation.

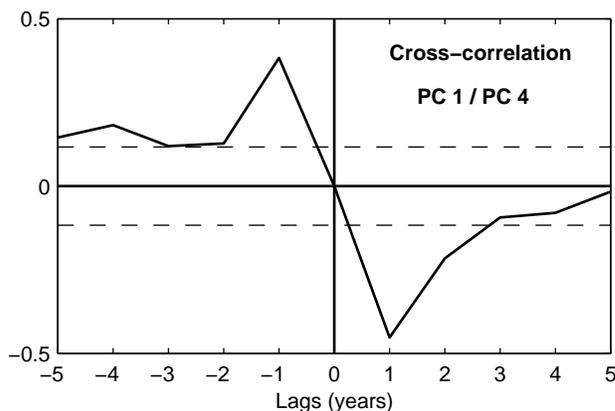


Figure 3.26: Cross-correlation function of the SSS principal components 1 and 4. PC1 leads at negative lags. The dashed lines show the 10% significance level for zero correlation.

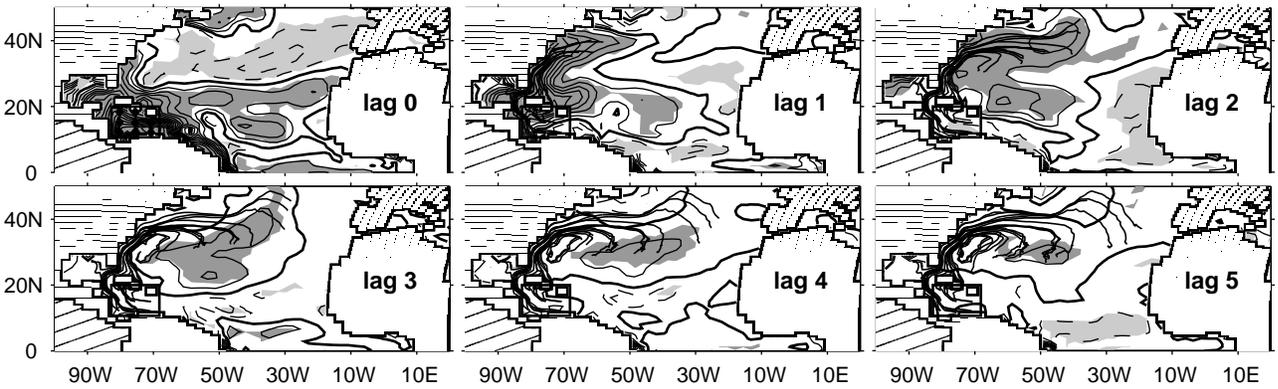


Figure 3.27: Contours: Lagged regression of SSS anomalies onto an index defined as the SSS anomaly in the black box. Lags are in years. The contour interval is 0.015 psu. The contours are continuous for positive and dashed for negative values. The solid contour is for zero. Dark (light) shaded area are positive (negative) and significant at the 10% level. The black lines show the Lagrangian trajectories of particles released in the box at lag 0 (diamonds) and advected by the mean mixed layer currents.

in fact may last much longer as there are significant cross-correlations among the PCs. For instance, EOF 1 is correlated (anticorrelated) with EOF 4 when it leads (lags) by 1 year (Fig. 3.26). The lagged regressions show that the anomaly propagates from the Caribbean Sea to the southern coast of the United States (US). By lag 3, the bulk of the SSS anomaly has left the coast. It remains in the subtropical gyre with decreasing amplitude, and disappears in the noise at lag 6. Note at lag 3 that a small fraction of the SSS anomaly seems to have propagated northward into the subpolar gyre. Such propagations explain why the EOFs have little persistence and only represent a small fraction of the SSS variance.

To show that the SSS anomaly propagation in Fig. 3.27 is mostly due to the advection by the mean currents, we use a Lagrangian analysis that computes 3-dimensional streamlines on the ocean model for a given velocity field (Blanke and Raynaud, 1997, Blanke et al., 1999). Assuming the velocity to be constant over periods equal to the available sampling time of the model output (one month in the present case), one may associate successive segments of the streamlines to actual 3D trajectories of fictive fluid particles advected by the model currents, in the absence of mixing. Note that the vertical velocity was calculated at each grid point from the non-divergence of the velocity speed, assuming  $w = 0$  at the sea surface. The black lines in Fig. 3.27 represent the trajectories of fictive particles released at lag 0 in the box  $85^{\circ}\text{W}-66^{\circ}\text{W}/10^{\circ}\text{N}-20^{\circ}\text{N}$  (the same as that used for SSS) and then advected by the model climatological monthly currents. The starting points (black diamonds at lag 0) were distributed throughout the year but, for clarity, we only show throughout this paper the trajectories of particles released in January and July. As the lagged regressions show salinity anomalies at the surface but particles may subduct, trajectories are only represented while the particles remain in the mixed layer,

based on its yearly averaged depth. At lag 1 to 3, the close correspondence between the Lagrangian trajectories and the time evolution of the positive SSS anomaly demonstrates that its propagation in the Caribbeans, along the eastern coast of US, and into the subtropical gyre is largely due to advection by the mean currents. Of course, more spreading would be observed if the interannual changes of the oceanic circulation had been taken into account and mixing processes included. Consistent with the subsequent SSS anomaly decay, the lagrangian particles that have entered the subtropical gyre leave the mixed layer and subduct, about 6 to 10 years after release. After subduction, the particles travel southwestward and reach the US coast about 5 years later, at a depth of 300 to 400m (not shown). Then they go northeastward and are re-entrained in the mixed layer when they leave the coast, either recirculating in the subtropical gyre or, in some cases, reaching the subpolar gyre 15-20 years after release. However, mixing cannot be neglected on these long timescales, and a more sophisticated tool is needed to investigate such SSS reemergence.

In summary, advection by the mean oceanic circulation plays a crucial role in the evolution of the SSS anomalies and SSS variability is not well described by standing modes like EOFs. A better understanding of their properties should be obtained by considering the forcing mechanisms or the time evolution of the main SSS centers of action located in Fig. 3.24.

### 3.3.2 Forcing and advection of the SSS anomalies

To investigate the origin of the SSS variability, we estimated the standard deviation of some of the main terms in (3.1), using both monthly (Fig. 3.28, left) and decadal (right) data. Lacking a direct access to the entrainment term, the atmospheric forcing was represented by its two other main components, the freshwater flux (top) and, except within  $3^\circ$  from the equator, the anomalous Ekman advection of salt ( $(U'_E \cdot \nabla S)/\bar{h}$ ) (second panel from top). As in Mignot and Frankignoul (2003), anomalous Ekman advection is dominated by  $(U'_E \cdot \nabla \bar{S})/\bar{h}$ . Since the mixed layer is generally deeper than the Ekman layer, the SSS advection by anomalous geostrophic currents ( $(U'_G \cdot \nabla S)/\bar{h}$ , hereafter anomalous geostrophic advection), (third panel from top) was estimated by subtracting the anomalous Ekman transport from the anomalous mixed layer transport  $U'$  to calculate  $U'_G$ . Finally, we also considered the SSS anomaly advection by the mean mixed layer currents ( $(\bar{U} \cdot \nabla S')/\bar{h}$ ) (bottom). All advection terms were expressed in unit of freshwater flux by multiplying them by  $\bar{h}/\bar{S}$ .

In about half of the Atlantic basin, anomalous Ekman advection is more important than the freshwater flux in generating the SSS anomalies as in Mignot and Frankignoul (2003) (Fig. 3.28 left). This contrasts with the SST anomalies that are primarily generated by the surface heat exchange, except in narrow regions of strong mean SST gradient. Note that Masson and Delecluse (2001) suggested that

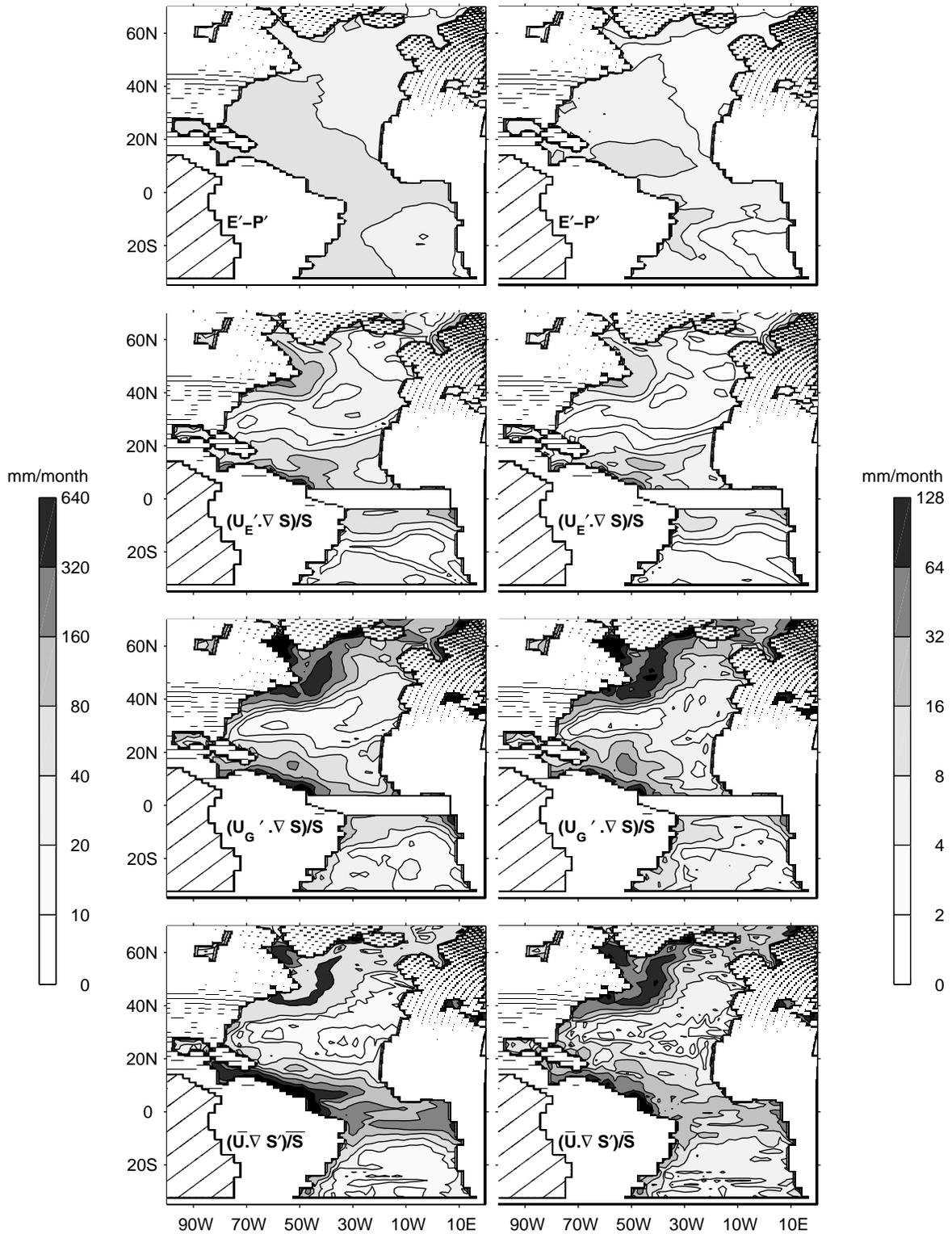


Figure 3.28: Standard deviation of the anomalous atmospheric freshwater flux (top), anomalous Ekman and geostrophic advection (middle), and the mean advection of SSS anomalies (bottom) for monthly (left) and decadal (right) data

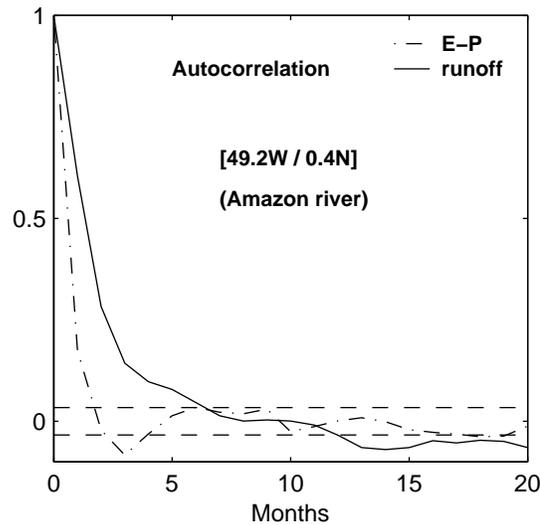


Figure 3.29: Autocorrelation function of monthly freshwater flux and runoff anomalies near the mouth of the Amazon river. The dashed lines show the 10% significance level for zero correlation.

entrainment and vertical advection can also significantly contribute to the generation of SSS anomalies. At the monthly timescale, anomalous geostrophic advection (Fig. 3.28 left, third panel) is strong near and north of the Gulf Stream and the North Atlantic current, along the North Brazil current, and in the equatorial zone, but it is small elsewhere. However, the relative importance of anomalous geostrophic advection increases with the timescale, and at the decadal timescale it is everywhere at least of the same order as the direct forcing terms (third panel, right). The advection of the SSS anomalies by the mean currents behaves similarly (fourth panel). Thus, as suggested in Mignot and Frankignoul (2003), advective processes dominate the SSS anomaly variability at low frequency.

To investigate the main SSS dynamics, we now consider the lagged cross-correlation between the SSS anomalies and the forcing terms, averaged over the four boxes in Fig. 3.24 that correspond to main centers of SSS variability. Except for runoff, which is considered near the river mouths, the forcing and advective terms are considered with the sign that they have in (3.1), so that a positive cross-correlation corresponds to a positive SSS tendency. As illustrated for the Amazon in Fig. 3.29, runoff is more persistent than the direct atmospheric forcing, due to its integration of continental precipitation.

The cross-correlations for monthly anomalies in the Amazon area, shown in Fig. 3.30 (top left), are consistent with the stochastic model (3.2): the correlation is negligible when SSS leads (positive lags), large in phase, it peaks when SSS follows by 1 month, and then decays as the SSS anomalies (e.g. Frankignoul, 1985). As shown by the strength of the correlation, SSS anomalies are primarily forced by anomalous advection, as the Amazon area has large mean SSS gradients (Fig. 3.5), and anomalous runoff (increased runoff decreases the salinity, which explains the negative correlation).

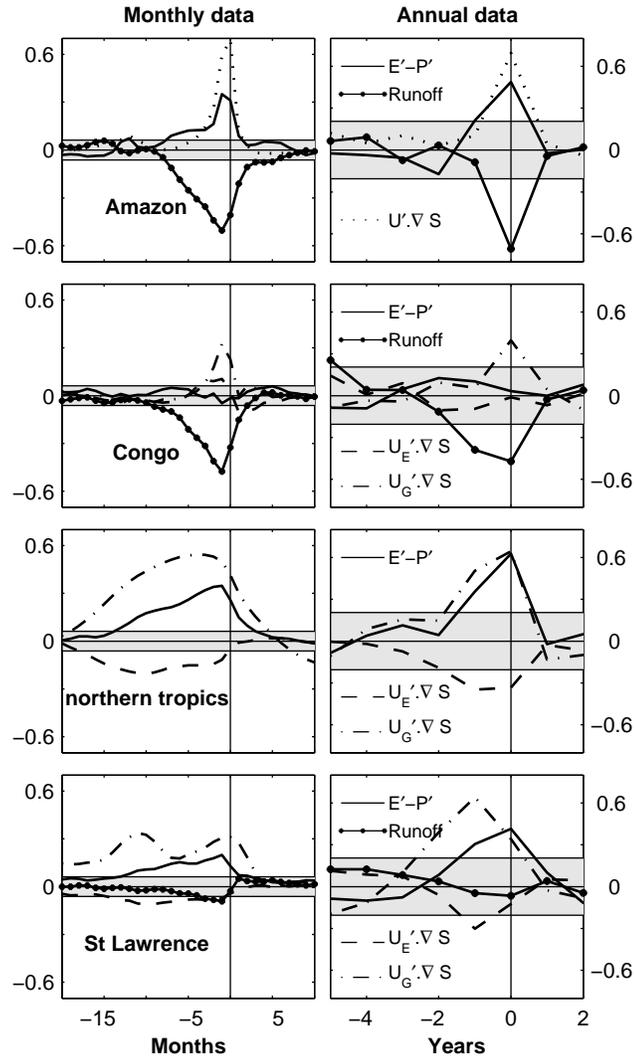


Figure 3.30: Cross-correlation between monthly (left) and annual (right) forcing and SSS anomalies in the boxes shown in Fig. 3.24. The SSS lags at negative lags. Continuous line is for the freshwater flux, black circles for runoff, dotted line for total advection, dashed line for anomalous Ekman advection and dashed-dotted line for anomalous geostrophic advection. The shaded interval indicates the 10% level for zero correlation.

Note that the Ekman and geostrophic contributions were not separated close to the equator. In an OGCM, Masson and Delecluse (2001) similarly emphasized the major influence of both runoff and advection on the mean seasonal changes of SSS in this area. In BCM, the freshwater flux (with similar contribution from E and P) also plays a significant role. When using yearly averages (Fig. 3.30 right), most cross-correlations are only significant in phase, consistent with the fast decay of the SSS anomalies (Fig. 3.23). However, Fig. 3.31 (top) shows that the SSS anomalies are quite persistent, but rapidly advected away by the mean currents. Indeed, there is a good correspondence between the lagged regression of the SSS anomalies onto the “Amazon box” time series and the Lagrangian trajec-

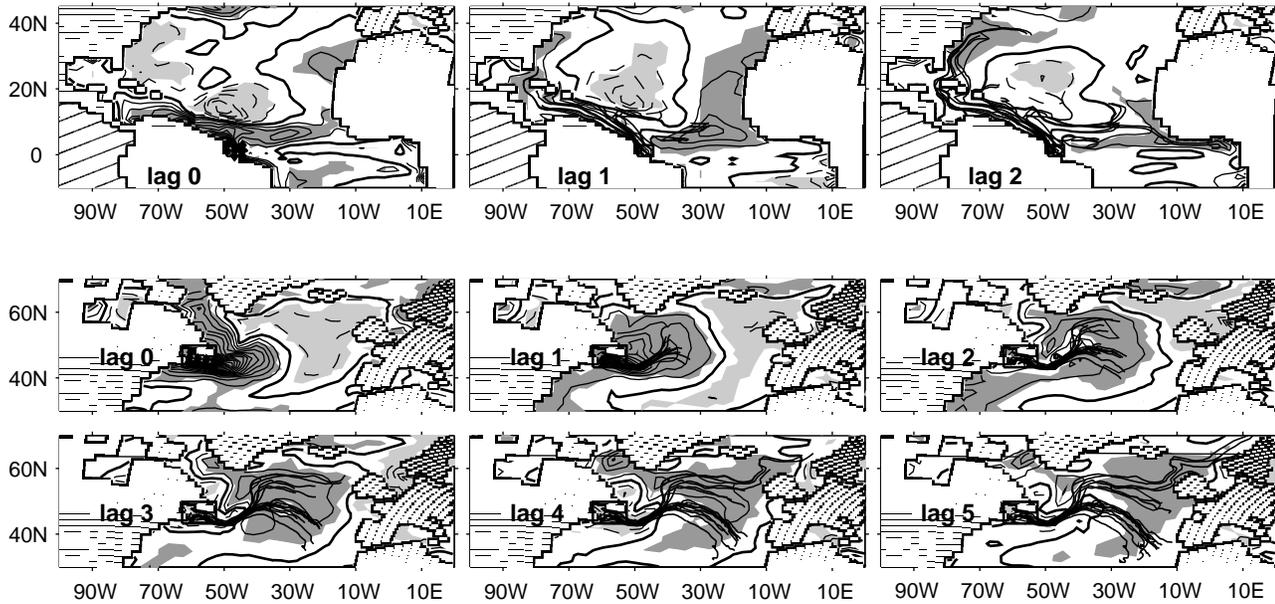


Figure 3.31: Same as Fig. 3.27, but for SSS anomaly in the Amazon discharge area (top), and off Newfoundland and the Gulf of St Lawrence (bottom)

tories of fictive particles that were released at lag 0 (black diamonds). As before, only trajectories that remain in the surface mixed layer are shown. Because of the large seasonal variations of the North Brazil Current, the particles follow three different paths (Lentz, 1995). One path follows the surface Guyana current along the northeastern coast of South America, rapidly becoming similar to that in Fig. 3.27. The second path is followed by the particles released in the northern and eastern parts of the box. They first move northwestward, leave the coast around  $12\text{--}15^\circ\text{N}$ , and rapidly reach the center of the gyre where they subduct by about lag 10. Finally, particles released during boreal summer at the eastern edge the box follow the retroflexion of the North Brazil current and travel eastward along the North Equatorial countercurrent (NECC). Broadly similar dynamics are at play near the Orinoco river, where SSS anomalies are advected following a path similar to that described in Fig. 3.27.

In the vicinity of the Congo river (Fig. 3.30, second panel), the correlations are weaker, probably because vertical processes (not represented) are also important. The freshwater flux is even uncorrelated with the SSS anomalies. Otherwise, correlations with advection and runoff are consistent with the stochastic model. Lagrangian particles released as before were rapidly advected southwestward across the South Atlantic basin (not shown).

In the northern tropics (Fig. 3.30, third panel), the cross correlations are again consistent with the stochastic model when one takes into account the longer local SSS timescale (Fig. 3.23) that results from the much weaker mean currents. Consistent with Fig. 3.28, anomalous geostrophic ad-

vection dominates the SSS changes. Anomalous Ekman advection plays a lesser but opposite role, as in Kelly and Qiu (1995), so that the total anomalous advection plays a lesser role than the anomalous geostrophic advection alone. The freshwater flux (dominated by precipitations) also contributes, and its relative importance increases with the timescale, matching that of total anomalous advection for yearly averages.

Off Newfoundland, in the vicinity of the St Lawrence river (Fig. 3.30, bottom panel), anomalous geostrophic variability, evaporation, and mean advection all contribute to the SSS variability. As shown in section 3.3.3 below, SSS anomalies originating from the Labrador Sea and the Gulf Stream separation area tend to be advected into this area, which explains the strong persistence. Figure 3.31 (bottom two rows) documents as before the SSS anomaly pattern and its distortion by the mean currents. The SSS anomaly is associated with a large scale dipole that largely reflects the forcing associated with the NAO (see section 3.3.3). Its positive part covers the eastern half of the basin and the Labrador Sea. It propagates and changes shape, mostly due to advection by the North Atlantic drift, as shown by the Lagrangian trajectories. Already by year 1, there is some dispersion reflecting divergent trajectories. The southernmost particles travel eastward and most of them are subducted in the eastern part of the basin after 3 or 4 years. It can be shown that after subduction they travel southwestward and reach the Caribbean Sea after about 16 years at an approximate depth of 200m. The northernmost particles are advected northeastward and enter the Nordic Seas by year 4. Longer integration show that they circulate in the Nordic Seas, some of them reaching the Labrador Sea through the East Greenland current. Two current branches at the eastern end of the Gulf Stream can similarly be identified using surface drifters, the northern one connecting directly with the North Atlantic current and the southern one with the recirculating gyre and the Azores current (e.g. Richardson, 1983 and Reverdin et al., 2003).

### 3.3.3 SSS anomalies generated by the NAO

The NAO is the main mode of atmospheric variability in the North Atlantic. Previous studies have suggested links between salinity changes in the northern North Atlantic and the NAO (Dickson et al., 1996, Reverdin et al., 1997, Houghton and Visbeck, 2002), but little is known about basin scale changes in the surface salinity due to NAO forcing. In this section, we describe these changes in the model.

#### Intraseasonal to interannual timescales

The NAO is well represented in BCM (Furevik et al., 2002) and corresponds to the first EOF of sea level pressure (SLP), explaining 37% of variance (versus 34% in NCEP). Its monthly time series is

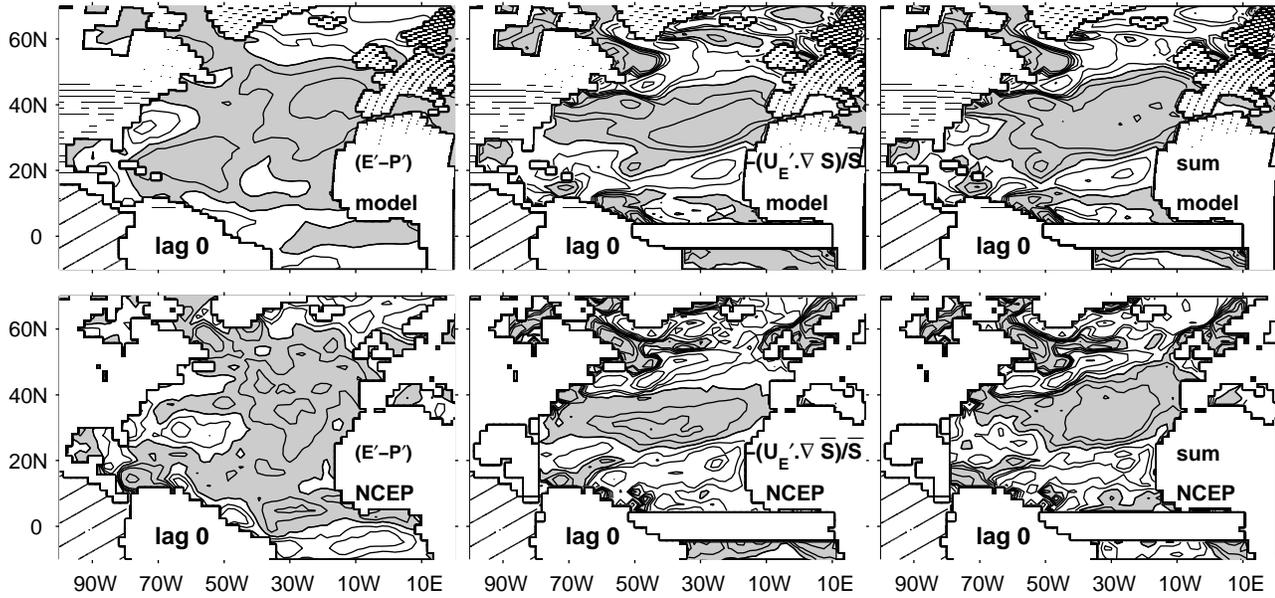


Figure 3.32: Regression of the freshwater flux (left), anomalous Ekman advection (middle), and their sum (right) on the yearly NAO time series. Top: coupled model. Bottom: NCEP. The contours correspond to 0, 2.5, 5, 12.5, 22.5 and 50 mm/month and shaded areas are positive. All values above about 2.5 mm/month are 10% significant (not shown).

slightly autocorrelated, an exponential fit to its autocorrelation function yielding an e-folding time of 0.7 months, close to the value found in NCEP (0.6 months) and consistent with the 10-day timescale estimated from daily data by Feldstein (2000). In BCM, the power spectrum of the NAO is approximately white at periods longer than 5 months, except for a weak peak around 33 years that is seen during the first 100 years of data (see below).

Figure 3.32 shows the freshwater flux and anomalous Ekman advection associated to the NAO, as well as their sum, using yearly data (monthly anomalies give similar results) and the sign convention in (3.1) so that a positive value corresponds to a positive SSS tendency. The patterns in BCM (top) and NCEP (bottom) compare well, confirming that the model NAO is fairly realistic. Note that only the anomalous Ekman advection of mean SSS could be estimated in NCEP but this term dominates the anomalous Ekman advection of SSS (Mignot and Frankignoul, 2003). The freshwater flux pattern is large scale, with positive anomalies over most of the basin except along the Gulf Stream path, in the northeastern Atlantic and in the tropics, consistent with Bojariu and Reverdin (2002). The anomalous Ekman advection associated to a positive NAO leads to a strong freshening south of  $25^\circ\text{N}$  and north of  $45^\circ\text{N}$  (except in part of the Labrador Sea). It increases the salinity in the subtropics, in the western Labrador Sea, and, in NCEP but not in BCM, off the Scandinavian coast. Anomalous Ekman advection dominates the freshwater flux over most of the basin and primarily determines the forcing

pattern associated to the NAO.

Monthly data indicate that the maximum covariance with the SSS anomalies occur when SSS follows by 1 to 2 months, consistent with the stochastic climate model. For brevity, we only show yearly data, even though the SSS response has already been distorted by the mean currents. The in-phase SSS response to the NAO (Fig. 3.33 first panel, colors) largely reflects the forcing pattern in Fig. 3.32, with a more complex structure than the SST tripole generated by the NAO (Cayan, 1992). A positive NAO phase leads to a broad positive anomaly extending from the Iberic peninsula to the eastern US coast, and two negative anomalies off Newfoundland and in the northern tropical Atlantic and eastern subtropics. In addition, there are strong positive anomalies in the Labrador Sea, the North Sea, the northern Gulf of Mexico, and near the Congo river. Note that the negative SSS anomaly in the eastern subtropics and along the northern coast of South America are in part due to anomalous wind-driven upwelling off the coast, not included in Fig. 3.32. Overall, the direct impact of the NAO on SSS is rather small, however, as the lag 0 pattern best corresponds to EOF 3 in Fig. 3.25 and only explains 2.3% of the yearly SSS anomaly variance between 10°S and 70°N (2.9% for the lag 1 pattern). This is much less than the 7.4% explained by the NAO-induced SST tripole, or the 6.1% of the sum variance explained by the NAO pattern in Fig. 3.32. As pointed out earlier, advection is too strong for a substantial amount of SSS variability to be represented by a standing pattern.

The evolution of the SSS response to the NAO remains significant in most of the basin for several years, while its pattern changes (Fig. 3.33). To demonstrate the overwhelming influence of the mean currents, Lagrangian drifters are released at some of the main centers of action of the in-phase SSS response and, for clarity, only their trajectories in the surface mixed layer during the preceding year are displayed for each of the first three lags. Note in particular that the negative SSS anomaly initially centered near 50°N/40°W progressively spreads northward and eastward as in Fig. 3.31. After a year or two, it is replaced by the large positive anomaly that originates from both the Labrador Sea and the Nova Scotia area. Reverdin et al. (2002) have observed a similar propagation and change of sign of SSS anomalies in the subpolar gyre. When the positive anomaly reaches about 20°W, its southern part is advected southeastward in the subtropical gyre where it rapidly decays because of subduction, while its northern part keeps propagating along the North Atlantic drift, eventually entering the Nordic Seas or recirculating along the subpolar gyre. The negative SSS anomaly in the western tropical North Atlantic is also strongly advected by the mean currents, consistent with Fig. 3.27. In the subtropics, the mean currents are weak (see the drifters) and cannot explain the general westward or southwestward propagation of the SSS pattern. The lagged regression in Fig. 3.34 shows that the propagation can be in part explained by anomalous geostrophic advection, in particular around 20°N (lag 0 is not

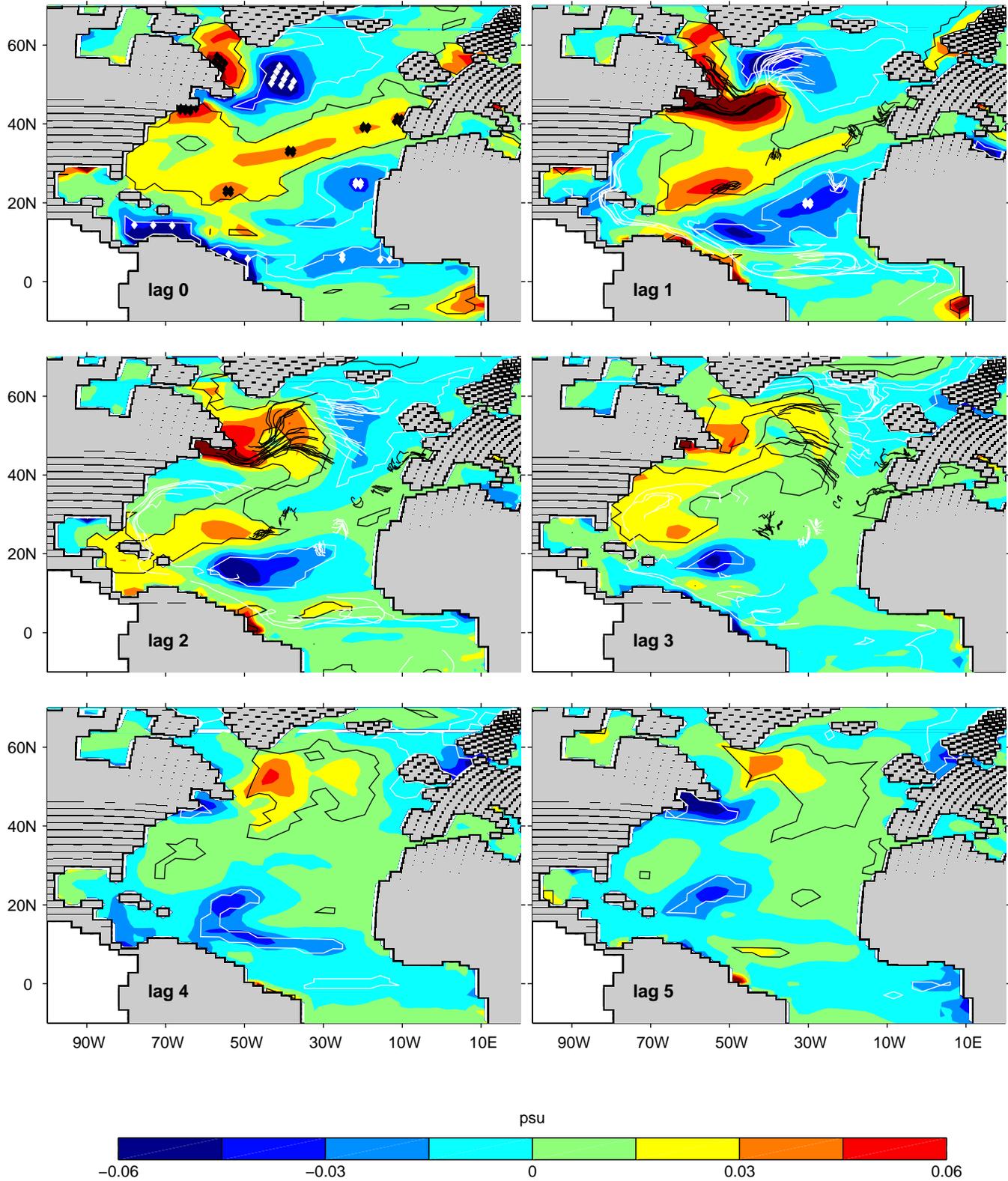


Figure 3.33: Colors: Lagged regression of SSS on the normalised yearly NAO time series (lags are in years). Black (white) lines: Lagrangian trajectories of fictive particles released at the main positive (negative) centers of action of SSS response. Starting points are represented by diamonds and the drifter paths only shown for the preceding year and for drifters remaining in the (annual mean) mixed layer. Black (white) contours indicate the 10% significance level.

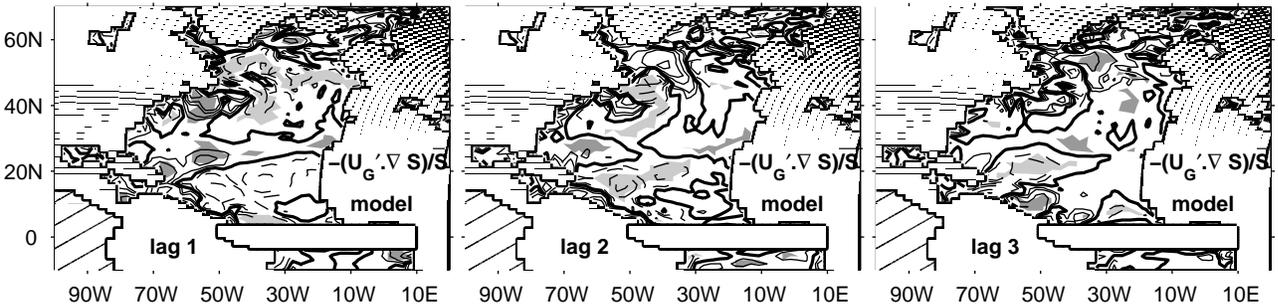


Figure 3.34: Lagged regression of anomalous geostrophic SSS advection on the normalised yearly NAO time series (lags are in years). The contours correspond to 0, 2.5, 5, 12.5, 22.5 and 50 mm/month, with continuous for positive and dashed for negative values. The solid contour is for zero. Dark (light) shaded area are positive (negative) and significant at the 10% level.

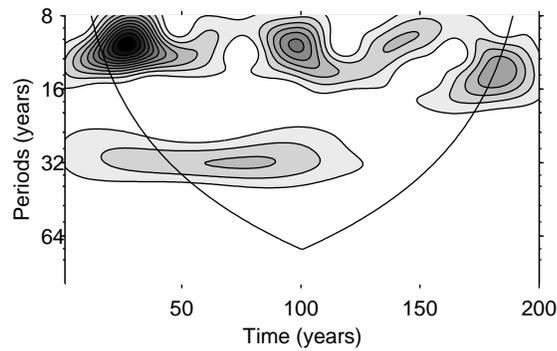


Figure 3.35: Time-frequency decomposition of the normalised decadal NAO time series. The contour interval is  $0.01 \text{ year}^{-1}$ . The black line indicates where edge effects might be present.

shown as the amplitudes are small). Indeed, the NAO-induced anomalous geostrophic currents are persistent and propagate westward, possibly due to Rossby wave propagation, resulting in a westward propagation of the anomalous geostrophic advection, hence of the SSS anomalies. Note incidently the strong amplitude of the anomalous geostrophic advection in the northwestern Atlantic which clearly contributes to generating large, persistent SSS anomalies in this area.

### Decadal timescales

The wavelet spectrum in Fig. 3.35 shows that the low-frequency NAO variance is large at the decadal timescale and that, during the first 100 years of data or so, there is a small peak at a period of about 33 years. Correspondingly, the decadal time series is strongly anticorrelated at 16-17 years. Such change in the temporal regimes of the NAO have been observed by Hurrell and van Loon (1997), among others. The relative importance of the freshwater flux is a bit larger than at the shorter timescale, essentially due to precipitation in the western part of the basin, and it becomes more comparable to

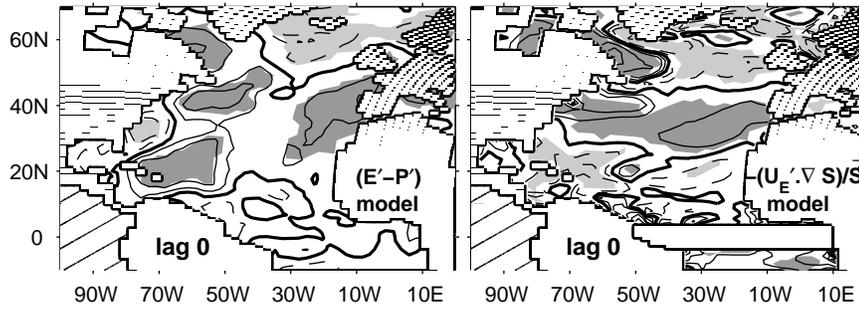


Figure 3.36: As in Fig. 3.34 but for the in-phase regression of freshwater flux (left) and anomalous Ekman advection (right) on the normalised decadal NAO time series.

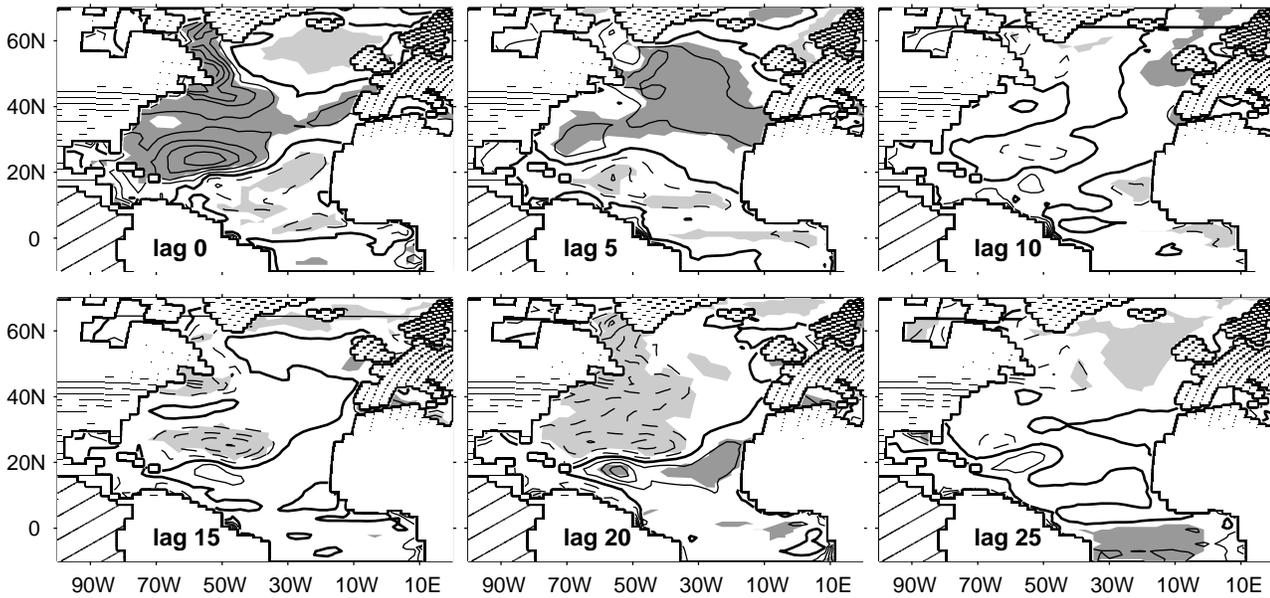


Figure 3.37: As in Fig. 3.34 but for the lagged regression of SSS on the normalised decadal NAO time series. The contour interval is 0.015 psu.

that of anomalous Ekman advection (Fig. 3.36). The decadal SSS response at lag 0 is stronger and mostly confined to the western part of the basin (Fig. 3.37), consistent with Reverdin et al. (1997)'s findings in the subpolar gyre. This structure explains a fraction (5.6%) of the SSS variance in the North Atlantic twice larger than at the annual timescale. This contrasts with the decadal SST pattern forced by the NAO (not shown) which closely resembles the tripole obtained at shorter timescales and does not explain more variance. In the eastern half of the basin, the SSS pattern at lag 0 is close to that at shorter timescales and is well explained by the atmospheric forcing. In the western half, however, the scales are much larger, reflecting the spreading by mean advection discussed above. As the latter mostly takes place in less than 10 years, it is only the averaged structure that is seen at the decadal scale. In the western subtropics, the anomaly is due to the persistent anomalies observed at

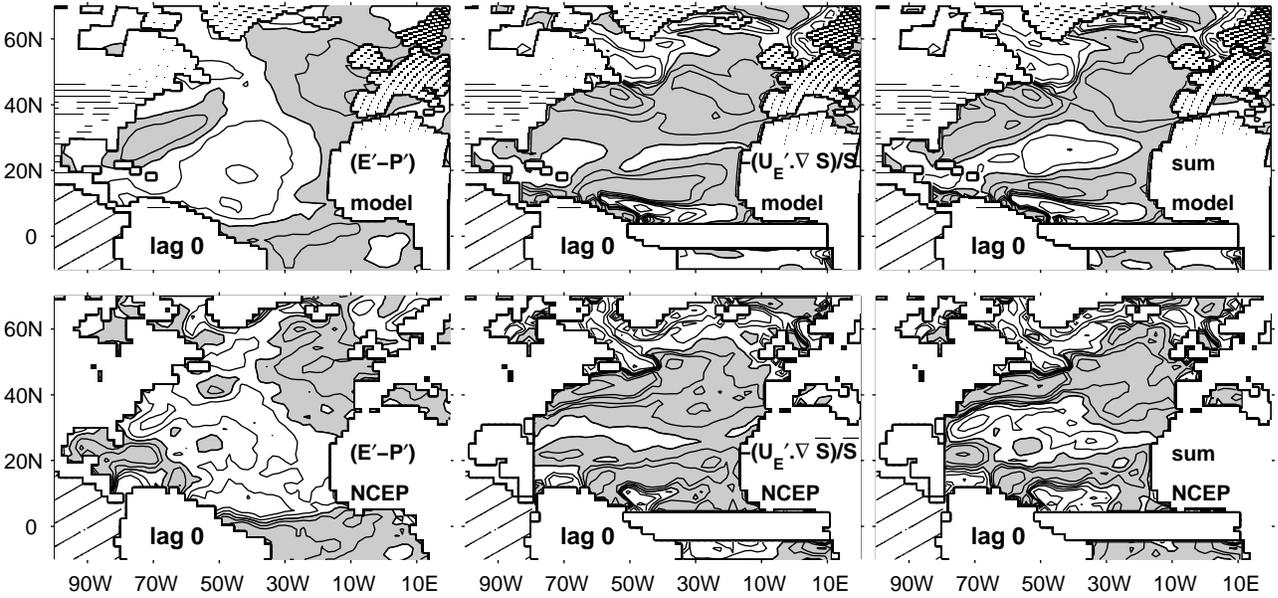


Figure 3.38: As in Fig. 3.32 but for the normalised yearly EA time series. Shadings are as in Fig. 3.34

shorter timescales and linked to geostrophic variability.

Figure 3.37 shows that the low-passed SSS response to the NAO slowly evolves as expected from advection by the mean circulation while it slowly decays, so that at lag 10, the regression on the NAO is only 10% significant in a small area. However, because of the above-mentioned anticorrelation of the decadal NAO, the regression is again significant at lags 16 to 20, showing a structure that is approximately out of phase with the lag 0 pattern. This change of sign appears much more strongly than in the NAO forcing, consistent with the integrated nature of the oceanic response that favors low-frequency forcing.

### 3.3.4 SSS anomalies generated by the EAP

The second leading mode of atmospheric variability in the North Atlantic is the East Atlantic (EA) pattern, explaining 17% of the monthly SLP variance (versus 20% in NCEP). Its PC is weakly auto-correlated at 1 month lag. Figure 3.38 shows the associated freshwater flux and the anomalous Ekman advection, as well as their sum, using yearly data. The anomalous freshwater flux is negative in the center of the basin and positive in the tropics, in the northeastern part of the basin, and, in BCM but not in NCEP, in the western mid latitudes. Except for the latter anomaly, the BCM and NCEP patterns compare rather well and are consistent with Bojariu and Reverdin (2002). The anomalous Ekman advection of salt again dominates the freshwater flux but, as for the NAO, its relative importance decreases at longer timescales (not shown). The in-phase SSS response to the EA mode largely

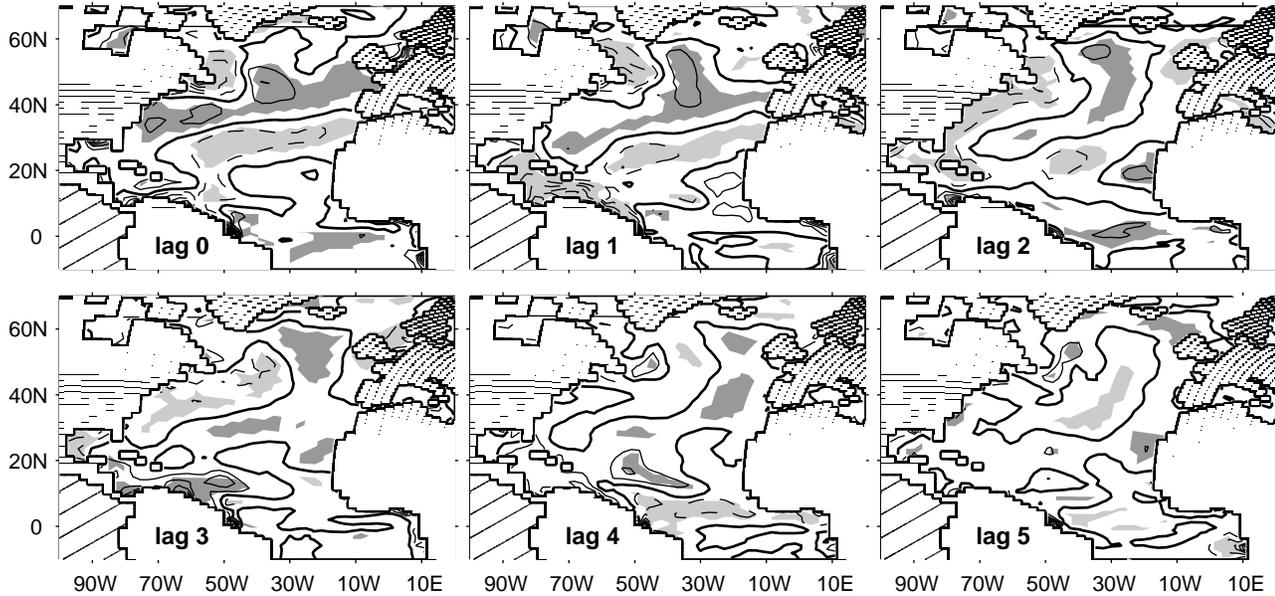


Figure 3.39: As in Fig. 3.34 but for the lagged regression of SSS on the normalised yearly EA time series. The contour interval is 0.015 psu.

reflects the forcing pattern, especially at mid latitudes (Fig. 3.39). It consists of a positive anomaly extending along the North Atlantic current path, and a negative anomaly northeast of Newfoundland and in the center of the basin near 30°N. It explains 1.2% of the yearly SSS anomaly variance between 10°N and 70°N (1.4% for the lag 1 pattern), which is less than the 2.6% explained by the EA-induced SST pattern, or the 2.5% of the sum variance. This pattern is again quite persistent, but advected and distorted by the mean currents. Note in particular northeastward advection of the positive anomaly in Fig. 3.39 along the North Atlantic current.

### 3.3.5 Conclusions

We have investigated the intraseasonal to interdecadal variability of SSS in the Atlantic ocean in a 200-years simulation with the BCM. All but one of the major centers of variability of the SSS anomalies are located in the vicinity of the mouth of a major river, where runoff creates large mean SSS gradients. Anomalous advection and runoff mostly contribute to generating SSS anomalies, except in the St Lawrence area where freshwater exchanges, mainly via evaporation, are also important. Precipitation is as important as anomalous advection in the northwestern tropics. Entrainment and vertical advection were not considered, but they seem to significantly contribute to the generation of SSS anomalies along the coasts. On average over the basin, both in the model and NCEP (and in Mignot and Frankignoul, 2003), the anomalous Ekman advection of salt is more important than the local freshwater flux forcing. Advection by the mean circulation and geostrophic variability are also important, in particular at long

timescales. Using a Lagrangian technique, we were able to show that the propagation and distortion of the SSS anomalies over up to 5 years could be largely explained by the mean mixed layer currents. Because of the overwhelming influence of advection, an EOF analysis is not an efficient way to study SSS variations.

We have also investigated the SSS changes created by the main modes of atmospheric variability in the North Atlantic, which are fairly realistic in BCM (the ENSO signal in the Atlantic, poorly represented, has not been discussed). The forcing associated with the NAO is primarily due to anomalous Ekman advection, which largely dominates the freshwater flux in both BCM and NCEP. At the decadal timescale however, the freshwater flux becomes more comparable to the anomalous Ekman advection. The NAO explains more of SST than SSS variance, primarily through heat flux forcing, but its relative importance increases for SSS at long timescales. In the model, the NAO-induced SSS anomalies can be followed for more than 5 years, while they are advected and distorted by the mean oceanic circulation, except in the subtropics where the apparent westward propagation seems to be due to anomalous geostrophic advection. At the decadal timescale, the SSS pattern in the eastern Atlantic reflects that of the atmospheric forcings, while in the western Atlantic, it has a larger scale, reflecting the integration of advective spreading. The SSS anomalies behave similarly in response to the EA pattern and are also primarily forced by anomalous Ekman advection. They can also be followed for several years along the main currents paths.

The strong SSS anomalies that are generated by the natural variability of the NAO are in part advected in the Nordic Seas after a delay of several years. They are thus likely to influence deep convection and the meridional overturning circulation. Using greenhouse warming simulations in coupled models, Latif et al. (2000) and Thorpe et al. (2001) predict that advection of salinity anomalies through the Atlantic can significantly affect the thermohaline circulation. This pertains to larger timescales than considered here. The link between atmospheric, SSS and meridional overturning variability in BCM will be discussed elsewhere.

### 3.4 SSS, SST et densité de surface dans le BCM

Les interactions océan-atmosphère se font essentiellement par l'intermédiaire de la couche de mélange océanique, caractérisée par un profil de densité homogène. Pour beaucoup de processus climatiques, c'est donc en réalité la densité de surface qui est la variable physique importante. Dans les observations, elle dépend principalement de la température, sauf dans les hautes latitudes et dans la mer du Labrador où la température est froide et où la salinité peut donc avoir une influence importante (Reverdin et al., 1997). Dans le BCM, les principaux modes de variabilité des anomalies mensuelles de densité de surface (Fig. 3.40 en haut) sont en effet assez proches de ceux de la SST, mêmes si on retrouve des structures caractéristiques de la variabilité de la SSS. Les panneaux inférieurs de cette figure montrent la régression de la SSS et de la SST respectivement sur les PC de densité de surface. On a indiqué le pourcentage de variance mensuelle de SSS ou de SST expliqué par chaque structure. Les structures de SST (en bas) sont particulièrement proches des EOF de densité, et elles correspondent à un pourcentage de variance de SST équivalent au pourcentage de variance de densité expliqué par chaque EOF. Les structures de SSS ont quant à elles une échelle spatiale beaucoup plus petite et elles expliquent un faible pourcentage de variance. Comme dans les observations, la densité de surface est donc principalement liée à la SST. Cependant, la situation est différente à basse fréquence (Fig. 3.41): les structures de densité de surface sont assez peu modifiées, mais la ressemblance avec la variabilité de la SSS ressort plus nettement. La SSS se projette d'ailleurs beaucoup plus fortement sur les PC de densité. Les structures associées aux trois premières EOF de densité expliquent quasiment le même pourcentage de variance de SSS et de SST (32 à 35 %). L'importance relative de la SSS sur la variabilité grande échelle de la densité de surface augmente donc nettement à basse fréquence.

Par ailleurs, on a représenté sur la figure 3.42 l'écart-type des anomalies de densité de surface dans le BCM en mensuel et en décennal. Ces cartes ressemblent à celles de la salinité (Fig. 3.24) tandis que celles de la température (Fig. 3.18) sont de plus grande échelle. La salinité de surface domine donc la variabilité petite échelle de la densité de surface.

Dans les observations comme dans le BCM, les anomalies de SSS sont donc susceptibles d'influencer la densité de surface et donc la profondeur de la couche de mélange océanique. Cette influence laisse présager un rôle des anomalies de SSS dans la variabilité de la circulation thermohaline.

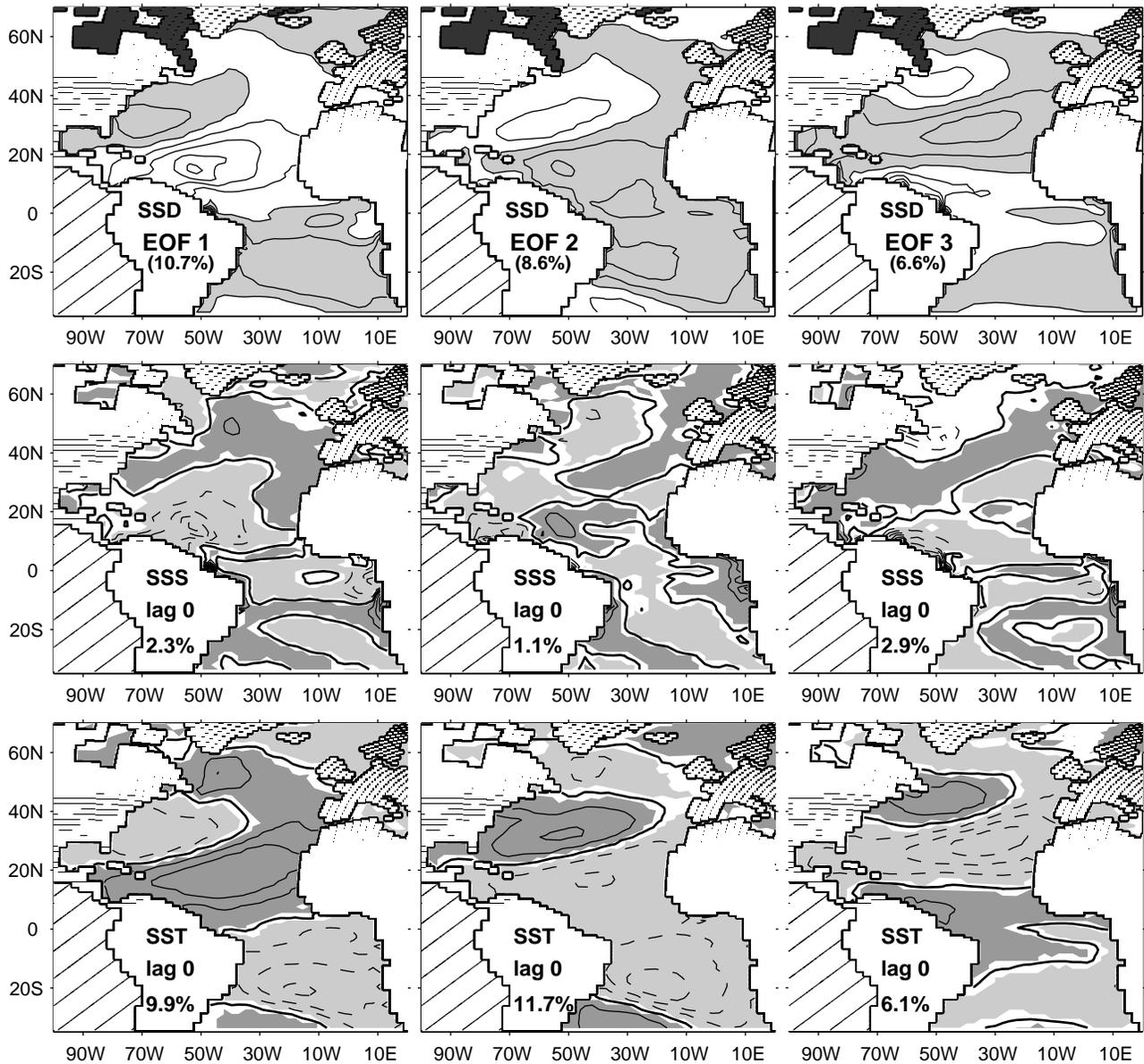


Figure 3.40: En haut: Trois principales EOF des anomalies mensuelles de densité de surface (SSD). Les zones où la concentration de glace dépasse 20% en hiver ont été noircies et non prises en compte pour le calcul. L'intervalle entre les contours est de  $0.06 \text{ kg.m}^{-3}$  et les zones positives sont grisées. Le pourcentage de variance de SSD expliqué par chaque EOF est indiqué entre parenthèses. Au milieu et en bas: Régression de la SSS (au milieu) et de la SST (en bas) sur chacune des PC de SSD. Le pourcentage de variance expliquée par chaque structure est indiqué entre parenthèses. L'intervalle entre les contours est  $0.04 \text{ psu}$  pour la SSS et  $0.15 \text{ K}$  pour la SST. La convention des contours et des grisés est la même qu'au paragraphe 3.3.

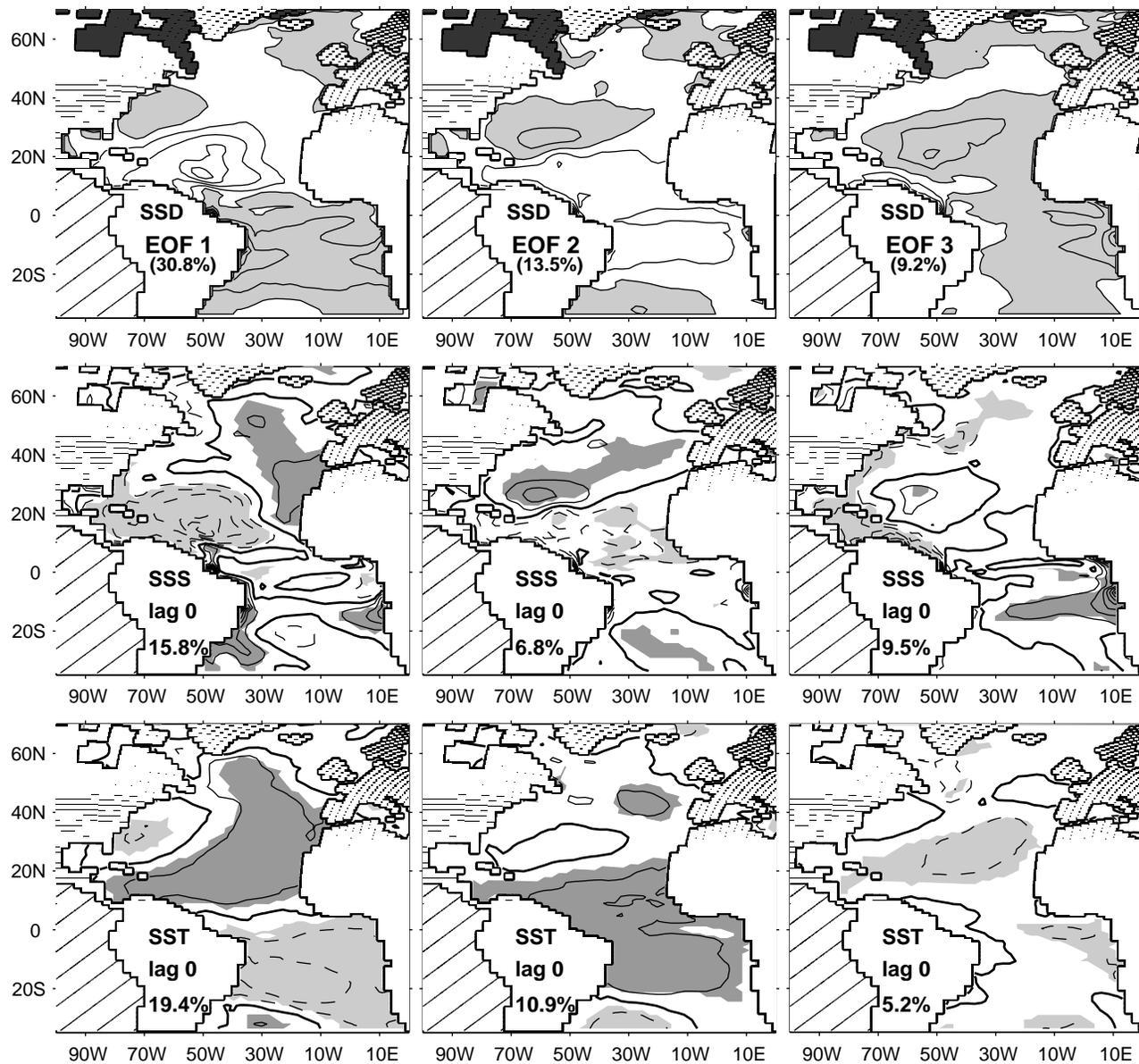


Figure 3.41: Idem Fig 3.40, à l'échelle de temps décennale. L'intervalle entre les contours est de  $0.03 \text{ kg.m}^{-3}$  pour la densité de surface,  $0.02 \text{ psu}$  pour la SSS et  $0.075 \text{ K}$  pour la SST.

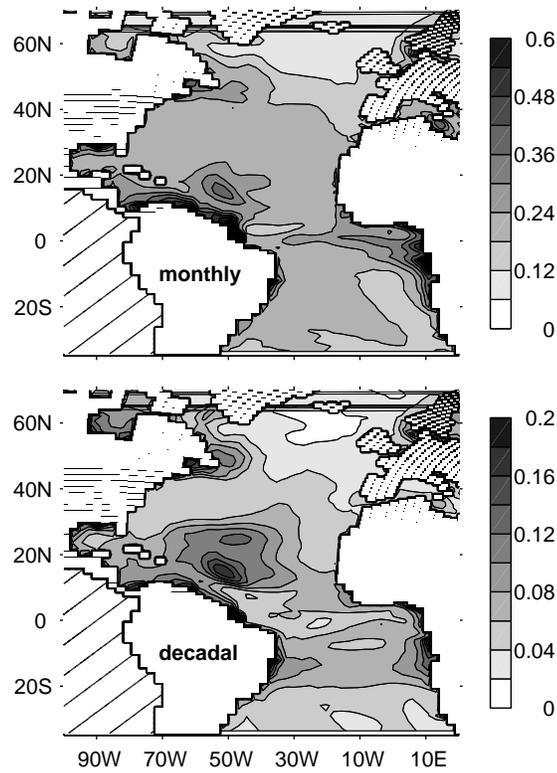


Figure 3.42: Deviation standard (en  $\text{kg.m}^{-3}$ ) des anomalies de densité de surface à l'échelle mensuelle (en haut) et décennale (en bas) dans le BCM.



## Chapitre 4

# Variabilité de la circulation méridienne moyenne dans le Bergen Climate Model

Comme on l'a exposé en introduction, la circulation thermohaline est une composante fondamentale du système climatique notamment parce qu'elle assure une grande part du transport de chaleur vers le nord par l'océan. Sa variabilité est essentiellement due à des anomalies de température ou de salinité qui modifient le gradient méridien de densité. En moyenne, l'Atlantique Nord reçoit de la chaleur aux basses latitudes et en perd dans les hautes latitudes. En l'absence de tout autre effet, les différences de densité ainsi générées entraîneraient un flux en surface de l'Equateur vers les pôles où l'eau froide aurait tendance à plonger et devrait donc être remplacée par conservation de la masse. D'autre part, on a vu que les subtropiques de l'Atlantique Nord étaient caractérisées par une forte évaporation et donc une salinité relativement importante. En l'absence de tout autre effet, on s'attend donc à un flux en surface vers le sud pour remplacer l'eau salée qui aurait tendance à plonger près de l'Equateur. Les flux atmosphériques moyens de salinité et de température ont donc des effets opposés et selon l'influence relative de chacun des deux, on peut s'attendre à plusieurs états d'équilibre. Stommel (1961) a mis en évidence ces équilibres multiples dans un modèle simple à deux boîtes. De nombreuses études ont par la suite étudié la variabilité de la THC à l'aide de modèles océaniques plus ou moins complexes. Ces modèles mettent en évidence une variabilité décennale qui dépendant des paramètres du modèles et du forçage en surface. En particulier, la THC s'avère assez sensible aux conditions de surface du modèle océanique. La plupart de ces modèles utilisent des conditions aux limites mixtes, c'est-à-dire que la SST est rappelée à la température de l'atmosphère tandis que la SSS est gouvernée par un flux fixe de salinité. Cette formulation est basée sur le fait que la SSS n'a pas de rétroaction directe sur le flux d'eau douce. Les études utilisant ce type de conditions aux limites font

apparaître des équilibres multiples de la THC (Bryan, 1986, Marotzke and Willebrand, 1991) et des oscillations de 10 à 1000 ans environ (Mikolajewicz and Maier-Reimer, 1990, Weaver et al., 1991, Chen and Ghil, 1995). Chen and Ghil (1996) ont montré que les oscillations trouvées par Chen and Ghil (1995) persistent en cas de couplage avec un modèle atmosphérique de simple balance énergétique. Ces résultats démontrent la sensibilité des oscillations thermohalines au flux de sel. Néanmoins, la condition aux limites mixte est peu réaliste car elle ne permet aucun ajustement de l'atmosphère.

Depuis une dizaine d'années, plusieurs expériences couplées de modèles globaux de circulation générale ont permis d'étudier plus précisément la variabilité décennale à multidécennale de la circulation thermohaline dans l'Atlantique. En 1993, Delworth et al. ont décrit des oscillations climatiques dans l'Atlantique Nord sur environ 50 ans dans le modèle du GFDL. Des anomalies de salinité transportées dans les hautes latitudes par la circulation horizontale induisent des changements de la force de la circulation thermohaline. Dans leur modèle, ces deux circulations ne sont pas en phase et c'est ce décalage temporel qui est à l'origine des oscillations. Ce mode est donc purement océanique et ne fait pas intervenir de couplage entre l'océan et l'atmosphère. Delworth and Greatbatch (2000) ont approfondi ces résultats par une étude de sensibilité. Ils ont montré l'importance de la variabilité basse fréquence du forçage atmosphérique, et en particulier des flux de chaleur, pour générer ce mode. Ils confirment de plus qu'il n'implique pas de rétroaction de l'océan sur l'atmosphère. Dans une simulation du modèle ECHAM3-LSG, par contre, Timmermann et al. (1998) ont proposé un mécanisme couplé pour expliquer la variabilité (cycle de 35 ans) en Atlantique Nord: l'intensification de la circulation thermohaline conduit à un réchauffement des eaux de surface de l'Atlantique Nord. La réponse atmosphérique à ces anomalies de température entraîne un renforcement de la NAO, qui intensifie le flux d'eau douce et le transport d'Ekman en mer du Groenland et au large de Terre-Neuve. Il s'ensuit une réduction de la SSS dans la zone de convection située au sud du Groenland et un affaiblissement de la circulation thermohaline et du transport de chaleur associé. Des anomalies négatives de température de surface apparaissent alors dans l'Atlantique Nord et la seconde partie du cycle se déclenche. Enfin, Vellinga and Wu (2002) ont récemment également proposé un mécanisme couplé pour expliquer la variabilité naturelle de la THC dans le modèle HadCM3. Une intensification de la THC entraîne dans leur modèle un dipôle de SST dans l'Atlantique tropical qui a pour effet de décaler vers le nord la position de l'ITCZ (Chang et al., 1997) et les fortes précipitations associées. Les eaux tropicales et subtropicales de l'Atlantique Nord deviennent alors anormalement peu salées. Ces anomalies sont advectées vers les hautes latitudes et entraînent une diminution de la convection profonde. La THC est ainsi ralentie et la deuxième moitié du cycle commence. Dans le modèle HadCM3, ce cycle dure au total une soixantaine

d'années. Dans le même modèle, Vellinga et al. (2002) ont artificiellement arrêté la circulation thermohaline en imposant une anomalie d'eau douce dans les hautes latitudes de l'océan Atlantique puis ils ont laissé le modèle évoluer librement. Ils observent que la circulation thermohaline retrouve son niveau initial après 120 ans environ. Ce rétablissement est dû à un processus très semblable à celui de Vellinga and Wu (2002), faisant intervenir un décalage de l'ITCZ et l'advection d'anomalies de salinité des tropiques vers les hautes latitudes. Otterå et al. (2003) ont eux perturbé le modèle de Bergen en imposant durant 150 années de simulation un important flux d'eau douce dans les hautes latitudes de l'Atlantique Nord. La circulation thermohaline ralentit pendant les 50 premières années mais retrouve progressivement son niveau initial ensuite. Otterå et al. expliquent ce rétablissement à nouveau par l'advection d'anomalies de salinité venant des tropiques. Dans leur cas, cependant, ces anomalies ne sont pas dues à un déplacement de l'ITCZ mais au ralentissement du courant de Guyane qui augmente le temps de résidence de la salinité (et de la température) le long de la côte nord de l'Amérique du Sud ce qui permet à ces dernières de s'accumuler. Pour finir, on peut rappeler les expériences de Latif et al. (2000) et de Thorpe et al. (2001) qui suggèrent également, pour deux modèles couplés différents, que la circulation thermohaline dans l'Atlantique serait stabilisée grâce à l'advection d'anomalies de salinité des tropiques vers les hautes latitudes dans le cas d'une augmentation de gaz à effet de serre dans l'atmosphère. Dans leurs cas, ces anomalies de SSS sont dues à une intensification de l'export d'eau douce de l'Atlantique tropical vers le Pacifique tropical. Latif et al. (2000) attribuent ce phénomène à une intensification du phénomène ENSO dans le cas d'un réchauffement climatique (Timmermann et al., 1999).

On peut noter que la plupart de ces mécanismes attribuent un rôle important voire fondamental aux anomalies de salinité. Néanmoins, dans la pratique, dans les modèles couplés, on ne peut pas extraire la THC de la circulation océanique moyennée zonalement (MOC, voir paragraphe 3.1.2). Cette dernière est forcée par le flux de poussée atmosphérique mais aussi par les anomalies de vent. L'océan n'étant pas un système linéaire, les anomalies de vent sont d'ailleurs susceptibles de créer elles-mêmes des anomalies de gradient méridien de densité, ce qui explique qu'on ne puisse pas séparer la circulation due au vent et la circulation due aux phénomènes thermohalins. L'objectif de ce chapitre est de contribuer à la compréhension de la variabilité de la MOC et de la THC dans l'Atlantique Nord en examinant les mécanismes en jeu dans le BCM. Nous nous focaliserons en particulier sur les éventuels processus thermohalins, susceptibles de faire intervenir des anomalies de salinité. Nous commencerons par comparer les différents indices qui peuvent être utilisés pour caractériser les variations de MOC: la série temporelle de son maximum, à une latitude donnée ou toutes latitudes confondues (e.g. Delworth et al., 1993, Rahmstorf, 1995a, Capotondi and Holland, 1998), la série temporelle associée à

sa variabilité dominante (e.g. Bentsen et al., 2002), ou encore une série temporelle caractérisant le transport méridien de chaleur associé (e.g. Hakkinen, 2002). Comme l'ont souligné Vellinga and Wu (2002), la physique représentée par ces différents indices peut varier selon l'échelle de temps. Nous décrirons ensuite la convection profonde dans le modèle et nous examinerons son influence sur la MOC. Le lien de la MOC la NAO sera également étudié. Les deux derniers paragraphes seront consacrés à l'étude des anomalies océaniques et atmosphériques associées à une accélération de MOC aux échelles de temps interannuelles puis décennales.

## 4.1 Le choix d'un indice pour décrire les variations de MOC dans le modèle

### 4.1.1 Caractérisation de la force de la MOC

Comme on l'a vu plus haut (paragraphe 3.1.2), l'amplitude de la fonction de courant de la circulation océanique moyennée zonalement dans le BCM est relativement comparable aux estimations déduites des observations (Ganachaud and Wunsch, 2000). En référence à Delworth et al. (1993), on construit un indice, appelé MOI pour *Meridional Overturning Index*, caractérisant la force de la MOC et défini comme le maximum entre 10 et 70°N de latitude et 500 et 5000 m de profondeur de la fonction de courant de la circulation océanique moyennée zonalement. L'autocorrélation et le spectre de cette série temporelle sont représentés sur la figure 4.1. La série est décorrélée au niveau de 10% à partir d'un décalage de temps de 2 ans, mais elle semble contenir une légère périodicité autour de 2-3 ans et vers 15-20 ans, comme le montrent les pics de variance (à droite). La structure de MOC associée à cette série temporelle est représentée sur la figure 4.2. Il s'agit d'une structure unicellulaire, avec une plongée des eaux de surface autour de 50°N, et un maximum de circulation entre 20 et 30°N.

Une autre approche pour caractériser la force de la MOC consiste à considérer le maximum de la fonction de courant à une latitude donnée. En effet, si la latitude du maximum de la MOC change au cours du temps, l'indice MOI peut mélanger différents processus physiques (e.g. Vellinga and Wu, 2002). Certains auteurs choisissent donc une latitude particulière en raison de son sens physique. Ainsi, Eden and Willebrand (2001) définissent un indice de circulation thermohaline en prenant le maximum de la fonction de courant du transport méridien à 52°N car c'est la limite sud de la zone de convection en mer du Labrador dans leur modèle. D'autres, comme Vellinga and Wu (2002), considèrent la valeur maximale à la latitude du maximum moyen. Dans le BCM, la cellule de NADW est en moyenne centrée à 23°N et on peut vérifier qu'en moyenne annuelle, le maximum de MOC se situe toujours autour de

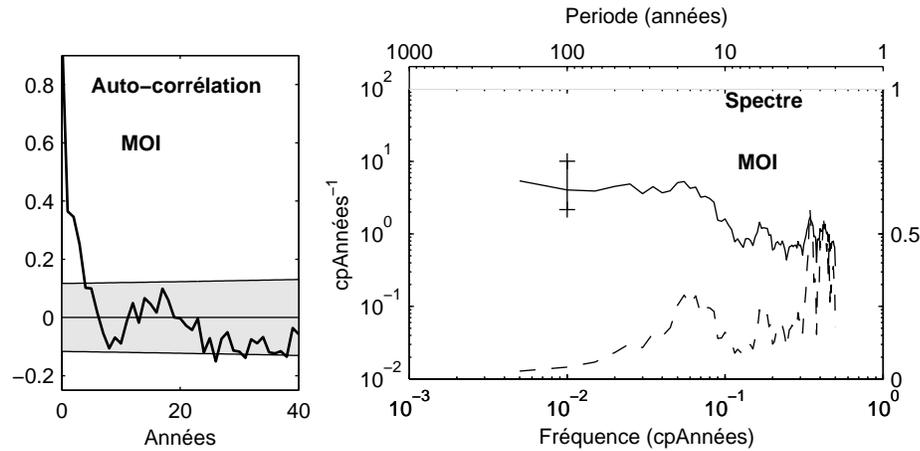


Figure 4.1: A gauche: Auto-corrélation du MOI en moyennes annuelles. La zone grisée indique la limite de significativité à 10%. A droite: spectre d'énergie en échelle log-log (trait plein, échelle de gauche) et en échelle log-linéaire ("variance preserving", tirets, échelle de droite) du MOI. Le spectre est calculé par la méthode multitaper en utilisant 4 tapers. Le trait vertical indique l'intervalle de confiance à 90%

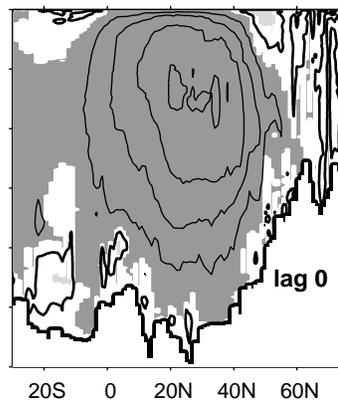


Figure 4.2: Régression de la MOC sur la série temporelle MOI en moyenne annuelle. L'intervalle entre les contours est 0.2 Sv, avec des contours continus pour les valeurs positives et discontinus pour les valeurs négatives. Le contour épais correspond à la valeur zéro. Les zones en gris foncé (clair) sont positives (négatives) et significatives à 10%.

cette latitude. On appelle MOI 23N la série temporelle définie comme le maximum de la fonction de courant méridienne à 23°N. La figure 4.3 montre que la corrélation croisée entre l'indice MOI 23N et l'indice MOI est très forte, ce qui suggère que la variabilité de la MOC peut être étudiée indifféremment à partir de l'un ou l'autre indice. Dans le modèle couplé du NCAR, Capotondi and Holland (1998) obtiennent également les mêmes résultats avec l'un et l'autre indice.

La corrélation du MOI avec des indices pris à d'autres latitudes est plus faible, mais elle reste forte dans les subtropiques et moyennes latitudes de l'Atlantique Nord (pas montré). La figure 4.4 représente le spectre du MOI (trait plein) et celui du maximum de MOC à 40°N, 23°N et 30°S. On

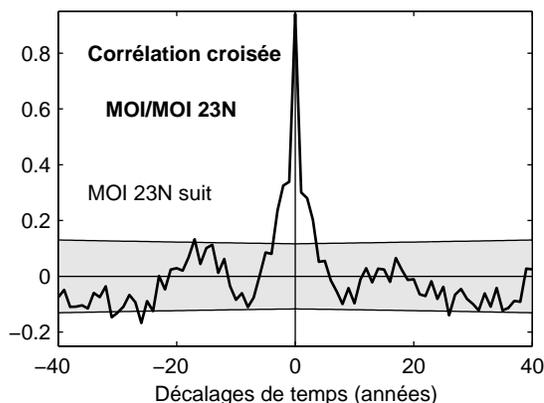


Figure 4.3: Corrélation croisée entre les indices MOI et MOI 23N, en moyennes annuelles. La zone grisée indique la limite de significativité à 10%.

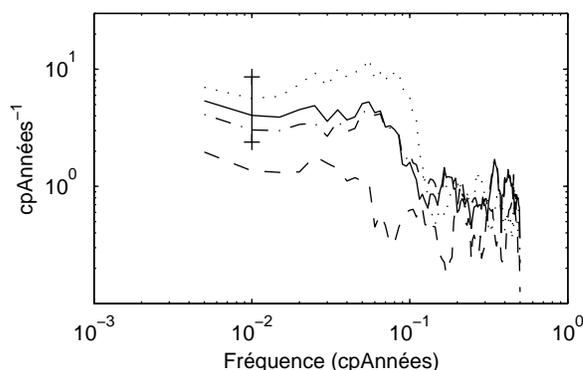


Figure 4.4: Spectres de l'indice MOI (trait plein), et du maximum de MOC à 40°N (pointillés), à 23°N (trait mixte) et à 30°S (tirets). Les spectres sont calculés par la méthode multitaper en utilisant 4 tapers. La barre verticale indique l'intervalle de confiance à 90%

peut vérifier à nouveau la correspondance entre les indices MOI 23N et MOI. La série à 40°N possède le maximum d'énergie à l'échelle de temps décennale et le spectre de la série à 23°N est très similaire, avec un peu moins d'énergie. Le spectre de la série à 30°S décroît beaucoup plus vite à l'échelle de temps décennale. Ce résultat est en accord avec le modèle théorique de Johnson and Marshall (2002) forcé par une perturbation stochastique au nord et appuierait l'hypothèse selon laquelle l'équateur joue le rôle d'un tampon retardant la réponse dans l'hémisphère sud de la MOC à des variations de convection profonde dans les hautes latitudes de l'hémisphère nord (Deshayes, 2003).

#### 4.1.2 Caractérisation de la variabilité de la MOC

Une analyse en composantes principales permet de décrire les principaux modes de variabilité de la MOC dans l'Atlantique. Ils sont représentés en moyenne annuelle sur la figure 4.5 (en haut). Le premier mode explique 40% de la variance totale. Il est composé d'une seule cellule de grande échelle,

centrée à 1800 m de profondeur vers  $17.5^{\circ}\text{N}$ , c'est à dire légèrement au sud par rapport au maximum moyen de la MOC ( $23^{\circ}\text{N}$ ). La PC 1 est légèrement anticorrélée autour de 7-8 ans. Son spectre est rouge (Fig. 4.5, milieu) et la majeure partie de l'énergie se trouve aux échelles de temps multi-annuelles à décennales (voir aussi Bentsen et al. 2002). Le spectre fait apparaître plusieurs périodes préférentielles, notamment autour de 3 ans et autour de 15-20 ans. Ces caractéristiques temporelles sont très proches de celles de l'indice MOI (voir Fig. 4.1) et les deux indices sont en effet très corrélés en phase (Fig. 4.6). Dans le BCM, aux échelles de temps interannuelles, la PC 1 de la MOC est donc une bonne mesure de la force de l'overturning dans le bassin Atlantique.

Les modes suivants sont de plus petite échelle méridienne. Le mode 2 est composé de deux cellules de signes opposés au nord et au sud du bassin et le mode 3 de 3 cellules. Les corrélations entre les PC 1 et 2 (Fig. 4.5 en bas) suggèrent une propagation vers le sud de l'anomalie de MOC. Cette propagation est illustrée sur la figure 4.7 : une anomalie positive apparaît 6 ans avant la PC1 dans les hautes latitudes de l'Atlantique Nord et se décale progressivement vers le sud pour occuper l'ensemble du bassin Atlantique Nord 1 à 2 ans en avance sur la PC 1 (d'où la corrélation entre les PC 1 et 2 quand la première suit d'un an). Elle atteint le sud de l'Equateur en phase avec la PC 1 et elle devient non significative dans les moyennes et hautes latitudes du bassin nord 4 ans après (d'où la corrélation entre les PC 1 et 2 quand la seconde suit de 4 ans). Les régressions sur l'indice MOI mettent en évidence la même propagation vers le sud (Fig. 4.8) et confirment donc que ces deux indices représentent la même physique. Dans toute la suite, on utilisera l'indice MOI plutôt que la PC 1 car il présente l'avantage de ne pas représenter une structure fixe. Les résultats obtenus sont essentiellement similaires en utilisant la PC 1 (voir Bentsen et al., 2002).

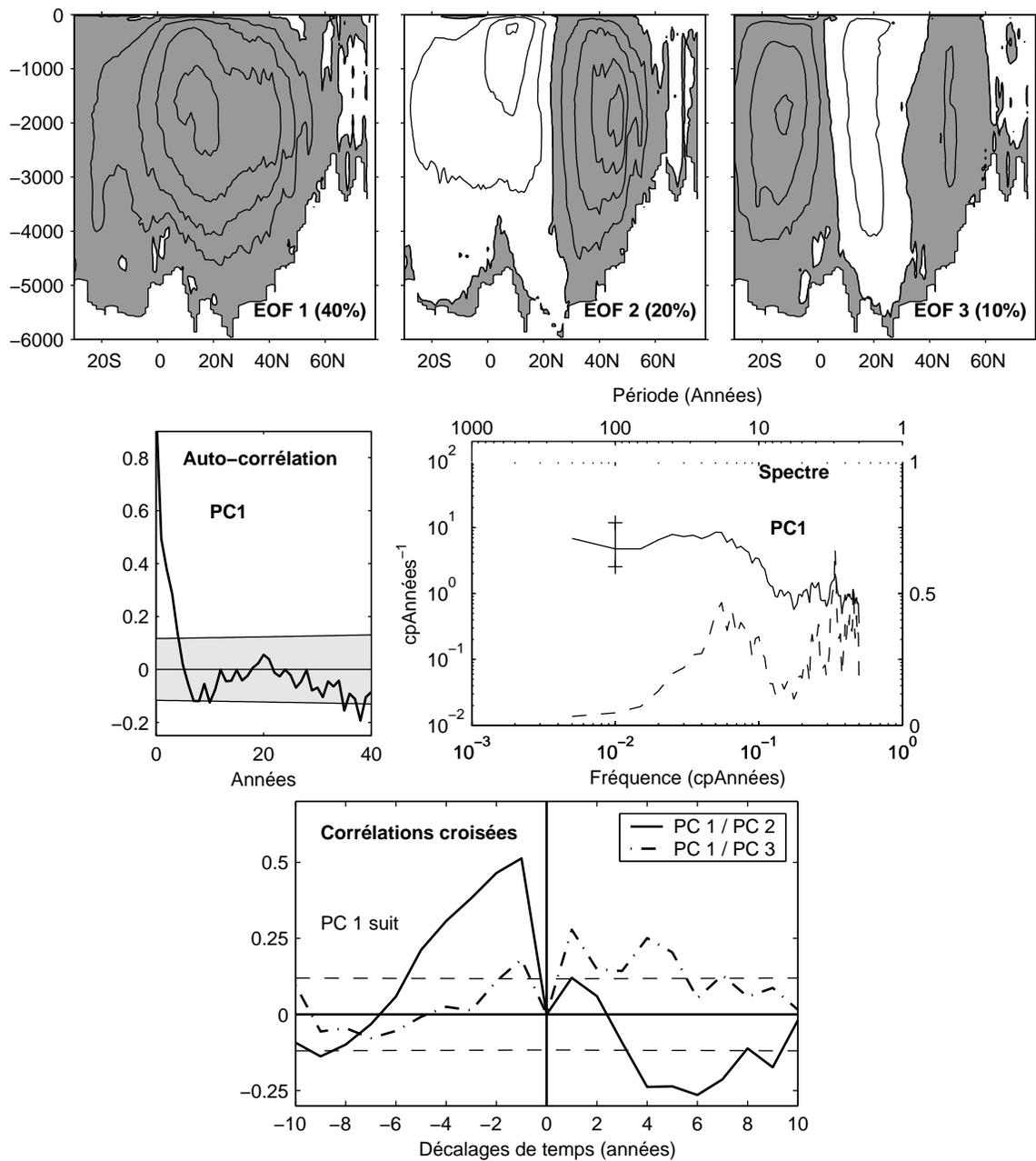


Figure 4.5: En haut: 3 premières EOF de la MOC à l'échelle de temps décennale. Les zones grisées sont positives, et l'intervalle entre les contours est 0.2 Sv. Au milieu: autocorrélation (à gauche) et spectre (à droite) de la PC1. Mêmes légendes que pour la Fig. 4.1. En bas: corrélation croisée entre la PC1 et les PC 2 et 3. Les tirets horizontaux indiquent le niveau de significativité à 10%.

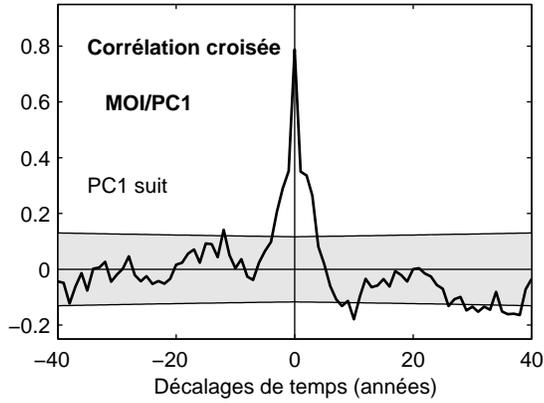


Figure 4.6: Corrélation croisée entre la PC 1 et l'indice MOI, en moyennes annuelles. La zone grisée indique la limite de significativité à 10%.

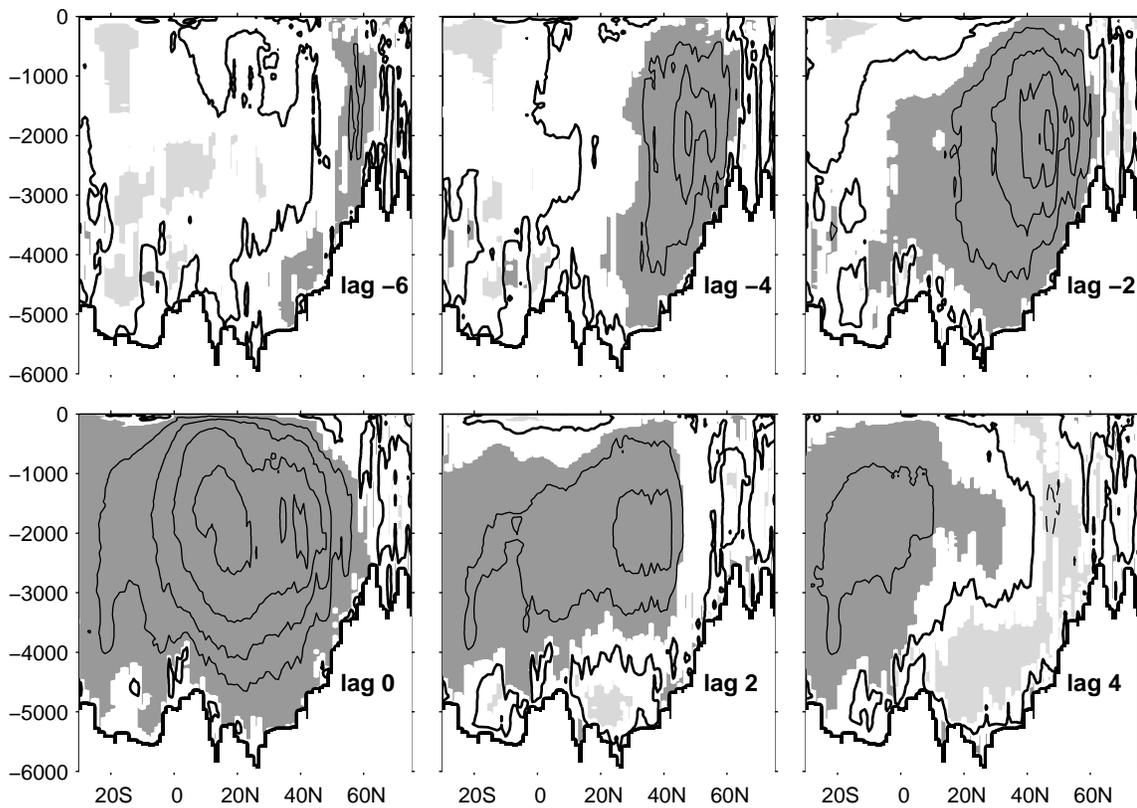


Figure 4.7: Régression avec décalages de temps de la MOC sur la PC1 de MOC en moyennes annuelles. Les décalages de temps sont en années. Le code des contours et des grisés est le même que sur la figure 4.2.

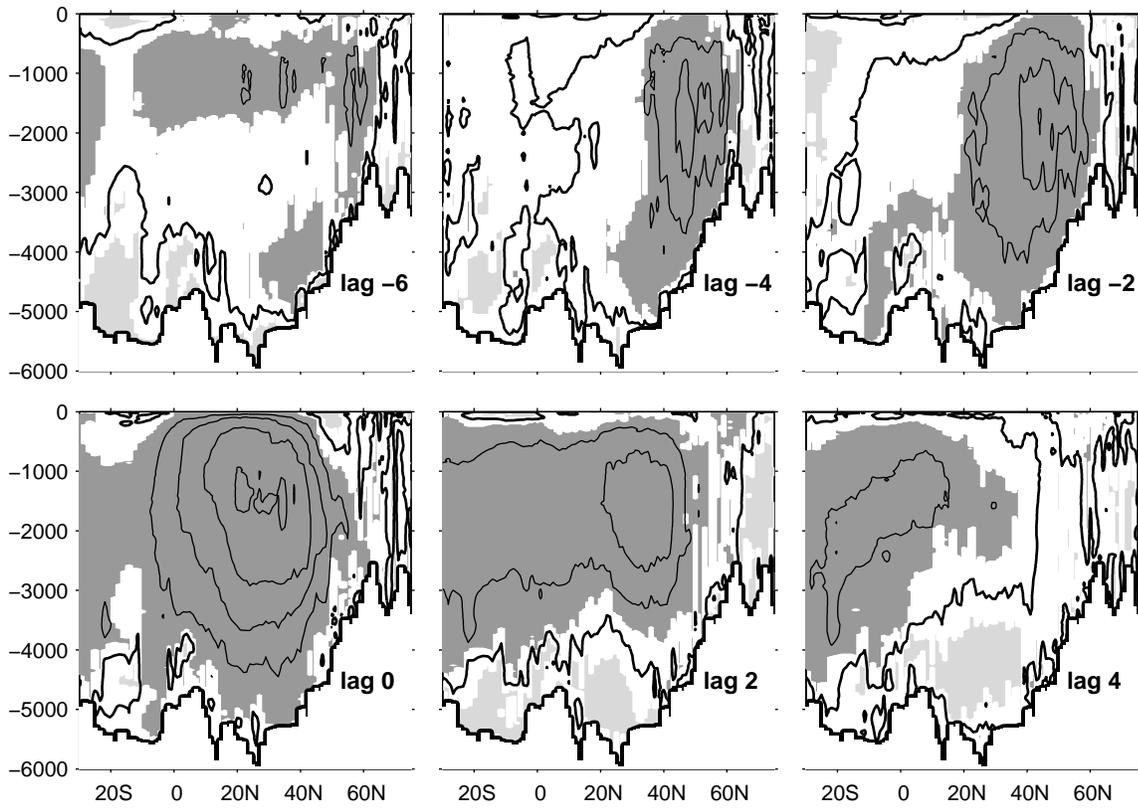


Figure 4.8: *id.* Fig. 4.7 en régressant sur le MOI

### 4.1.3 MOC et transports méridiens de sel et de chaleur

Dans son modèle forcé, Hakkinen (2002) utilise comme indice de la MOC la moyenne annuelle des anomalies du transport méridien de chaleur par l'océan à 45°N. Dans le BCM, la MOC est significa-

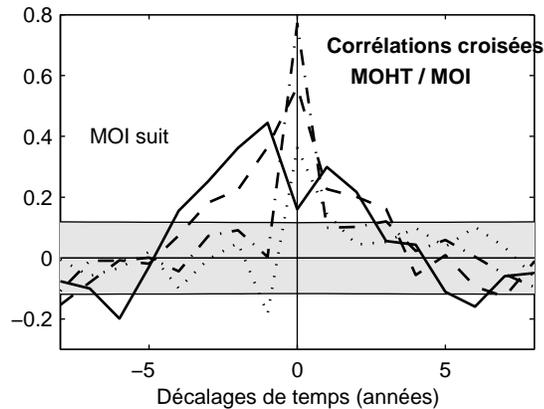


Figure 4.9: Corrélation croisée entre le MOI et le transport méridien de chaleur par l'océan à 5°N (pointillés), 20°N (trait mixte), 35°N (tirets) et 50°N (trait plein) en moyennes annuelles. Le MOI suit aux décalages de temps négatifs. La zone grisée indique la limite de significativité à 10%.

tivement corrélée en phase avec le transport méridien de chaleur entre 5°N et 35°N en moyenne annuelle (Fig. 4.9). Aux plus hautes latitudes, la corrélation est maximale lorsque la MOC suit le transport méridien de 1 an, et la corrélation reste alors significative avec des décalages de temps de 3-4 ans. C'est à 23°N que la corrélation est maximale ( $r=0.8$ ) (même résultat avec la PC 1,  $r=0.7$ ). La série temporelle du transport de chaleur à 23°N semble donc être également un bon indice pour caractériser l'intensité de la MOC. C'est d'ailleurs à 24°N qu'il existe les plus longues séries temporelles d'une estimation du flux de chaleur méridien réel et c'est à cette latitude que la valeur déduite des observations est considérée comme la plus fiable. Une des premières estimations est due à Hall and Bryden (1982), qui donnent la valeur de  $1.2 \pm 0.3$  PW. Ganachaud and Wunsch (2000) l'ont plus récemment estimé à  $1.3 \pm 0.15$  PW. Dans le BCM, le transport méridien de chaleur à 24°N vaut en moyenne 0.93 PW, avec une valeur annuelle minimale de 0.79 PW et une valeur annuelle maximale de 1.10 PW. Il est donc un peu plus faible que ces estimations.

La régression avec décalage de temps des anomalies de transport méridien de chaleur sur le MOI confirme la propagation vers le sud des anomalies de MOC (Fig. 4.10). On peut remarquer que 2 ans après le MOI, l'anomalie de MOC est significative jusqu'au sud du bassin mais est maximale autour de 40°N (Fig. 4.8), ce qui explique les anomalies de transport de chaleur significatives à toutes les latitudes visibles sur la figure 4.10.

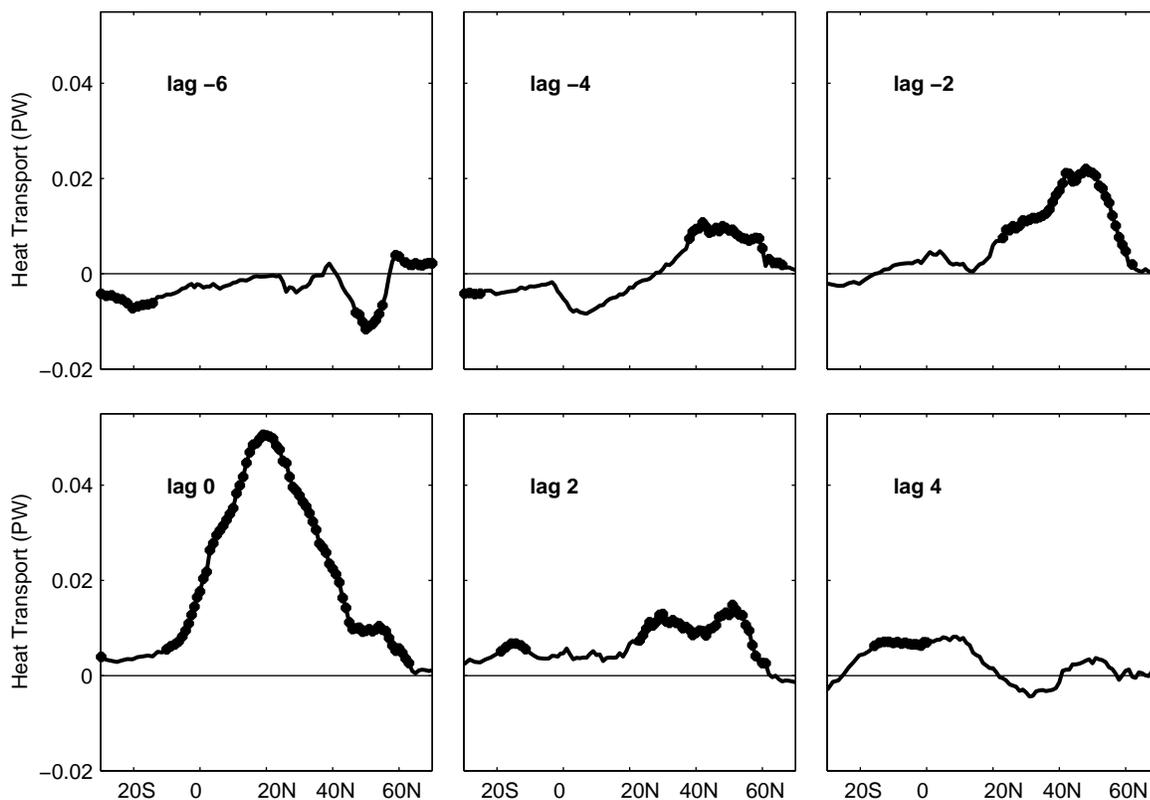


Figure 4.10: Regression avec décalage de temps (les mêmes que sur la figure 4.8) des anomalies de transport méridien de chaleur par l'océan sur le MOI. Les décalages de temps sont en années. Les zones où la ligne est plus épaisse sont significatives à 10% près.

## 4.2 La convection profonde dans le BCM

### 4.2.1 Localisation de la convection profonde dans le BCM

En se basant sur un modèle faiblement diffusif, Stommel and Arons suggèrent dès 1960 l'existence de sources d'eau froides ponctuelles et localisées dans les régions polaires qui équilibrent la lente remontée diffusive dans tout l'océan des eaux profondes. Depuis, plusieurs auteurs ont établi le lien entre la formation d'eaux intermédiaires et profondes dans l'Atlantique Nord et la MOC (e.g. Mauritzen and Hakkinen, 1999, Eden and Jung, 2001, Curry and McCartney, 2001). Les structures convectives ont une échelle horizontale comprise entre 1 (*plumes*) et 10 (tourbillons) km de diamètre (Marshall and Schott, 1999). Dans les modèles comme le BCM qui ne peuvent résoudre de telles échelles spatiales, on distingue uniquement les grandes régions de mélange qui s'étendent sur des distances de l'ordre de 200 km et au sein desquelles la couche de mélange atteint épisodiquement des valeurs extrêmes. Les zones où l'écart-type de la profondeur de la couche de mélange de mars excède 320 m dans le BCM sont représentées sur la figure 4.11. Dans ce modèle, la convection profonde dans l'Atlantique Nord est

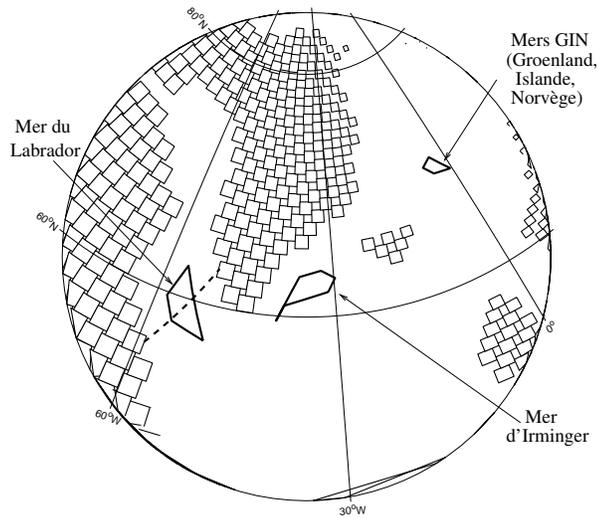


Figure 4.11: Zones de convection dans le BCM. La section indiquée en tirets se rapporte au paragraphe 4.2.2.

localisée dans les mers du Labrador, d'Irminger, et de GIN (Groenland, Islande, Norvège). Ces résultats sont très proches de ceux obtenus par Bentsen et al. (2002) qui définissent la convection profonde avec un critère légèrement différent: ils considèrent les régions où la couche de mélange hivernale (février à avril) excède 1500 m au moins une fois au cours de la simulation.

Dans la mer du Labrador, la convection profonde a pu être directement observée (Clarke and Gascard, 1983, Lab Sea Group, 1998) autour de 56-57°N, au nord-est de la station d'observation climatique "Bravo", mais cette zone est légèrement décalée vers le nord dans le BCM. Ce site de convection est considéré comme l'un des principaux sites de formation d'eau profonde Nord Atlantique (NADW). Il semble influencer très sensiblement la THC (Delworth et al., 1993, Rahmstorf, 1995a) et le transport de chaleur vers le nord associé (Rahmstorf, 1995b). Dans le modèle couplé HadCM3, Wood et al. (1999) ont montré que la convection profonde en mer du Labrador pourrait s'arrêter suite à un réchauffement global. La convection profonde a également été observée en mer du Groenland (e.g. Schott et al., 1993, Marshall and Schott 1999). L'eau profonde formée dans cette zone s'écoule vers le sud en passant par la crête entre l'Islande et l'Ecosse, elle continue ensuite à s'alourdir par entrainement et tapisse le fond de l'océan Atlantique (Dickson and Brown, 1994). En ce qui concerne la mer d'Irminger, Nansen l'avait répertoriée dès 1912 comme un site de formation d'eau profonde. Néanmoins, les observations n'ont confirmé cette hypothèse que depuis les travaux de Pickart et al. (2003) et Bacon et al. (2003).

Les zones de convection profonde identifiées dans le BCM sont donc réalistes. Le paragraphe suivant traite de l'importance des anomalies de salinité pour la convection profonde dans chacune de ces zones.

Nous décrirons ensuite le forçage atmosphérique associé à cette convection.

### 4.2.2 Convection profonde et SSS

Lors de la convection profonde, la colonne d'eau est destabilisée par des anomalies denses en surface. Quels sont les rôles respectifs de la SSS et de la SST dans ce mécanisme? La figure 4.12 montre la corrélation croisée entre les moyennes hivernales (de janvier à avril) de la densité de surface avec la SSS, la SST et la profondeur de la couche de mélange dans chacune des zones de convection du modèle. On montre également son auto-corrélation (trait fin). Dans chaque région, la densité de surface et la profondeur de la couche de mélange sont fortement corrélées (trait épais), comme on l'attend de la convection profonde: une augmentation de densité de surface précède de quelques semaines une intensification du mélange vertical ce qui donne, en moyenne hivernale, une corrélation maximale en phase.

Dans la mer du Labrador, les anomalies de densité de surface sont relativement persistantes: elles sont significativement auto-corrélées jusqu'à un décalage de temps de 7 ans environ. Les anomalies dans la couche de mélange sont en effet protégées de la surface d'un hiver à l'autre par la thermocline saisonnière (DeCoëtlogon and Frankignoul, 2003) et peuvent donc persister pendant plusieurs hivers successifs. Les corrélations avec les autres variables océaniques ne sont pas significatives lorsque celles-ci précèdent la densité de plus d'un an (décalages de temps positifs) et sont maximales en phase. Les corrélations avec la SSS (tirets) et la SST (trait mixte) sont significativement positives. Rappelons qu'une augmentation de la SST correspond à une diminution de la densité. Cependant, dans la mer du Labrador, c'est la salinité qui contrôle la densité de surface et donc la convection, comme dans les observations de Lazier (1980) à la station Bravo (voir aussi Reverdin et al., 1997). Les anomalies chaudes ne sont pas forcées par le flux atmosphérique (voir plus loin Fig. 4.14) mais bien par la convection qui entraîne une remontée d'eaux chaudes de subsurface. Le profil de température moyenne le long d'une section à travers la mer du Labrador confirme que les eaux de subsurface (1000 à 2000 m) sont plus chaudes que les eaux de surface (Fig. 4.13, à gauche). La stratification est essentiellement assurée par la salinité, qui augmente avec la profondeur (à droite), comme dans les observations. Aux décalages de temps négatifs, lorsque les anomalies de densité précèdent, les corrélations persistent quelques années, surtout dans le cas de la SST qui reste anormalement chaude plusieurs années après la convection profonde.

Dans les mers GIN, la situation est tout à fait différente car c'est la température qui contrôle la densité de surface et la convection profonde. En effet, la densité de surface est fortement anticorrélée avec la SST. Notons que la SSS tend à s'opposer à l'influence de la SST comme le montre la faible

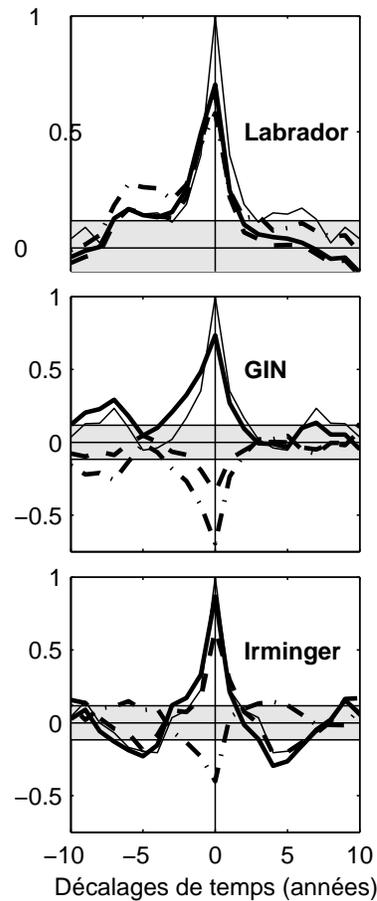


Figure 4.12: Corrélation croisée de la densité de surface avec elle-même (trait fin), avec la profondeur de la couche de mélange (trait épais), la salinité de surface (tirets) et la température de surface (trait mixte) en moyenne sur la zone de convection en mer du Labrador (en haut), mers GIN (au milieu) et mer d'Irminger (en bas). Toutes les données sont considérées en moyenne hivernale (JFMA). La densité de surface suit aux lags positifs. La zone grisée indique la limite de significativité à 10%.

anticorrélation.

Dans la mer d'Irminger enfin, les anomalies de densité de surface sont anticorrélées avec celles de SST et corrélées avec celles de SSS. Les deux variables agissent donc en phase sur la densité et le mélange vertical. On remarque une légère périodicité de l'ordre de 10-12 ans de la convection profonde dans cette zone.

### 4.2.3 Convection profonde et forçage atmosphérique

Les observations suggèrent qu'un certain nombre de conditions prédisposent une région à la convection profonde. Tout d'abord, la convection profonde nécessite un important forçage atmosphérique thermique et/ou halin favorisant un alourdissement des eaux de surface. Ensuite, la stratification sous la couche mélangée doit être suffisamment faible pour permettre le mélange vertical. Enfin, les eaux

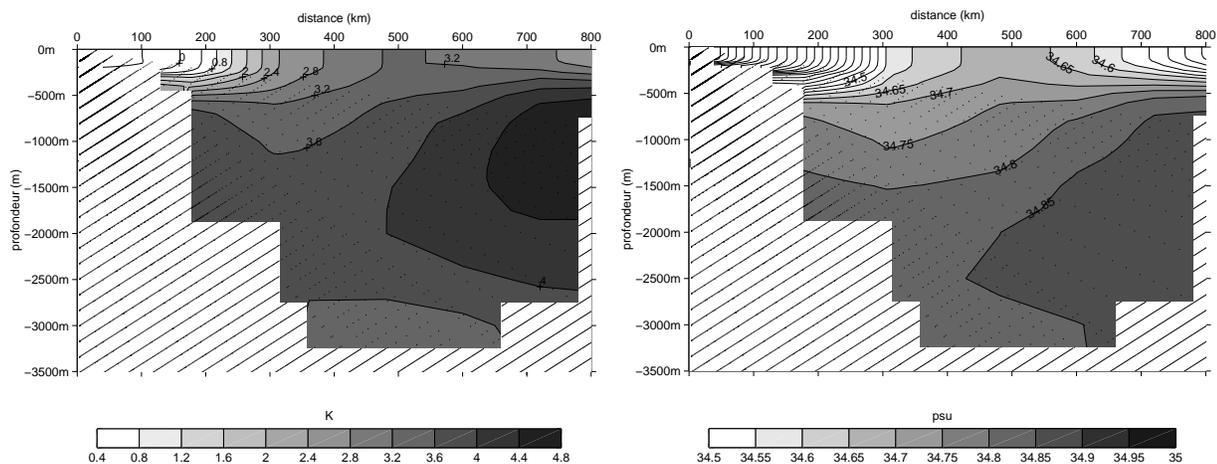


Figure 4.13: Profil moyen de la température (à gauche) et de la salinité (à droite) au mois de mars le long de la section matérialisée par les tirets sur la figure 4.11. En abscisse: distance à l’extrémité sud-ouest de la section.

de subsurface (peu stratifiées) doivent être relativement proches de la surface de façon à être exposées à l’intense forçage atmosphérique, ce qui est favorisé par une circulation cyclonique permettant aux isopycnes de former un “dôme” près de la surface (Marshall and Schott, 1999). Nous examinons ici les conditions atmosphériques qui forcent la convection profonde dans chacune des zones du modèle. Pour cela, on régresse la SLP sur la profondeur de couche de mélange dans chacune des zones en moyenne sur les mois de janvier à avril (JFMA). On montre les structures en phase mais également lorsque la SLP précède de 1 et de 2 hivers (Figs 4.14, 4.15 et 4.18 (a)). Sur ces figures, on montre également les structures du flux de chaleur, du flux d’eau douce, de la tension de vent et du rotationnel de vent 1 mois avant le maximum de convection dans chacune des zones (donc sur les mois DJFM).

La structure de SLP forçant la convection profonde en mer du Labrador reflète essentiellement la NAO (Fig. 4.14, (a)). Elle est maximale en phase mais également significative un an avant, ce qui est plus long que la persistance de la NAO. Ceci indique que la convection profonde est sensible à la partie relativement basse fréquence (interannuelle) de la NAO et reflète l’action intégratrice de l’océan. Les structures de flux atmosphériques et de vent ((b) à (e)) juste avant la convection reflètent également la NAO. Une anomalie de vent du nord souffle sur la zone et des flux atmosphériques de chaleur et d’eau douce intenses tendent à augmenter la densité de surface. Le rotationnel du vent est significativement positif et contribue donc au préconditionnement (*doming*).

L’augmentation de la densité de surface dans les mers GIN est également liée à un intense forçage atmosphérique (Fig. 4.15). Celui-ci est de signe opposé au forçage de la mer du Labrador et il reflète une phase négative de la NAO. A nouveau, ces structures sont significatives mais plus faibles un an avant la convection, en raison de l’action intégratrice de l’océan. Le rotationnel du vent est proche de

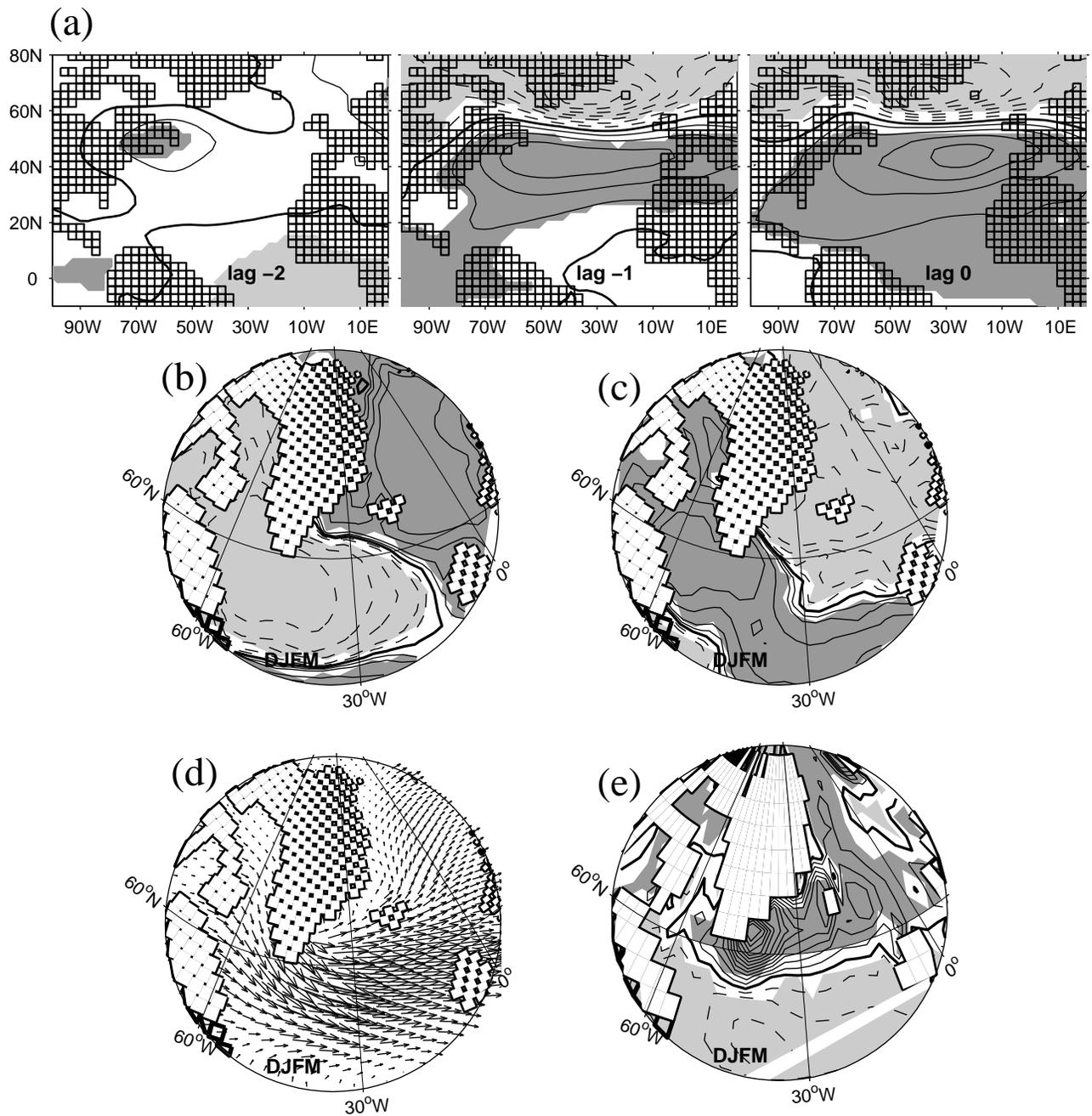


Figure 4.14: (a): Régression en phase et avec décalage de temps des anomalies de la pression de surface en moyenne hivernale (JFMA) sur la profondeur hivernale (JFMA) de couche de mélange dans la mer d'Irminger. L'intervalle entre les contours est de 0.1 hPa. La SLP précède aux décalages de temps (en années) négatifs. (b) Régression des anomalies mensuelles hivernales de flux de chaleur sur la profondeur de couche de mélange mensuelle hivernale (JFMA) dans la zone de convection en mer du Labrador. Le flux de chaleur précède d'un mois (il est donc considéré sur les mois DJFM). Les contours correspondent aux valeurs: 0; 2.5; 5; 12.5; 22.5; 50  $W.m^{-2}$ . (c) Idem pour les anomalies de flux d'eau douce. Les contours correspondent aux valeurs: 0; 2.5; 5; 12.5; 22.5; 50  $mm.mois^{-1}$  (d) Id. pour les anomalies de tension de vent (e) Id. pour les anomalies de rotationnel de vent. L'intervalle entre les contours est de  $5.10^{-8} N.m^{-3}$ . Le code des contours et des grisés est le même que sur la figure 4.2.

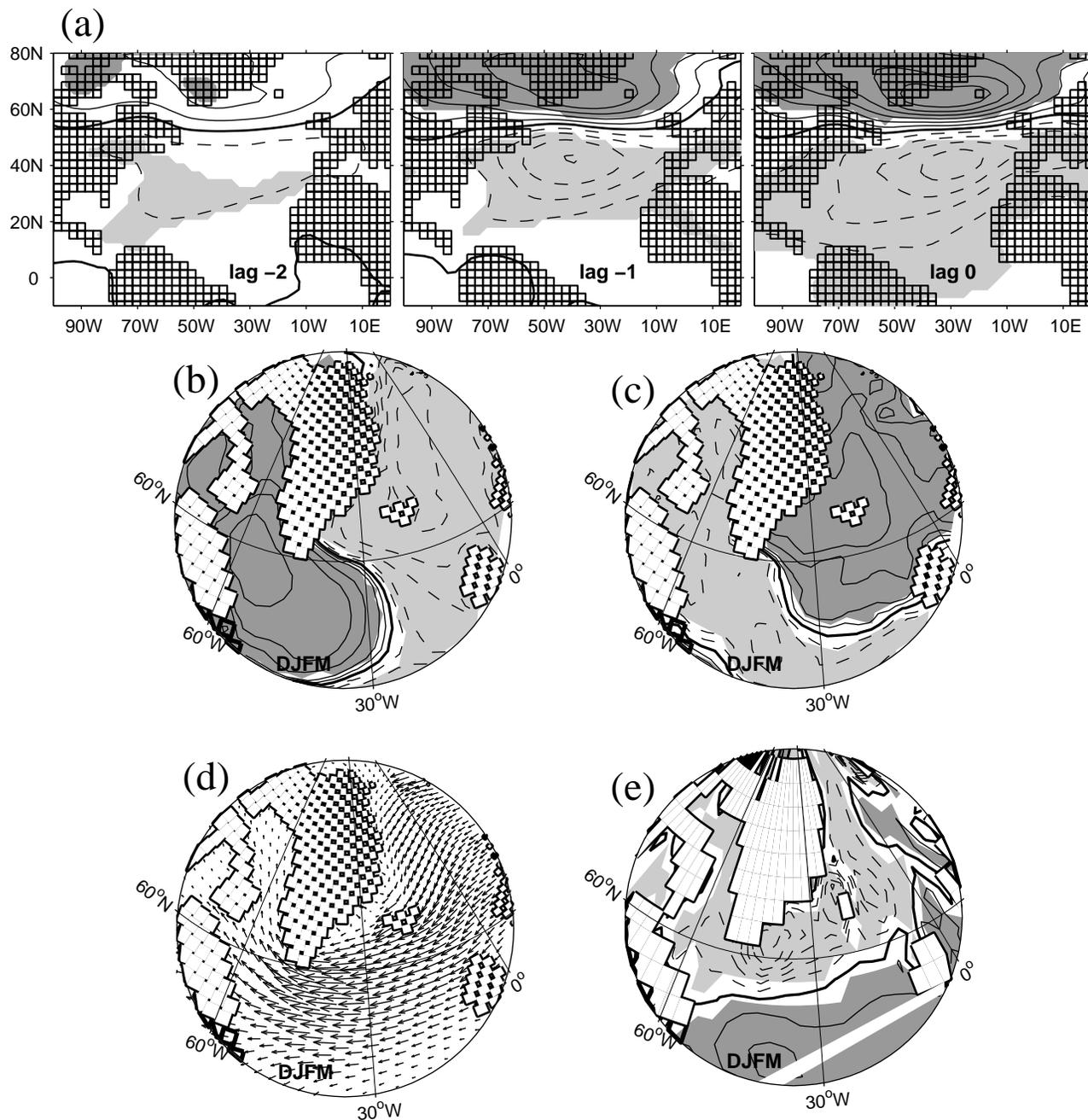


Figure 4.15: *id.* Fig. 4.14 dans les mers GIN

zéro dans les mers Nordiques, et ne semble donc pas preconditionner la convection de façon significative. Marshall and Schott (1999) soulignent que la glace de mer peut également jouer un rôle relativement important pour le preconditionnement de la convection dans la mer du Groenland. Cependant, ce mécanisme ne semble pas être actif dans le modèle, dont l'extension de glace n'atteint pas cette zone (Fig. 3.11).

L'opposition de phase, orchestrée dans une large mesure par la NAO, entre la convection profonde

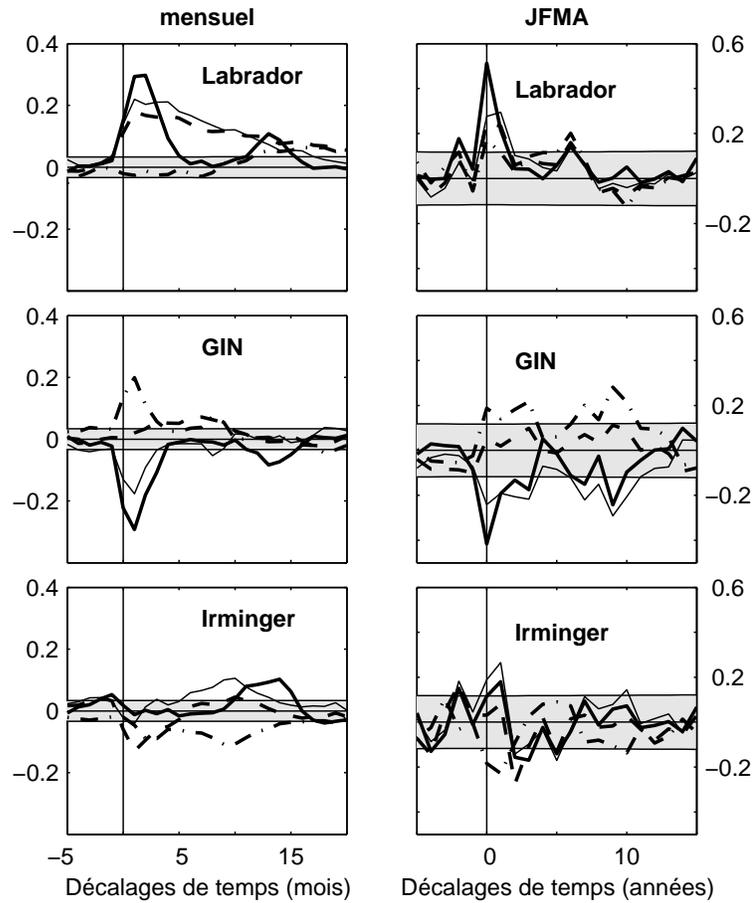


Figure 4.16: Corrélations croisées entre l'indice NAO et la série temporelle de la profondeur de couche de mélange (trait épais), de la densité de surface (trait fin), de la SSS (tirets) et de la SST (tirets-pointillés) moyennées sur la zone de convection profonde en mer du Labrador (en haut), en mers GIN (au milieu) et en mer d'Irmniger (en bas). A gauche: moyennes mensuelles, à droite: moyennes hivernales (JFMA). La NAO précède aux décalages de temps positifs. La zone grisée indique la limite de significativité à 10%.

en mer du Labrador et en mer du Groenland est en accord avec les observations: dans les années 60 à 90, la NAO était dans une phase positive et on a pu observer un affaiblissement de la convection dans les mers GIN parallèlement à une intensification dans la mer du Labrador (Dickson et al., 1996). On a tracé sur la figure 4.16 les corrélations croisées entre l'indice NAO du modèle et les séries temporelles caractérisant l'océan de surface dans les zones de convection profonde. Dans la mer du Labrador (en haut), la corrélation avec la SST est négligeable ce qui confirme que celle-ci ne force pas la convection profonde dans cette zone. La corrélation avec les autres variables est en accord avec le modèle stochastique: en mensuel (à droite), elle n'est pas significative lorsque l'océan précède l'atmosphère, elle est importante en phase et maximale lorsque l'océan suit d'un mois, puis elle décroît lentement en accord avec la persistance des variables océaniques. La réponse de la couche de mélange est rapide et en

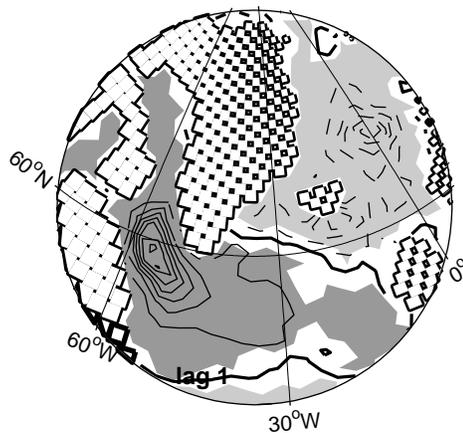


Figure 4.17: Régression de la profondeur de la couche de mélange mensuelle sur la série temporelle mensuelle de la NAO avec un décalage de 1 mois (la NAO précède). L'intervalle entre les contours est de 10 m. Le code des contours et des grisés est le même que sur la figure 4.2.

moyenne hivernale sur quatre mois, la corrélation est donc maximale en phase. On notera par ailleurs que la corrélation entre la NAO et la profondeur de la couche de mélange augmente à nouveau après 10 à 12 mois à cause du phénomène de récurrence. En mers GIN (Fig 4.16 milieu), les corrélations croisées sont également en accord avec le modèle stochastique, sauf pour la SSS qui n'est pas significativement corrélée avec la NAO, mais on a vu que ce paramètre ne force pas la convection profonde dans cette zone. La corrélation avec la profondeur de la couche de mélange et avec la densité sont cette fois négatives. Une phase positive de la NAO force donc bien une atténuation de la convection profonde en mers GIN. La Fig. 4.17 montre que l'intensification du mélange vertical en mer du Labrador et la réduction en mers GIN lors d'une NAO positive sont les manifestations locales d'une réponse à grande échelle.

La convection profonde en mer d'Irmingier est beaucoup moins fortement liée à la NAO et les corrélations croisées de la figure 4.16 (en bas) sont faibles. Une forte dépression apparaît au large des Iles Britanniques 2 ans avant le maximum de convection. Elle est maximale au lag -1 et décalée vers le nord-est. Elle s'affaiblit au lag 0. La convection profonde dans cette zone est donc à nouveau forcée par une anomalie atmosphérique relativement persistante mais le forçage est ici plus complexe et semble moins local que dans le cas des mers GIN et du Labrador. La figure 4.18 ((b) à (e)) montre une anomalie de vent est orientée dans le sens nord-sud dans le détroit du Danemark juste avant la convection qui induit localement un flux de chaleur latent de l'océan vers l'atmosphère d'où un refroidissement et une augmentation de la salinité par évaporation. Enfin, le rotationnel du vent est fort localement, mais pas dans le sens favorable à la formation d'un dôme d'isopycnes. Il n'y a donc pas de préconditionnement par le vent dans cette zone dans le modèle.

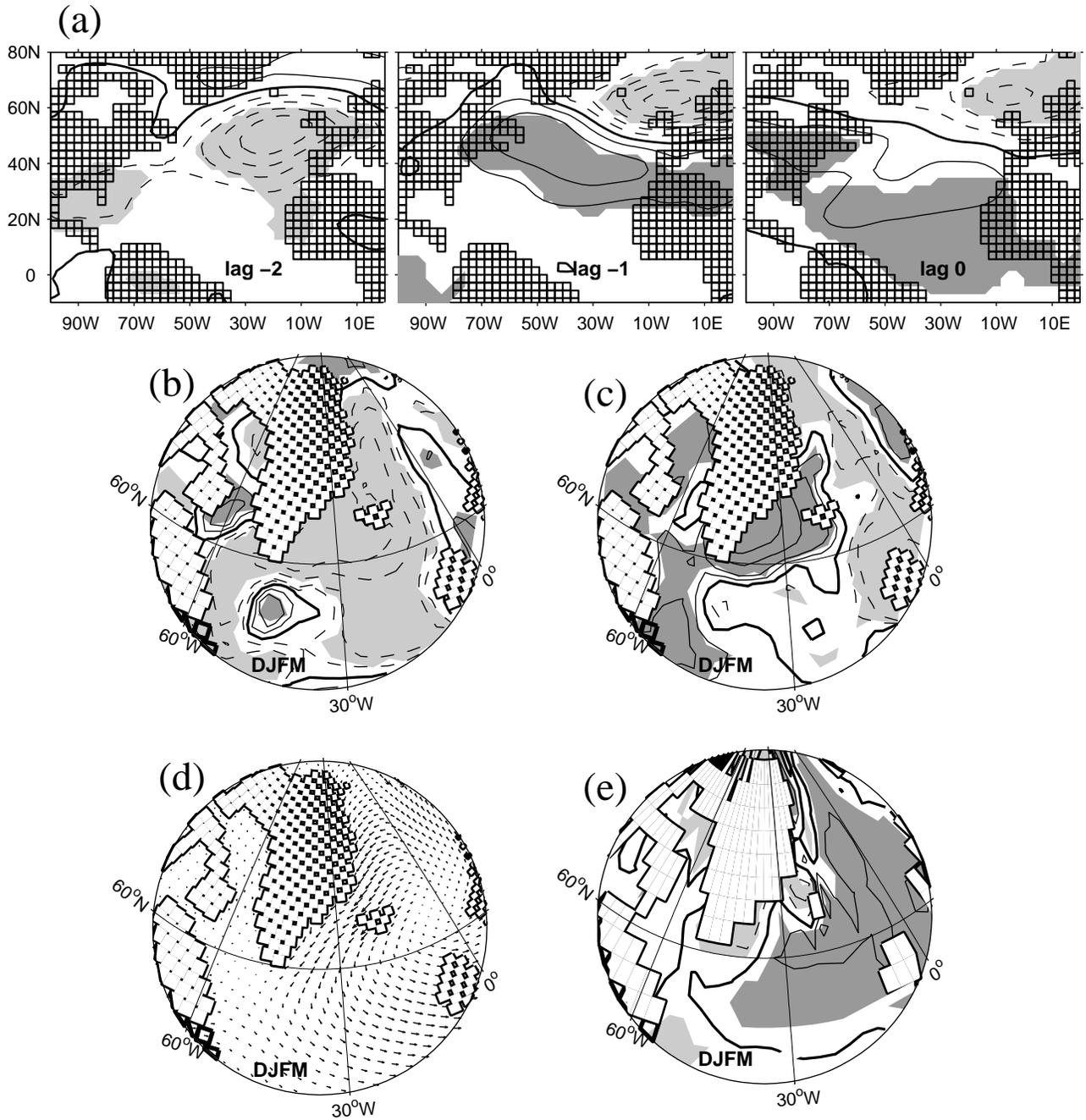


Figure 4.18: Id. Fig. 4.14 dans la mer d'Irminger.

Pour explorer le décalage éventuel entre les différentes zones de convection profonde, la figure 4.19 montre la corrélation croisée entre les indices de profondeur de couche de mélange (à gauche) et ceux de densité de surface (à droite) dans les différentes zones. Les corrélations ne sont pas très fortes. On retrouve l'anticorrélation entre la convection en mers GIN et en mer du Labrador. Remarquons que la corrélation entre ces deux zones est également significative avec un décalage de temps de un hiver alors que la NAO en moyenne hivernale n'est pas autocorrélée. Ceci est à nouveau dû au fait que l'océan

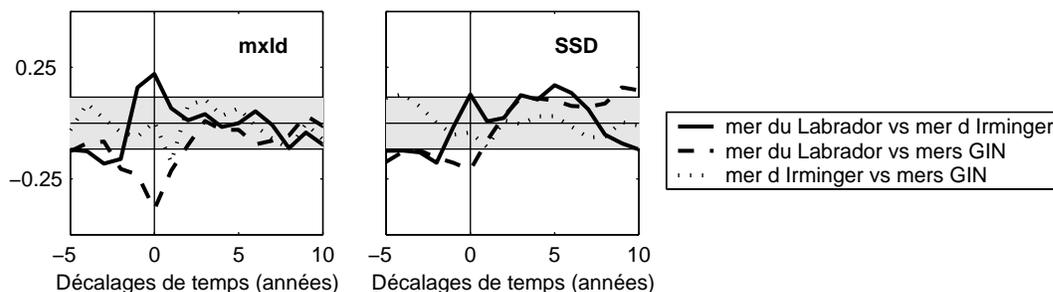


Figure 4.19: Corrélations croisées entre les indices de profondeur de couche de mélange (à gauche) et de densité de surface (à droite) dans les différentes zones de convection. La deuxième localisation dans la légende précède la première aux décalages de temps positifs. Toutes les données sont considérées en moyenne hivernale (JFMA). La zone grisée indique la limite de significativité à 10%.

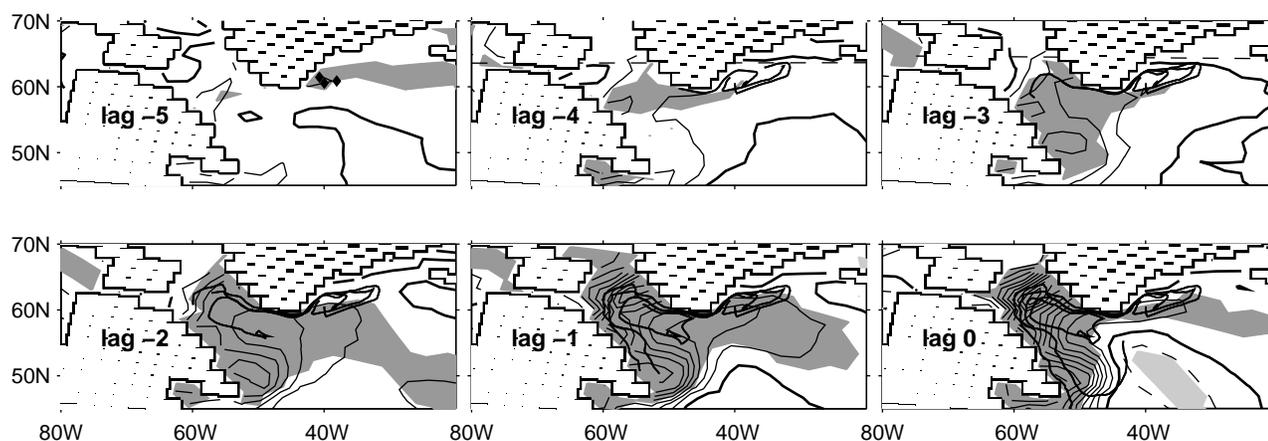


Figure 4.20: Contours: Régression avec décalages de temps de la densité de surface hivernale moyenne (JFMA) sur la moyenne hivernale normalisée de la densité de surface dans la zone de convection en mer du Labrador. Les décalages de temps sont en années. Le code des contours et des grisés est le même que sur la figure 4.2. Lignes noires: trajectoires lagrangiennes suivies par les flotteurs largués au lag -5 en surface aux sites matérialisés par des losanges noirs et advectés par les courants climatologiques moyens du modèle. On ne montre que les trajectoires qui restent dans la couche de mélange hivernale.

intègre le signal atmosphérique et montre qu'il faut plusieurs hivers successifs avec la même phase de la NAO pour forcer des anomalies de convection profonde dans ces zones. Par ailleurs, on note que la densité de surface en mer d'Irminger a tendance à précéder celle en mer du Labrador de 3 à 6 ans environ. La figure 4.20 confirme qu'une anomalie de densité de surface en mer d'Irminger précède celle dans la mer du Labrador de 5 ans environ et se propage jusque dans cette dernière. Elle montre de plus que cette propagation peut s'expliquer par l'advection de la densité de surface de la mer d'Irminger à la mer du Labrador par les courants moyens. Les lignes noires sur la figure représentent en effet les trajectoires lagrangiennes de flotteurs fictifs largués en surface au mois de mars dans la mer d'Irminger (losanges noirs) 5 ans avant l'anomalie de densité dans la mer du Labrador et advectés par les courants

climatologiques moyens du modèle (voir paragraphe 3.3). On ne montre que les trajectoires des flotteurs restant dans la couche de mélange annuelle moyenne. Bentsen et al. (2002) avaient aussi suggéré cette propagation, sans en démontrer néanmoins l'aspect advectif. On en conclut qu'il y a dans le modèle une sorte de préconditionnement de la mer du Labrador par la mer d'Irminger. Celui-ci est probablement dû aux anomalies de salinité qui influencent la convection profonde dans ces deux zones et qui sont particulièrement sensibles à l'advection par les courants moyens (paragraphe 3.3).

Pour résumer, on trouve donc que la convection profonde dans le BCM est principalement due à un forçage atmosphérique persistant. Dans le cas des mers du Labrador et GIN, il reflète respectivement une phase positive et négative de la NAO. Dans le cas de la mer d'Irminger, il est moins local et lié à une anomalie de vent du nord dans le détroit du Danemark. Par ailleurs, on peut noter que le vent semble contribuer au préconditionnement de la convection dans la mer du Labrador mais pas dans les mers GIN ni d'Irminger. Enfin, il peut également y avoir un préconditionnement de la mer du Labrador par advection d'anomalies de densité depuis la mer d'Irminger.

#### 4.2.4 Forçage de la MOC par la convection profonde

Quel est le lien entre la formation d'eau profonde dans les hautes latitudes et la variabilité de la MOC dans le BCM? Neuf à cinq ans en avance sur le MOI, on a typiquement une dépression au-dessus des Iles Britanniques qui se décale progressivement vers le nord-ouest (Fig. 4.21). Cette structure est caractéristique de la convection profonde en mer d'Irminger (comparer à la figure 4.18). La densité de surface et la profondeur de la couche de mélange dans cette zone sont en effet très fortement corrélées à l'indice MOI lorsque celui-ci suit de 5 ans environ (Fig. 4.22 en bas). Simultanément, l'eau de surface est anormalement salée et froide. La figure 4.23 confirme le fort approfondissement de la couche de mélange en mer d'Irminger 4 à 6 ans avant le maximum de MOC. Les corrélations de l'indice MOI

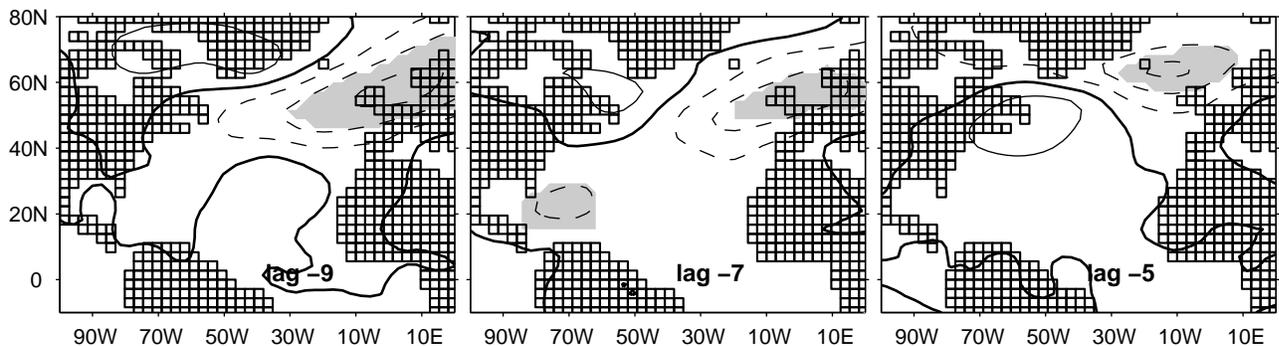


Figure 4.21: Régression avec décalage de temps de la pression de surface sur le MOI. L'intervalle entre les contours est de 0.1 hPa. Le code des contours et des grisés est le même que sur la figure 4.2.

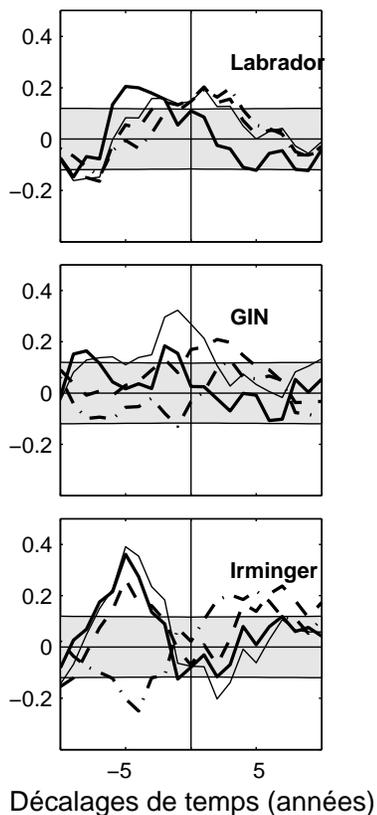


Figure 4.22: Corrélations croisées entre le MOI et les séries temporelles de profondeur de couche de mélange (trait épais), de densité de surface (trait fin), de SSS (tirets) et de SST (tirets-pointillés) moyennées sur la zone de convection profonde en mer du Labrador (en haut), en mer de GIN (au milieu) et en mer d'Irminger (en bas) en moyenne hivernale (JFMA). Les décalages de temps sont en années. La MOC précède aux décalages de temps positifs. La zone grisée indique la limite de significativité à 10%.

avec les paramètres de convection profonde en mers GIN et du Labrador sont moins fortes (Fig. 4.22, en haut et au milieu). Une faible augmentation de la profondeur de couche de mélange et de la densité de surface en mers GIN a lieu 7 ans avant la MOC, mais la corrélation est maximale seulement 2 ans en avance sur le MOI. La couche de mélange ne s'approfondit en fait que d'une vingtaine de mètres en moyenne hivernale (Fig. 4.23), ce qui est faible pour de la convection profonde. En mer du Labrador, la profondeur de couche de mélange est anormalement profonde 6 à 3 ans en avance sur la MOC. La corrélation est maximale au lag -5 mais elle précède l'augmentation de la densité de surface qui est elle maximale 2-3 ans avant le maximum de MOC. A nouveau, la couche de mélange ne s'approfondit typiquement que de 20 m environ.

En résumé, on a identifié ici un premier mécanisme de variabilité de la MOC: Des anomalies de circulation atmosphérique dans les hautes latitudes de l'Atlantique Nord favorisent la convection profonde dans la mer d'Irminger qui joue un rôle de moteur pour la circulation méridienne avec un

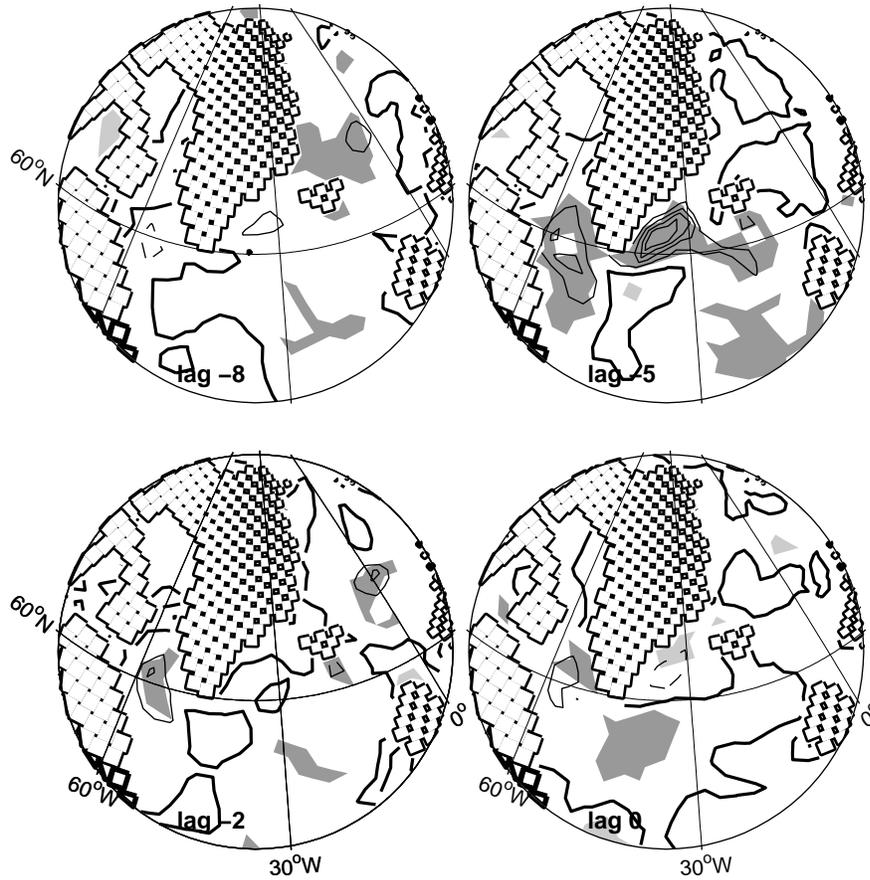


Figure 4.23: Régression avec décalage de temps de la profondeur de la couche de mélange sur le MOI. L'intervalle entre les contours est de 10m. Le code des contours et des grisés est le même que sur la figure 4.2.

décalage de temps de 5 ans environ. La convection profonde en mers GIN et du Labrador joue un rôle moindre mais renforce probablement ce phénomène. Les résultats sont identiques à l'échelle de temps décennale. Remarquons que dans un modèle océanique forcé par des flux climatologiques et des anomalies de flux de poussée dans les hautes latitudes, Mauritzen and Hakkinen (1999) concluent que la variabilité basse fréquence de la MOC dans l'Atlantique n'est pas liée à la formation d'eau profonde dans les mers GIN. Dans le BCM, le lien entre les deux n'est pas très fort non plus.

Après le maximum de MOC (décalages de temps positifs sur la figure 4.22), la SSS et la SST augmentent quelque peu dans les mers d'Irminger et du Labrador, et seule la SST augmente dans les mers GIN. Les structures océaniques associées à une intensification de la MOC seront examinées plus en détail dans le paragraphe 4.4.

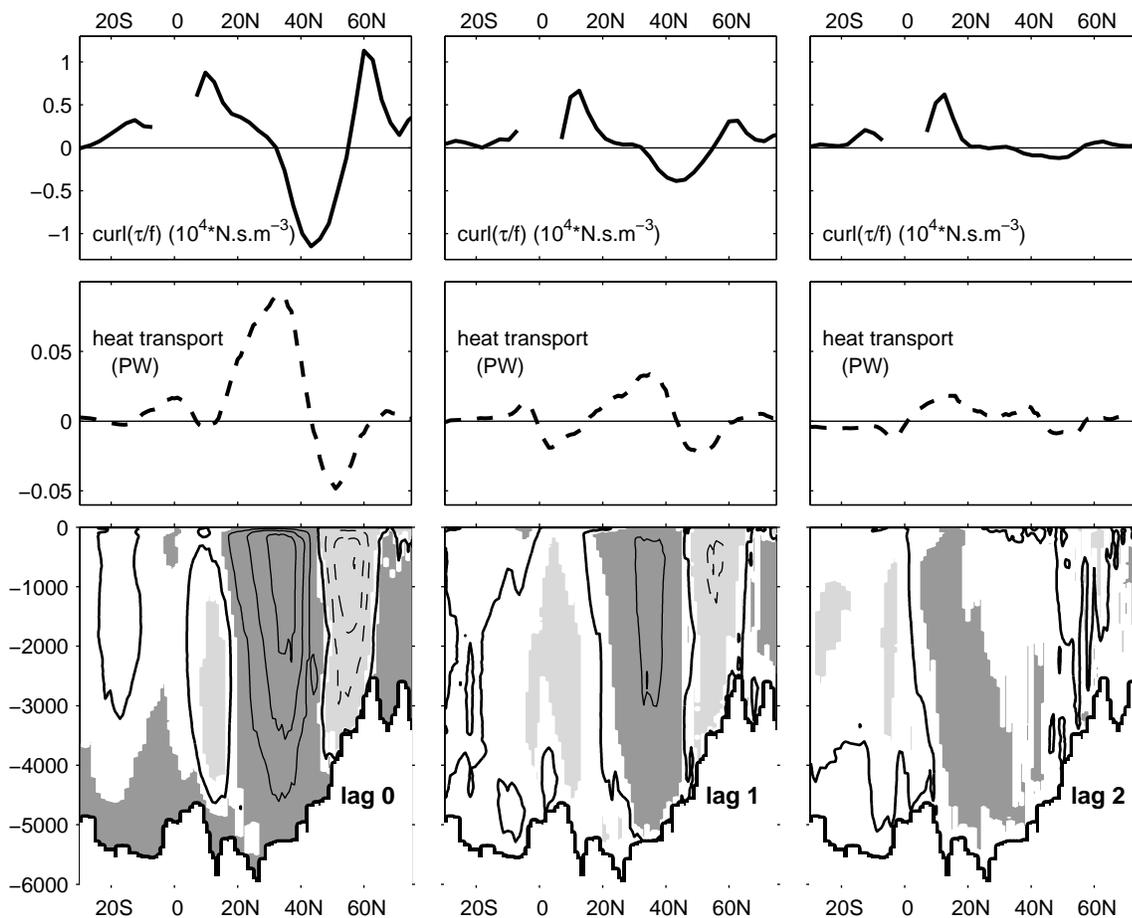


Figure 4.24: Régression des anomalies mensuelles du pompage d’Ekman en moyenne zonale (en haut, noter que le pompage d’Ekman n’est pas défini autour de l’équateur), du transport méridien de chaleur par l’océan (milieu) et de la circulation méridienne (en bas) sur la série temporelle mensuelle normalisée de la NAO en phase (à gauche), et avec décalages de temps (en mois). L’intervalle des contours des structures de circulation méridienne est de 0.4 Sv. Le code des contours et des grisés est le même que sur la figure 4.2.

### 4.3 NAO et MOC

On étudie ici le lien entre la NAO et la MOC. En effet, les paragraphes précédents ont montré d’une part que les fluctuations de la MOC sont en partie forcées par la convection profonde dans les hautes latitudes de l’Atlantique Nord et d’autre part que la NAO force la convection profonde en mers du Labrador et GIN. Quel est finalement le lien entre la NAO et la MOC?

La réponse à courte échelle de temps de la MOC à la NAO est illustrée sur la figure 4.24 par une régression sur les moyennes mensuelles de la série NAO. L’anomalie en phase (à gauche) est très significative. Elle reflète les courants d’Ekman et la réponse barotrope de la MOC. En effet, la moyenne zonale des anomalies de pompage d’Ekman (en haut) est caractérisée par une anomalie négative entre 32°N et 55°N, conséquence de la convergence des courants d’Ekman associée à l’intensification des vents

d'ouest et des alizés au cours d'une NAO positive. Celle-ci se traduit par un pompage des eaux de surface vers l'intérieur de l'océan très visible sur la structure de MOC correspondante. Le phénomène est inversé entre  $55^{\circ}\text{N}$  et  $70^{\circ}\text{N}$  où on a une remontée d'eau. La circulation verticale est maximale en surface puis moins forte et quasiment constante sous la couche de mélange. La régression en phase des courants dans la couche de mélange sur la NAO (Fig. 4.25 à gauche) confirme ce mécanisme puisque l'on reconnaît très clairement le transport d'Ekman associé à la NAO. On a également une anomalie de courant relativement forte le long de l'équateur créée par une anomalie de vent dirigée vers l'ouest en phase avec la NAO (pas montré). En profondeur, les courants sont quasiment uniformes selon la verticale, et significatifs sur toute la largeur du bassin. Cette structure de la circulation méridienne moyenne est donc bien la réponse barotrope de l'océan au forçage par le vent associé à la NAO discutée par Eden and Willebrand (2001) et Hakkinen (1999b). La réponse barotrope persiste un mois aux latitudes extratropicales (Fig. 4.24 et 4.25), conformément à la persistance des courants d'Ekman. Dans les tropiques cependant, un mois après la NAO, la réponse est déjà modifiée, probablement à cause de l'ajustement barocline très rapide à ces latitudes. Après deux mois, l'anomalie négative de circulation méridienne moyenne s'estompe rapidement dans les hautes latitudes et un peu plus lentement dans les subtropiques. Elle se propage légèrement vers le sud. Il n'y a plus aucune corrélation significative au bout de 5 mois. Enfin, en accord avec les résultats de Hakkinen (1999b) dans un modèle océanique forcé par la NAO et ceux de Dong and Sutton (2000) dans un modèle couplé de circulation générale, les anomalies de transport méridien de chaleur en phase avec la NAO (Fig. 4.24, à gauche au milieu) reflètent essentiellement les anomalies de transport d'Ekman, avec une intensification du transport méridien de chaleur au sud de  $45^{\circ}\text{N}$  et une diminution entre  $45$  et  $60^{\circ}\text{N}$ . Par contre, les anomalies de transport méridien de sel ne sont pas significativement corrélées à la NAO.

Pour mettre en évidence la réponse barocline de la MOC qui devrait apparaître aux plus grands décalages de temps, l'analyse est répétée en utilisant des moyennes annuelles. Au lag 0, on retrouve la réponse barotrope rapide forcée par le vent (Fig. 4.26, en haut à gauche). Une composante barocline est néanmoins déjà visible aux basses latitudes (Fig. 4.27, à gauche): l'anomalie de courant le long de la côte nord de l'Amérique du Sud est dirigée vers le nord-ouest en surface (en haut) et vers le sud-est à 400 et 1500 m. Un an après la NAO (Fig. 4.26, au milieu), les anomalies de pompage d'Ekman ont disparu, conséquence de la courte échelle de temps de la NAO, et l'anomalie de circulation méridienne moyenne est composée de 2 cellules essentiellement inversées par rapport au lag 0. Il y a une cellule positive centrée vers  $50^{\circ}\text{N}$  qui persiste jusqu'au lag 3 et qui est faible en surface et maximale entre 1000 et 2000 m, et une cellule négative plus au sud maximale autour de 500 m. Cette réponse est donc de nature barocline. On notera que la cellule positive au nord de  $40^{\circ}\text{N}$  pourrait être une conséquence de

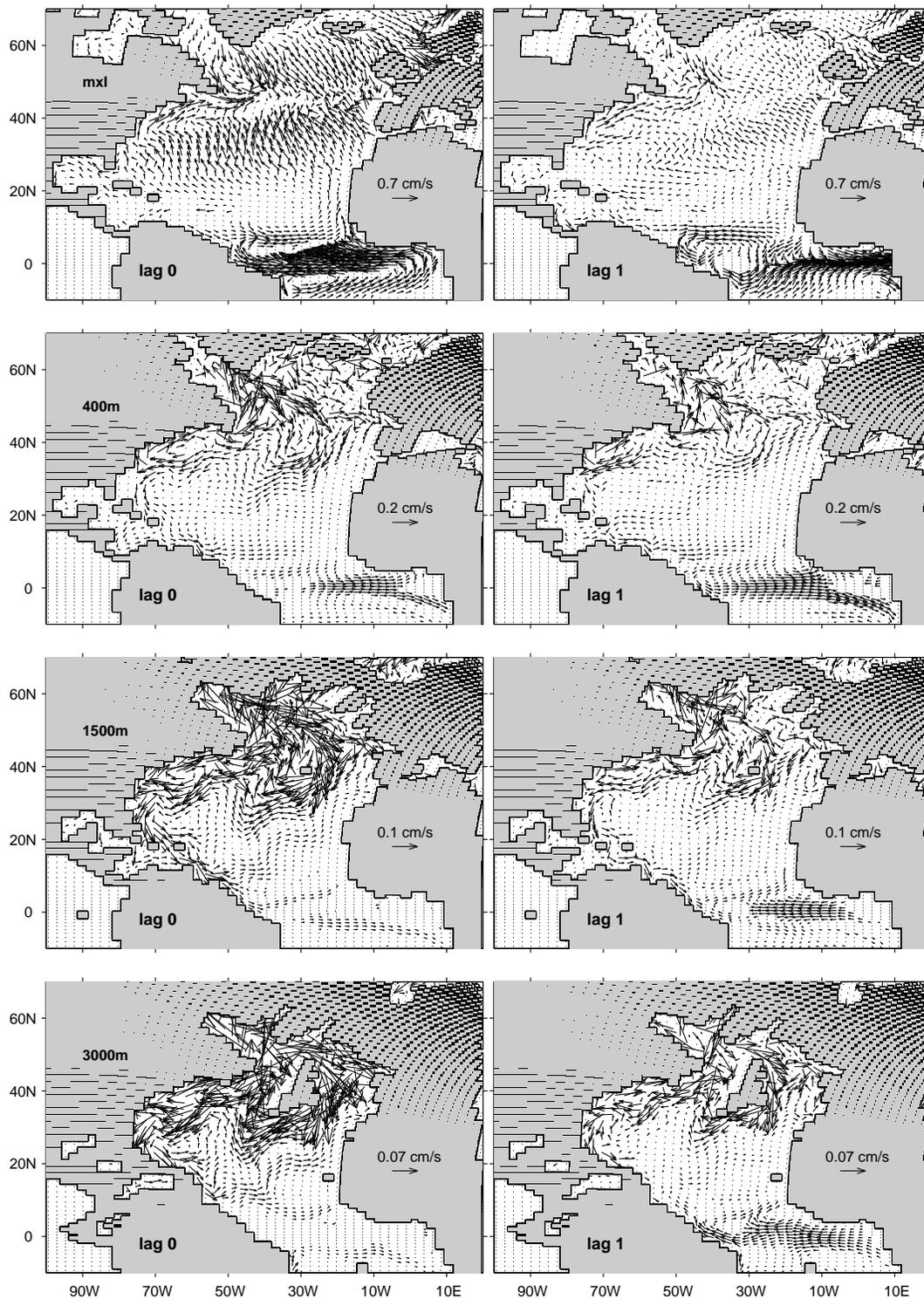


Figure 4.25: Régressions avec décalages de temps des anomalies mensuelles de courant dans la couche de mélange (en haut), à 400m (seconde ligne), à 1500m (troisième ligne) et à 3000m (en bas) sur la série temporelle mensuelle normalisée de la NAO. Les décalages de temps sont indiqués en mois. Les vecteurs dont aucune des composantes n'est significative à 80% ne sont pas représentés. Il n'y a pas d'anomalies significatives au sud de 10° S. L'échelle des vecteurs est indiquée sur le continent africain pour chaque profondeur.

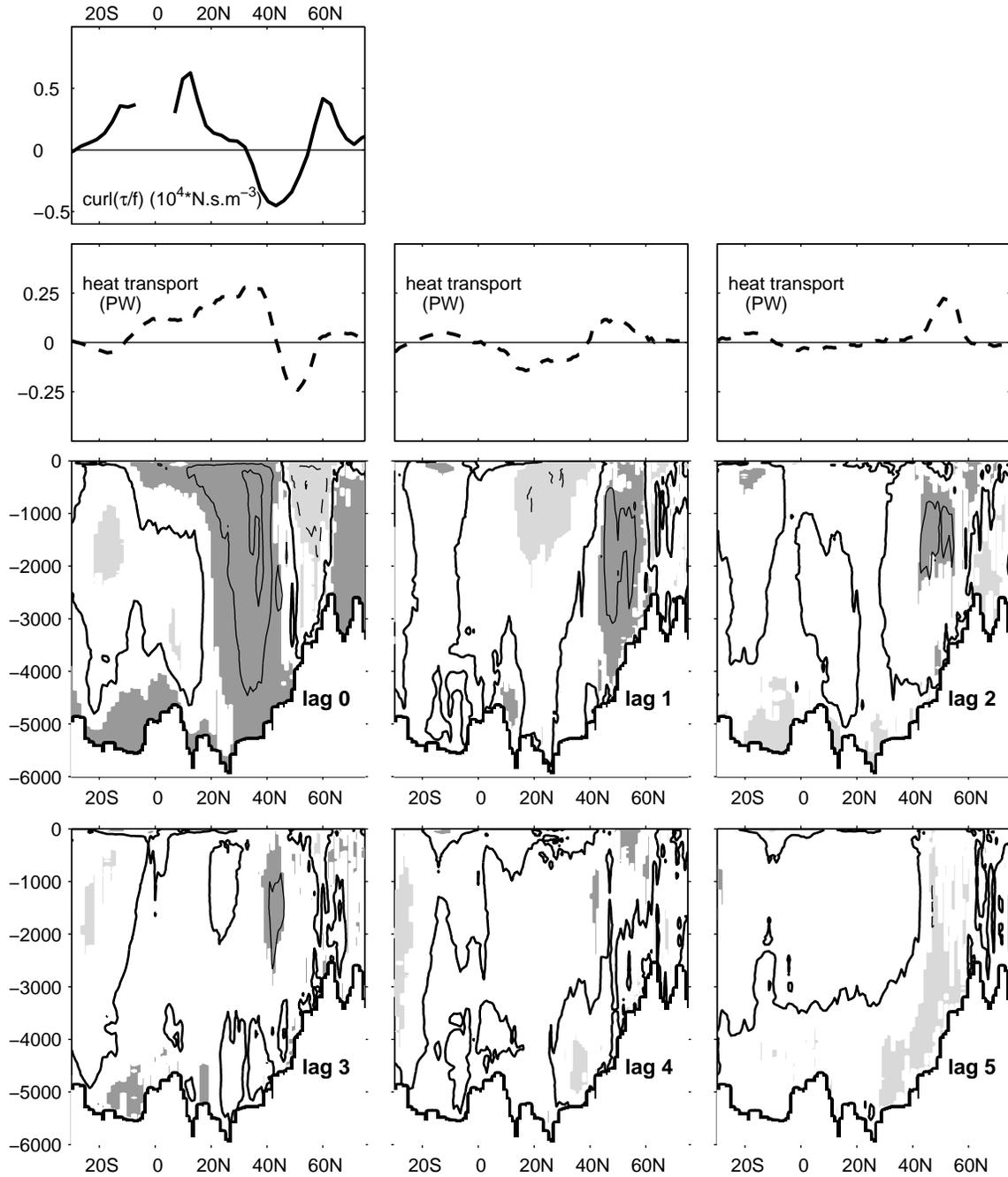


Figure 4.26: Figure analogue à la figure 4.24, en moyenne annuelle. Les décalages de temps sont en années. La moyenne zonale du pompage d'Ekman n'est pas représentée à partir du lag 1 car elle n'est plus significative. L'intervalle des contours des structures de circulation méridienne moyenne est de 0.2 Sv. Le code des contours et des grisés est le même que sur la figure 4.2.

l'intensification de la convection profonde en mer du Labrador en phase et un an après la NAO (Fig. 4.16). La réponse de la MOC à la NAO est similaire dans le modèle couplé HadCM3 (Friederichs, *com. pers.*). Dans le modèle océanique de Eden and Willebrand (2001), la réponse barocline est maximale 3 ans après la NAO.

Sur les courants horizontaux, la réponse en phase avec la NAO se caractérise par la convergence des courants d'Ekman mais aussi par une intensification du Gulf Stream (Fig. 4.27). Dans les observations, la réponse est significative en phase mais maximale un an après la NAO (Frankignoul et al., 2001), mais la réponse maximale été trouvée en phase dans plusieurs modèles couplés (DeCoëtlogon, *com. pers.*). Un an après la NAO, la réponse du Gulf Stream est plus faible, mais elle persiste dans les couches supérieures aux années 2 et 3 (Fig. 4.28). Par ailleurs, la réponse barocline au forçage par le vent s'accompagne d'une forte variabilité de la circulation des gyres (lags 1 à 3), en accord avec les observations de Curry and McCartney (2001) et avec le modèle théorique de Marshall et al. (2001). On remarque d'ailleurs au lag 1 une anomalie de circulation cyclonique centrée vers  $50^{\circ}\text{N}$  en accord avec la "gyre intergyre" décrite par ces derniers.

Même si elles semblent assez différentes, la structure de MOC en réponse à la NAO et celle associée au MOI (Fig. 4.2) ne sont pas indépendantes: la corrélation spatiale de cette dernière avec la structure barotrope est de 0.64 et avec la structure barocline de -0.56. Les indices NAO et MOI sont en effet significativement corrélés en phase et, dans une moindre mesure, lorsque le MOI précède la NAO d'un an, avec le signe opposé (Fig. 4.29). Par contre, ils ne sont plus significativement corrélés en décennal. La figure 4.30 confirme qu'ils sont cohérents avec une phase assez stable jusqu'à une période de 7-8 ans mais pas à plus basse fréquence. Ainsi, dans le BCM, la régression de la MOC sur l'indice de la NAO aux échelles de temps décennales ne présente pas de signal significatif en phase, comme le montre la figure 4.31 (à gauche). En effet, les réponses barotropes et baroclines, quasiment opposées et corrélées avec un signe opposé avec le MOI, se compensent probablement en partie à basse fréquence. On a une légère accélération de la MOC aux moyennes latitudes vers 1500 m de profondeur au bout d'un à deux ans (à droite), qui témoigne de la légère persistance du mode barocline (Fig. 4.26). Ce résultat diffère de ceux de Timmermann et al. (1998) ou Delworth and Greatbatch (2000) qui trouvent dans des modèles couplés que la NAO force une accélération de la THC à basse fréquence via la persistance d'anomalies de flux de poussée dans les hautes latitudes, en accord avec le modèle théorique de Marshall et al. (2001). La différence vient probablement du fait que dans le BCM, la THC est principalement sensible à la convection profonde en mer d'Irmingier tandis que la NAO influence la convection profonde dans les mers du Labrador et GIN. Cette distinction n'est pas aussi nette dans les deux études que l'on vient de citer.

Pour conclure, l'action de la NAO sur la MOC dans le BCM se fait principalement par action mécanique du vent. On a une réponse barotrope très rapide liée au pompage d'Ekman et une réponse barocline un an plus tard qui s'accompagne de variations de la circulation des gyres. Par contre, on n'a pas pu déceler dans le BCM d'action significative à l'échelle décennale sur la THC via un forçage thermohalin.

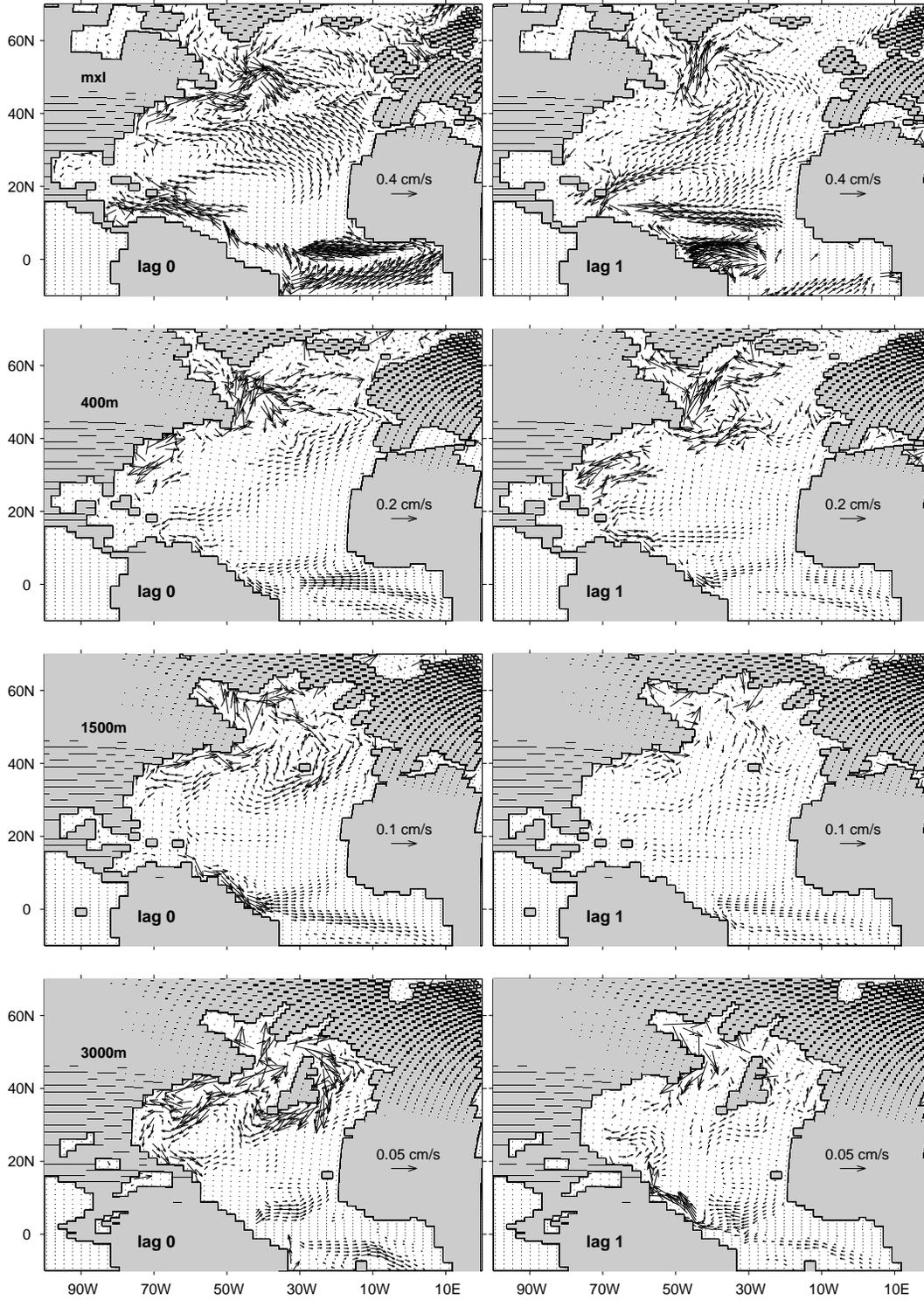


Figure 4.27: Id. Fig. 4.27 en utilisant les moyennes annuelles. Les décalages de temps sont indiqués en années.

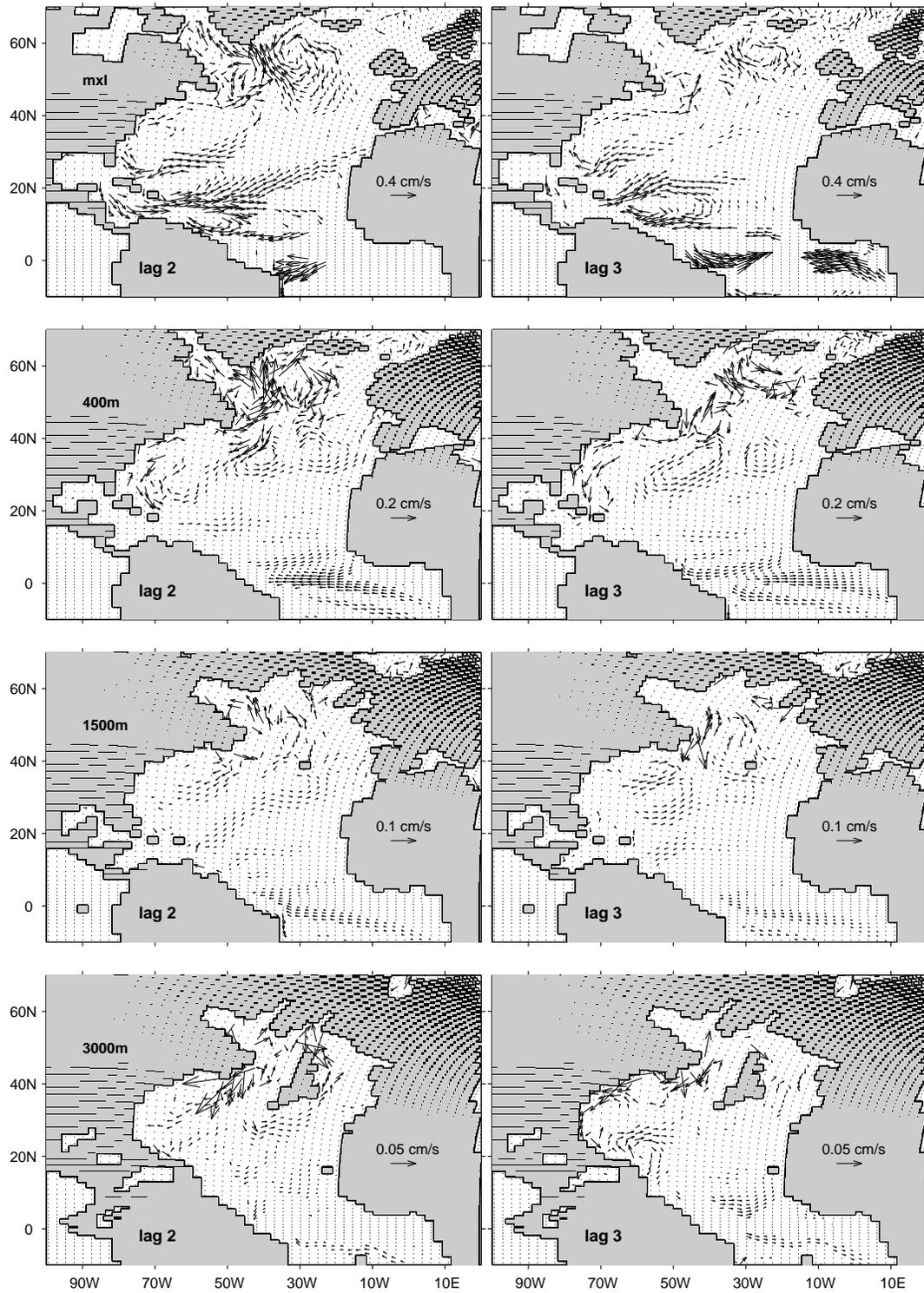


Figure 4.28: Suite de la Fig. 4.27.

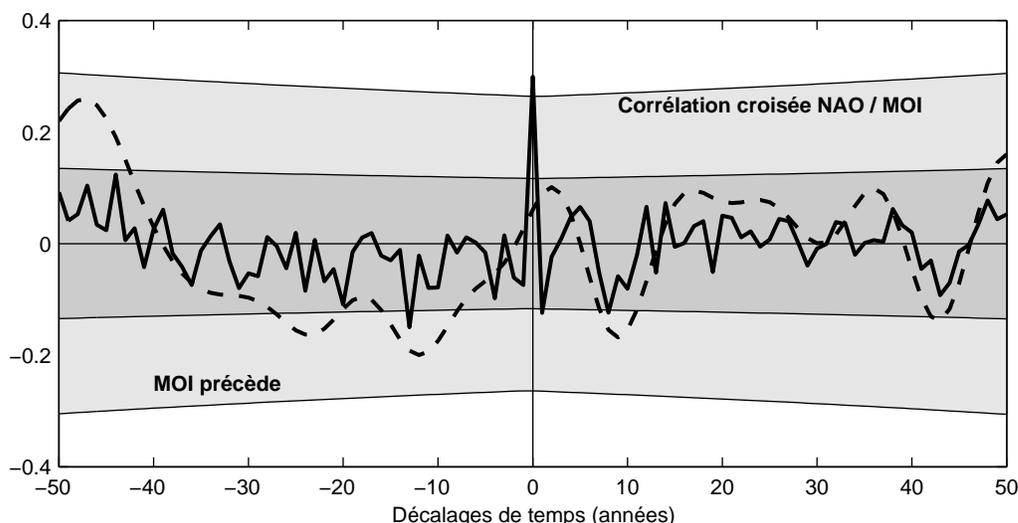


Figure 4.29: Corrélation croisée entre la série temporelle de la NAO et l'indice MOI en annuel (trait plein) et en décennal (tirets). Les deux zones de grisé limitent le domaine de significativité à 10% pour les données en moyenne annuelle et en décennal. Les décalages de temps sont indiqués en années.

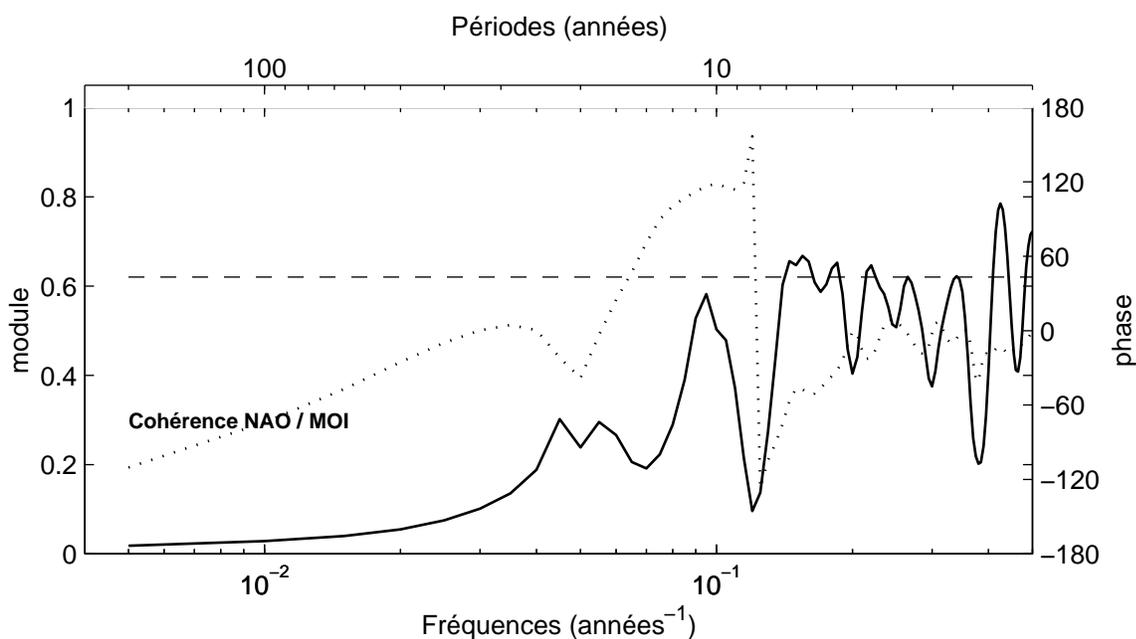


Figure 4.30: Cohérence entre la série temporelle de la NAO et l'indice MOI en annuel. Le trait plein représente le module de la cohérence (échelle de gauche) et les pointillés la phase (échelle de droite). La cohérence est calculée par la méthode de Welch, avec des fenêtres triangulaires de 40 points. Les valeurs du module inférieures à la valeur en tirets sont non significatives à 10% (von Storch and Zwiers, 1999, section 12.5.5). Le nombre équivalent de degrés de liberté ( $edf$ ) a été calculé selon la méthode détaillée dans Welch (1967), où  $edf = 2.8 * 7/8 * N/L$ , avec  $N$  le nombre de points des séries temporelles et  $L$  la longueur de la fenêtre utilisée.

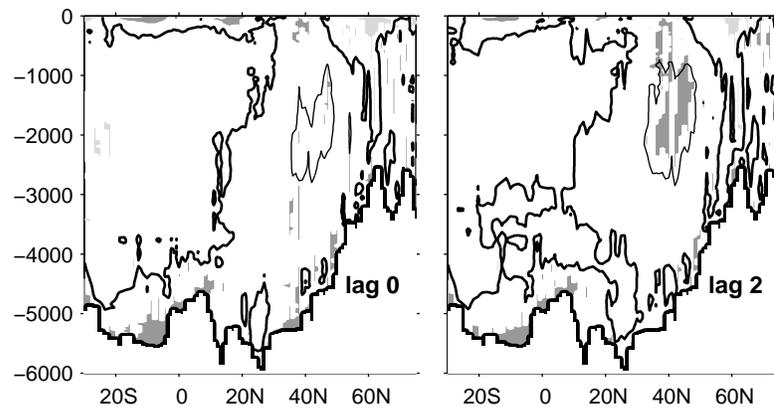


Figure 4.31: Régression avec décalages de temps de la MOC sur la NAO, toutes les données sont filtrées à l'échelle de temps décennale. Les décalages de temps sont en années. L'intervalle entre les contours est 0.2 Sv. Le code des contours et des grisés est le même que sur la figure 4.2.

## 4.4 Structures associées à la MOC Atlantique

Les deux paragraphes précédents ont montré que les causes de variabilité de la MOC peuvent être multiples: on a en particulier recensé l'action de la convection profonde due aux flux atmosphériques et l'action mécanique du vent. Les structures océaniques associées aux variations de MOC reflètent ces différentes causes et sont donc complexes.

Les anomalies de courants horizontaux à différentes profondeurs associées au MOI sont essentiellement situées près du bord ouest, comme le montrent les figures 4.32 à 4.34. Bien que bruitées, ces cartes confirment la propagation vers le sud de l'anomalie de MOC (Fig. 4.8): l'anomalie le long du bord ouest est confinée au nord de  $40^{\circ}\text{N}$  au lag -4, puis on la détecte jusqu'à  $20^{\circ}\text{N}$  au lag -2 et dans la mer des Caraïbes au lag -1. Elle traverse l'équateur en phase avec le maximum de MOC. L'ajustement du bassin est également visible sur la fonction de courant barotrope (Fig. 4.35). Les caractéristiques de la propagation vers le sud le long du bord ouest rappellent une onde de Kelvin côtière barocline ou des ondes de Rossby topographiques. Ces ondes seraient créées par la formation de masses d'eau dans les hautes latitudes de l'Atlantique Nord dans les années qui précèdent le MOI comme on l'a vu au paragraphe 4.2.4. Il est cependant difficile d'interpréter précisément ces phénomènes étant donnée la grande variété d'ondes piégées à la côte se propageant vers le sud (ondes internes de Kelvin topographiques, ondes se propageant le long des talus et modifiées par la topographie... voir Mysak, 1980). Dans un modèle idéalisé à deux couches, Kawase (1987) a étudié l'ajustement de l'océan profond à une anomalie de transport à la frontière nord, qui peut être vue comme une anomalie de convection profonde dans les hautes latitudes. Il a identifié des ondes de Kelvin baroclines transportant le signal de la gyre subpolaire vers l'équateur le long du bord ouest, le long de l'équateur, puis vers les pôles le long de la frontière est. Cette dernière étape s'accompagne d'une émission d'ondes longues de Rossby traversant le bassin d'est en ouest qui met en mouvement l'océan intérieur profond. Dans cette étude, les ondes de Kelvin côtières atteignent l'équateur au bout de quelques semaines, et l'échelle de temps de l'ajustement complet est de 200 jours environ (voir aussi Yang, 1999). Sugimoto and Fukasawa (1988) ont étendu le travail de Kawase à un modèle à six couches. Ils retrouvent le même mécanisme d'ajustement mais avec une échelle de temps de l'ordre de 10 ans. Ils expliquent cette différence par la présence de modes baroclines plus lents dans un modèle à six couches. Par ailleurs, des structures propagatives similaires ont été observées dans des modèles océaniques de circulation générale. La détermination d'une échelle de temps est rendue encore plus délicate par les problèmes numériques posés par la représentation des ondes dans les grilles des modèles. Batteen and Han (1981) par exemple décrivent la dépendance du temps de propagation au type de grille utilisé selon la classi-

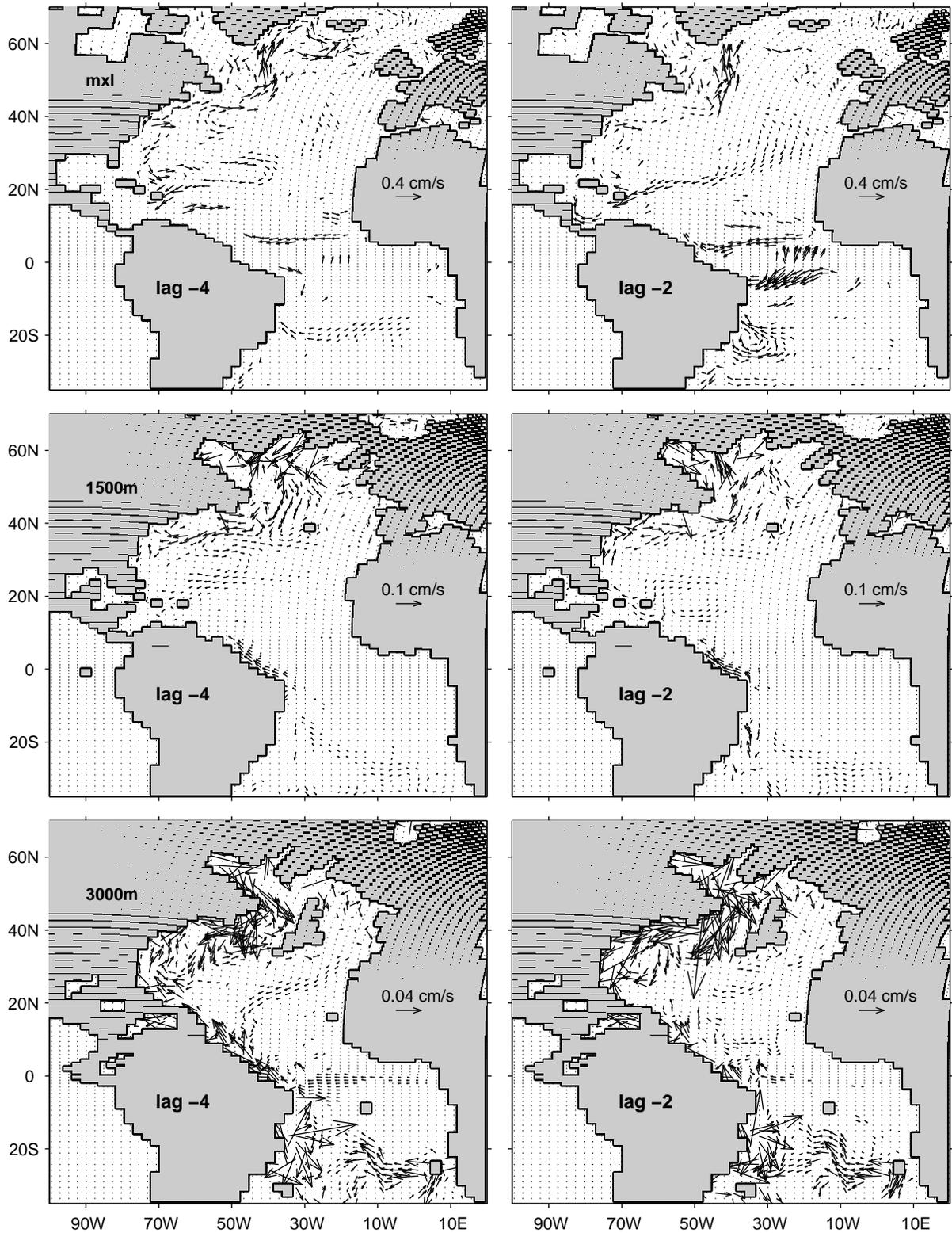


Figure 4.32: Regression avec décalage de temps des anomalies de courant dans la couche de mélange (en haut), à 1500m (au milieu) et à 4000m (en bas) sur la série temporelle MOI en moyenne annuelle. Les décalages de temps sont indiqués en années. Les vecteurs dont aucune des composantes n'est significative à 80% ne sont pas représentés. L'échelle des vecteurs est indiquée sur le continent africain pour chaque profondeur.

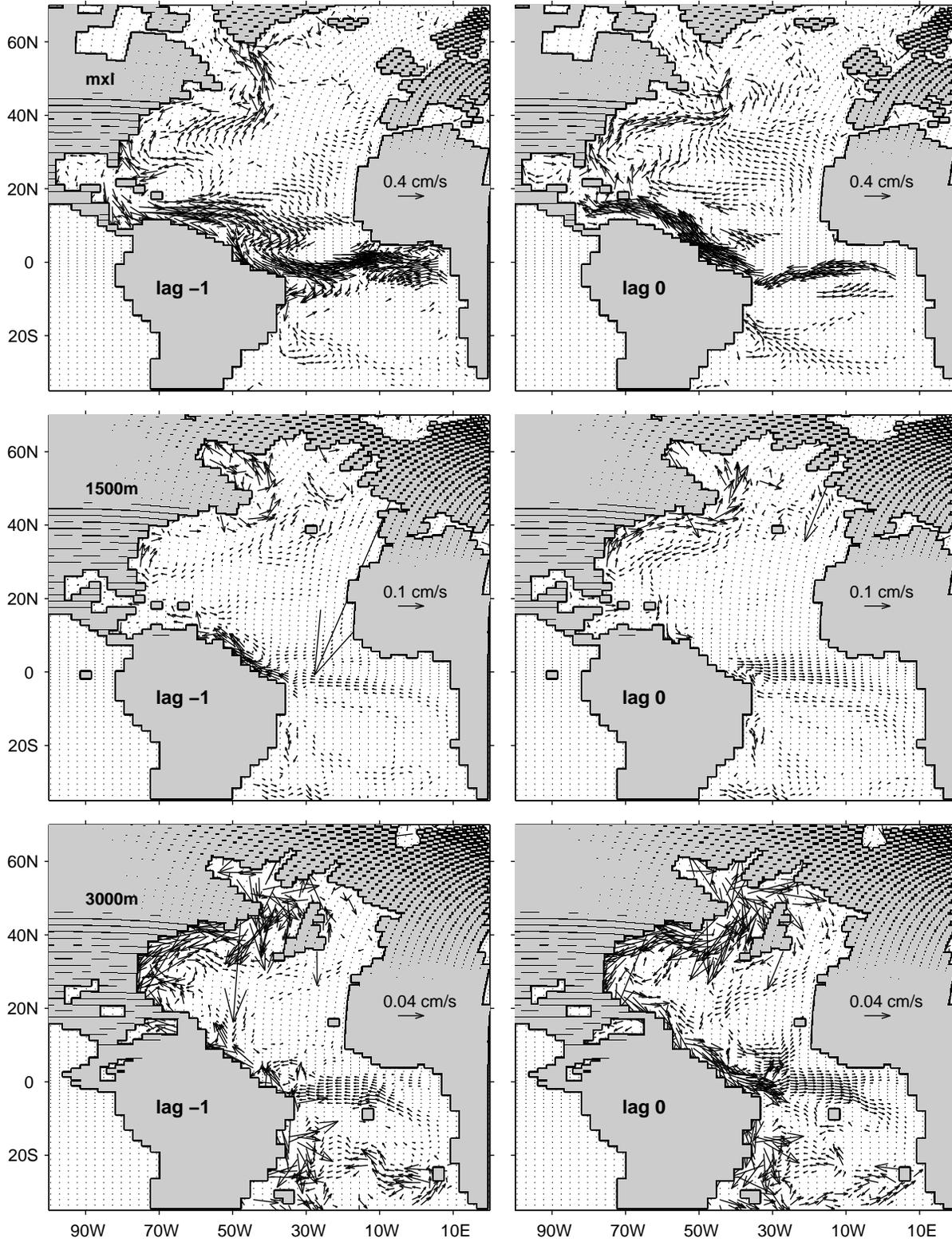


Figure 4.33: Suite de la Fig. 4.32

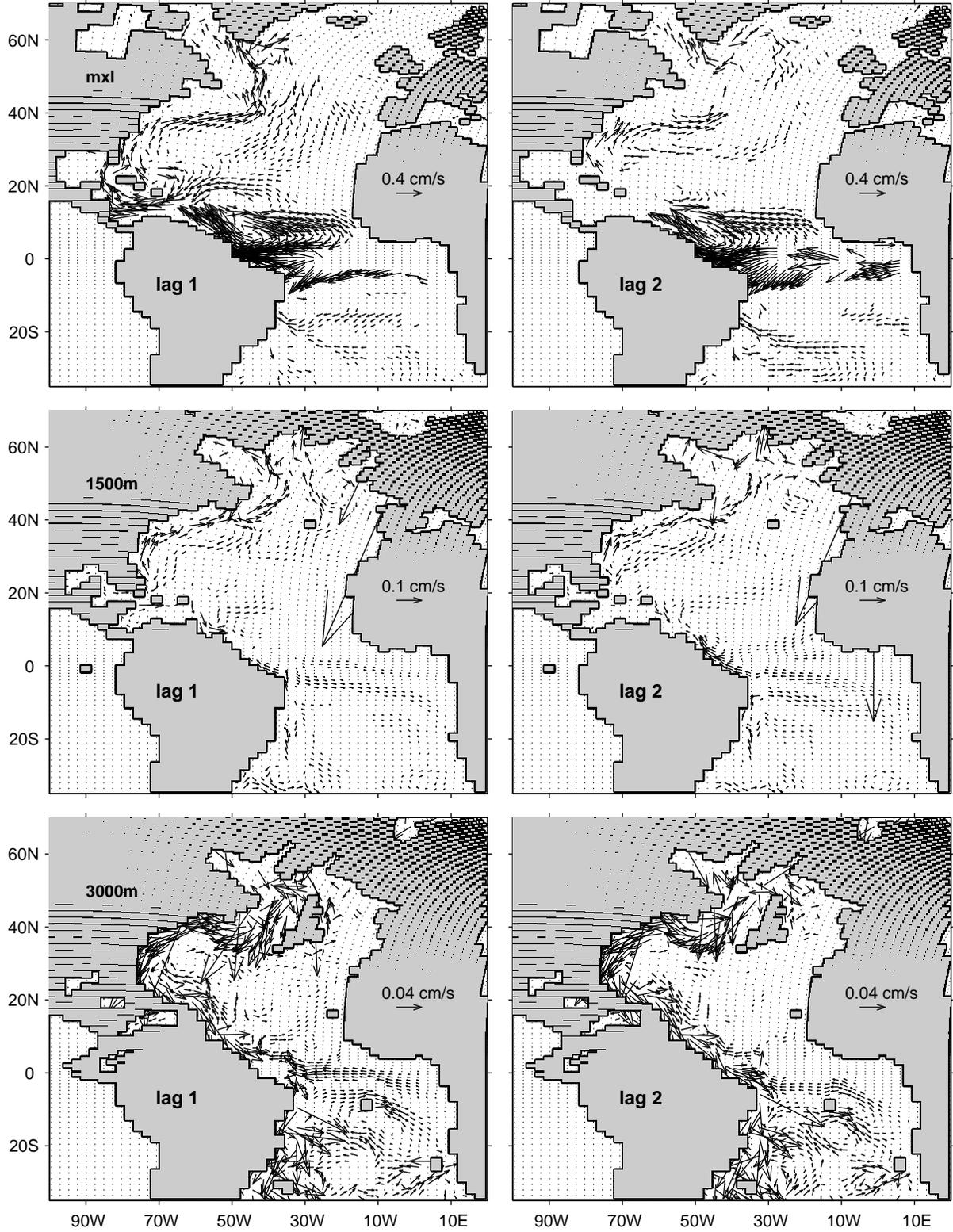


Figure 4.34: Suite de la Fig. 4.33

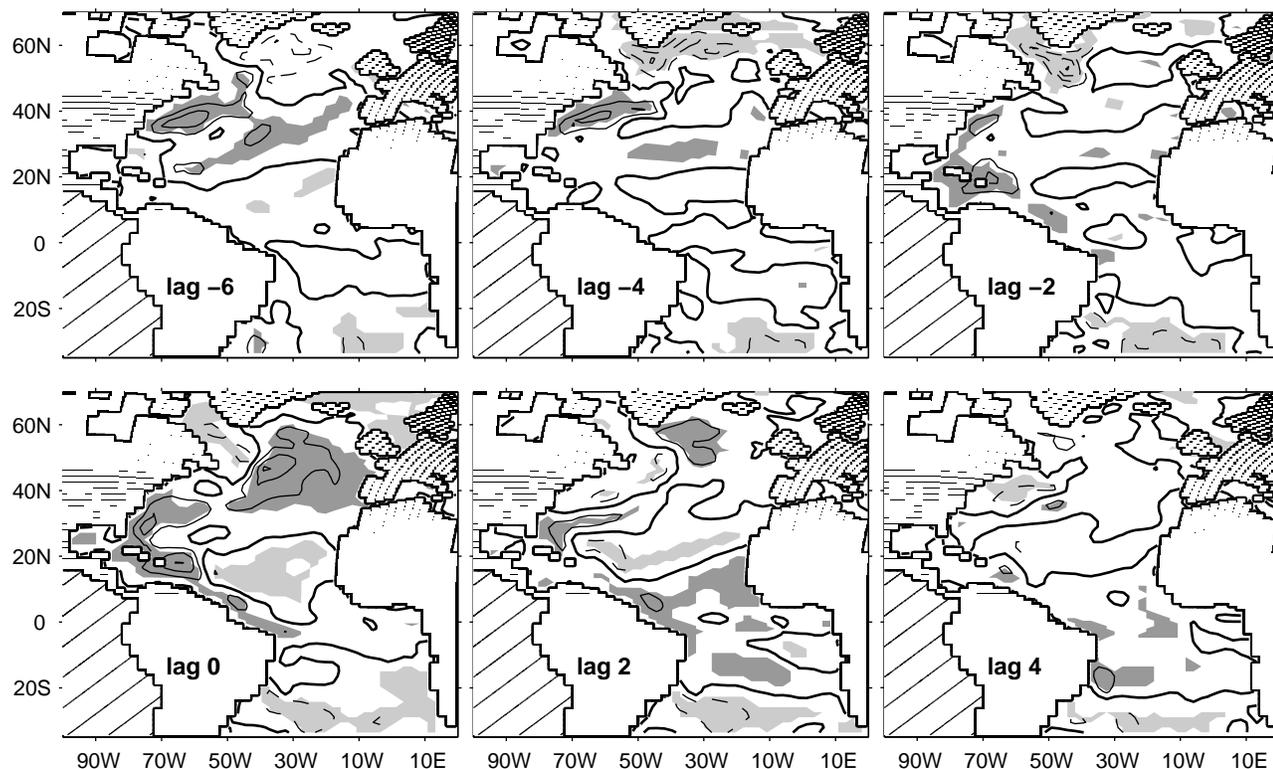


Figure 4.35: Régression avec décalage de temps des anomalies de fonction de courant barotrope sur le MOI en moyenne annuelle. Les décalages de temps sont en années. L'intervalle entre les contours est 0.2 Sv. Le code des contours et des grisés est le même que sur la figure 4.2.

fication d'Arakawa (1972). La résolution (relativement basse dans les modèles de circulation générale couplés) est également un facteur important: Döscher et al. (1994) observent que la propagation est beaucoup plus rapide dans un modèle au  $1/3^\circ$  que dans un modèle à  $1^\circ$ . Ils expliquent cette différence par le fait que les ondes de type Kelvin ne peuvent être correctement représentées dans le modèle à basse résolution, et discutent l'importance du paramètre de viscosité latérale. Greatbatch and Peterson (1996) discutent quand à eux l'effet retardateur pour la propagation d'ondes de Kelvin côtières d'une faible stratification dans les hautes latitudes. Enfin, signalons que dans un modèle à basse résolution ( $4/3^\circ \cos\phi$  lat  $\times 4/3^\circ$  long) forcé par des flux de chaleur, Eden and Willebrand (2001) observent une anomalie de circulation thermohaline se propageant de la mer du Labrador jusqu'à la gyre subtropicale par le courant de bord ouest en 6-9 ans. Cette échelle de temps pour l'ajustement du bassin Atlantique Nord est plus longue mais du même ordre de grandeur que celle du BCM. Le type de propagation observé sur les figures 4.32 à 4.35 a donc déjà été mis en évidence dans une large gamme de modèles, même si le mécanisme n'est pas encore explicité<sup>1</sup>. Par ailleurs, Curry et al. (1998) suggèrent à partir

<sup>1</sup>Notons que Marotzke and Klinger (2000) suggèrent dans leur modèle à très basse résolution que l'océan répond beaucoup plus lentement (45 ans pour atteindre l'équateur) avec une échelle de temps fixée par l'advection par le courant de bord ouest, ce qui n'est pas consistant avec nos résultats.

d'observations un lien entre le volume d'eau profonde formée en mer du Labrador et les propriétés des eaux intermédiaires dans la gyre subtropicale avec un décalage de temps de 6 ans.

Deux à trois ans en avance sur le MOI, on ne détecte pas d'anomalies atmosphériques significa-

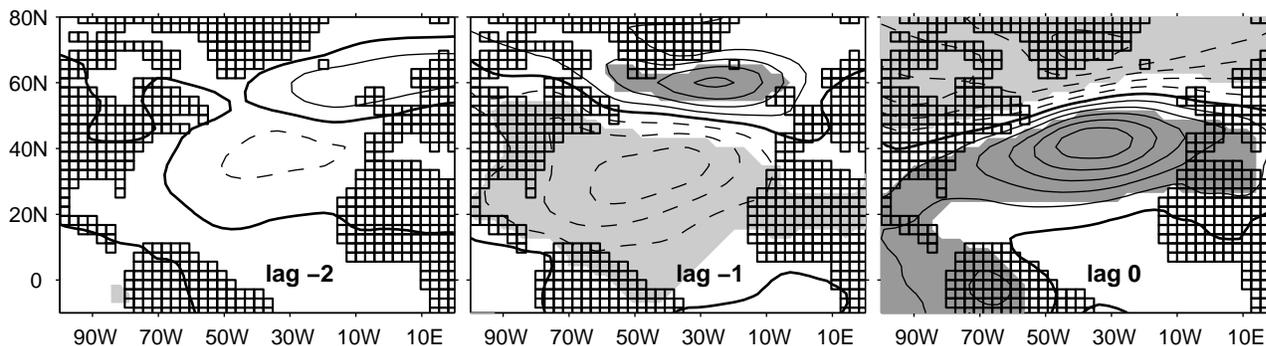


Figure 4.36: Régression avec décalage de temps de la pression de surface sur le MOI en moyenne annuelle. Les décalages de temps sont en années (Id. Fig. 4.21 aux décalages de temps  $-1$  à  $1$ ). L'intervalle entre les contours est de  $0.1$  hPa. Le code des contours et des grisés est le même que sur la figure 4.2. .

tives (Fig. 4.36). Un an avant le maximum de MOC, on a par contre une zone de haute pression au sud de l'Islande et une dépression dans les subtropiques ouest. Un an plus tard, c'est-à-dire en phase avec le MOI, elles sont à peu près opposées à celles de l'année précédente, avec un petit déplacement des structures vers le nord-est. En moyenne mensuelle, cette structure, qui ressemble à une NAO légèrement déformée, précède le maximum d'overturning de 4 mois. L'année suivante, il n'y a plus qu'une très faible anomalie de SLP, et plus rien à partir du lag 2. Cette inversion du signe des anomalies atmosphériques reflète à nouveau le forçage par le vent et l'inversion de signe décrit au paragraphe précédent entre les réponses barotrope et barocline de la MOC à la NAO. En effet, la structure barocline qui suit la NAO d'un an est corrélée négativement avec la structure associée au MOI, et on a donc, vu de l'océan, une structure proche d'une phase négative de la NAO associée au MOI avec un an d'avance. En phase, la structure est proche de la NAO vue la corrélation spatiale entre la réponse barotrope à la NAO et la structure associée au MOI. Ces anomalies de circulation atmosphérique contribuent également à la variabilité de la circulation horizontale représentée sur les figures 4.32 à 4.34 et engendrent des anomalies qui se superposent à celles qui sont liées à l'ajustement de la MOC à la convection profonde. Ainsi, l'anomalie vers le sud le long de la côte nord de l'Amérique du Sud dans la bande équatoriale puis vers l'est le long de l'Equateur au lag  $-1$  est probablement créée par les anomalies de vent le long de la côte qui accompagnent les basses pressions du centre du bassin.

Les structures de forçage des anomalies de SSS et de SST un an avant le maximum de MOC et en phase (Figs. 4.37 et 4.38) reflètent le changement de phase et la légère déformation des anomalies

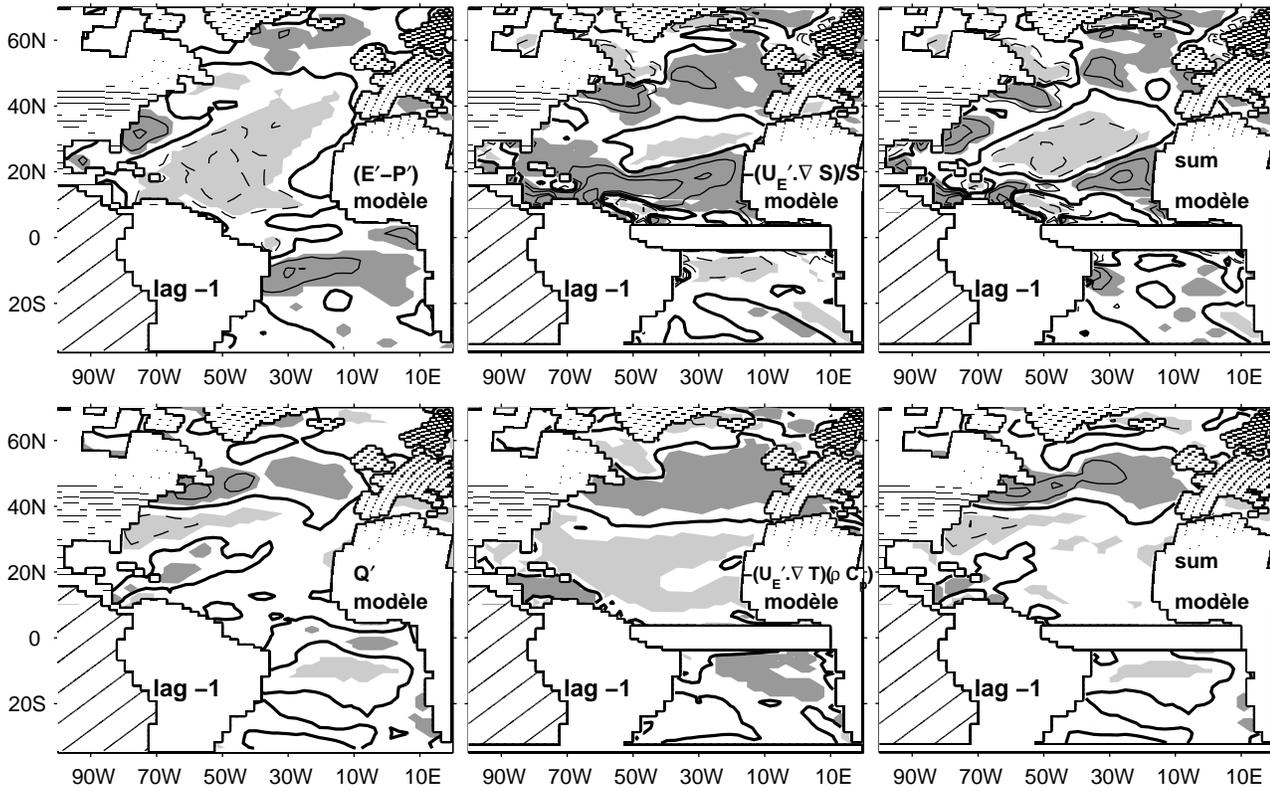


Figure 4.37: Régression du flux atmosphérique de chaleur et de l'advection de SST par les anomalies de courant d'Ekman (en haut) et du flux atmosphérique d'eau douce et de l'advection de SSS par les anomalies de courant d'Ekman (en bas) sur le MOI en avance d'1 an sur celui-ci. Les contours correspondent aux valeurs 0; 2.5; 5; 12.5; 22.5; 50  $W.m^{-2}$  et  $mm.mois^{-1}$  respectivement. Le code des contours et des grisés est le même que sur la figure 4.2.

atmosphériques de la figure 4.36. Au lag -1, la structure de SSS dans les subtropiques (Fig. 4.39, premier panneau) est en partie due au forçage atmosphérique, et notamment à l'excès de précipitations dans les subtropiques (Fig. 4.37). Ce n'est pas le cas de l'anomalie positive dans les hautes latitudes. Elle reflète elle déjà l'accélération de la MOC en Atlantique Nord qui apporte de l'eau chaude et salée dans les hautes latitudes. La structure de SSS persiste au lag 0, tout en étant un peu déformée par le forçage atmosphérique et l'advection par les courants moyens. L'anomalie positive dans les hautes latitudes a été intensifiée par la MOC. On obtient une sorte de dipôle dans l'hémisphère nord, avec des eaux anormalement salées dans les hautes latitudes et des eaux anoemalement peu salées dans les subtropiques. On a aussi des eaux peu salées dans les subtropiques de l'hémisphère sud, sauf le long de la côte sud-américaine. A partir du lag 1, l'anomalie dans la gyre subpolaire continue à s'intensifier tandis qu'elle est en partie advectée par les courants moyens vers le nord-est. En effet, l'anomalie de MOC s'atténue dans l'hémisphère nord (Fig. 4.8) et le terme d'advection de la salinité moyenne par les anomalies de courant diminue. Vues les anomalies créées, l'advection des anomalies par les courants

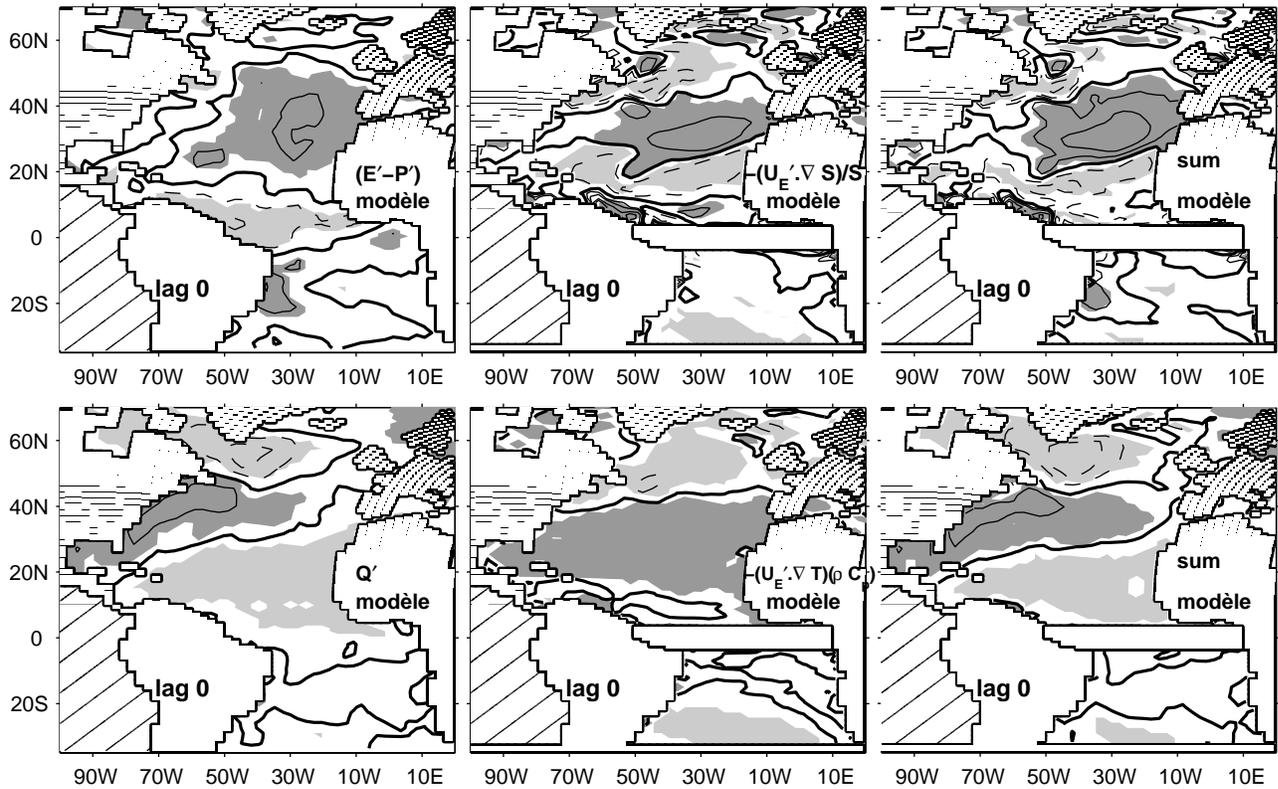


Figure 4.38: Comme la figure 4.37, en phase avec l'indice MOI.

moyens reprend lui relativement de l'importance. L'anomalie négative de SSS dans les subtropiques est également partiellement advectée par les courants moyens le long de la côte sud américaine, autour de la Floride puis le long de la côte nord-américaine.

Les anomalies de SST en avance d'un an sur le MOI forment un tripole, avec des températures anormalement chaudes dans les tropiques et dans la gyre subpolaire, et des températures plus froides que la normale dans les moyennes latitudes le long de la côte US et dans la mer des Caraïbes. Comme dans le cas de la SSS, la partie subtropicale de ces anomalies est due au forçage atmosphérique direct (Fig. 4.37). Dans les hautes latitudes, les anomalies positives de température ne reflètent pas ce forçage mais sont dues à l'accélération de la circulation méridienne. Aux lags 0 et 1, cette anomalie envahit progressivement tout l'hémisphère nord. Dans les subtropiques, l'anomalie de SST change de signe au lag 0 en réponse au forçage puis se décale vers le sud laissant la place à l'anomalie chaude. Un an après le maximum d'overturning, les anomalies de SST ont une structure interhémisphérique, avec des anomalies chaudes au nord et froides au sud. Cette structure est cohérente avec la corrélation à toutes les latitudes entre le transport méridien de chaleur par l'océan et le MOI dans le BCM (paragraphe 4.1.3). Une intensification de la MOC entraine donc un refroidissement de l'hémisphère sud au profit du nord. Cette structure est assez classique. Ainsi Manabe and Stouffer (1999) et Vellinga

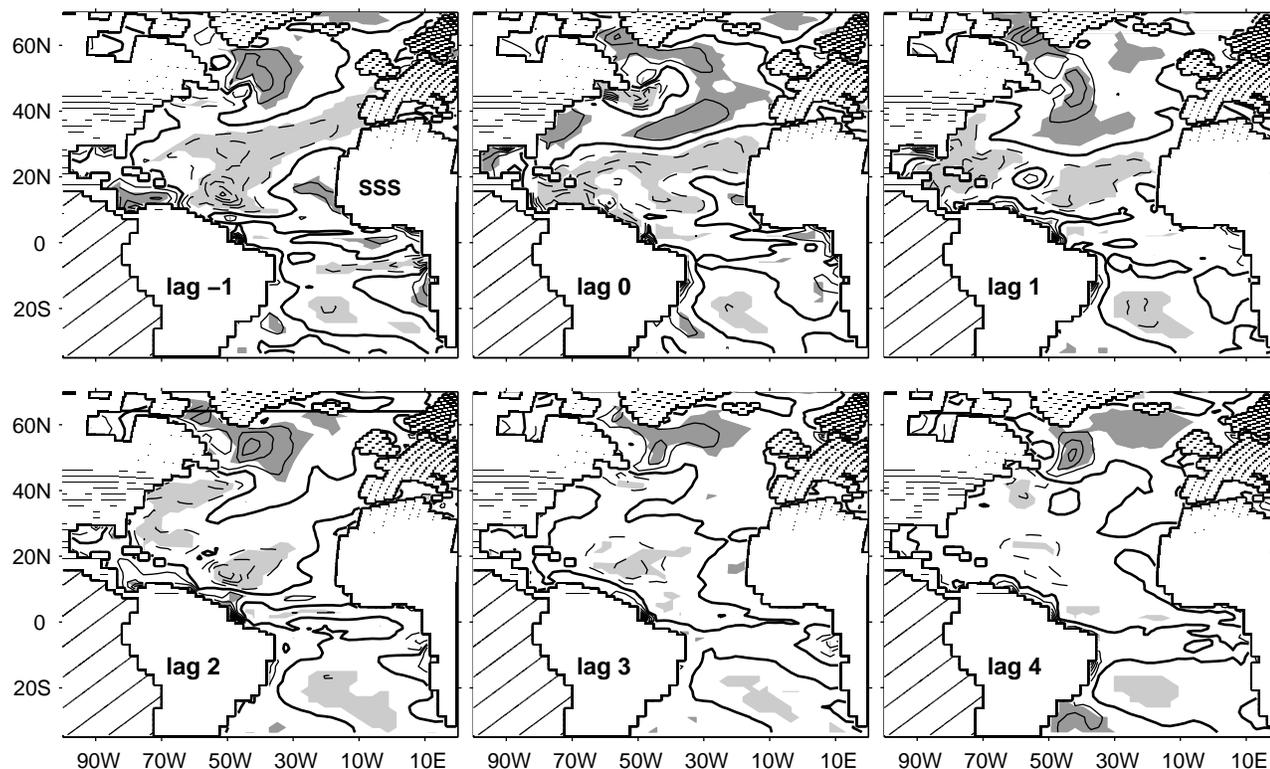


Figure 4.39: Régression avec décalage de temps de la SSS sur le MOI en moyenne annuelle. Les décalages de temps sont en années, par rapport au MOI. L'intervalle entre les contours est 0.015 psu. Le code des contours et des grisés est le même que sur la figure 4.2.

and Wu (2002) obtiennent le même type de structure dans les modèles couplés du GFDL et HadCM3 respectivement. Aux décalages de temps suivants, l'anomalie de SST diminue dans les subtropiques et moyennes latitudes. Elle est persistante et presque stationnaire et dans les hautes latitudes, au sud du Groenland, à l'endroit où la figure 3.21 met en évidence une persistance de SST anormalement forte. Une partie semble advectée vers le nord-est.

En résumé, des anomalies chaudes et salées sont donc associées dans les hautes latitudes de l'Atlantique Nord à une accélération de la MOC. L'effet net de ces anomalies est une densité plutôt diminuée dans les hautes latitudes, comme le montre la figure 4.41, ce qui tend à réduire la convection profonde. Cependant, les anomalies positives de salinité contribuent probablement au préconditionnement de la mer du Labrador et de la mer d'Irmingier pour les événements de convection profonde qui suivront lorsque l'eau de surface deviendra suffisamment froide.

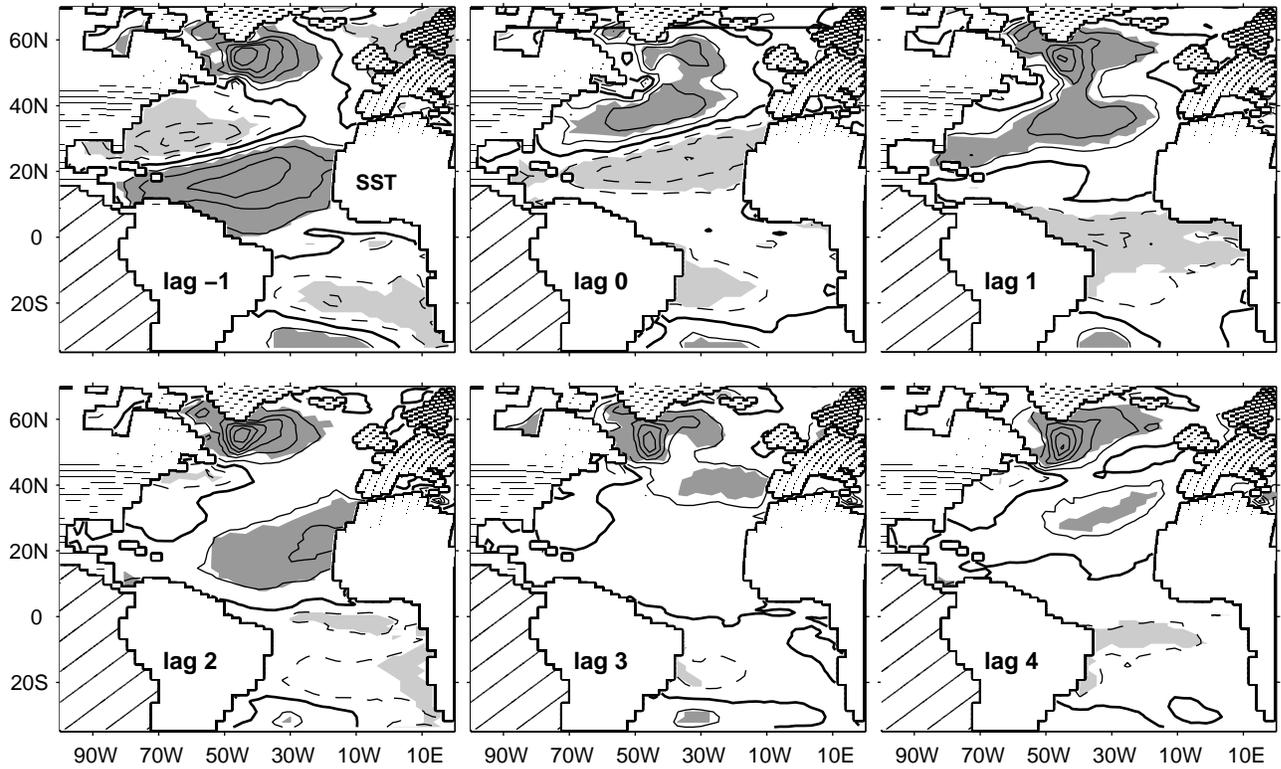


Figure 4.40: Régression avec décalage de temps de la SST sur le MOI en moyenne annuelle. Les décalage de temps sont en années, par rapport au MOI. L'intervalle entre les contours est  $0.04 \text{ K}$ . Le code des contours et des grisés est le même que sur la figure 4.2.

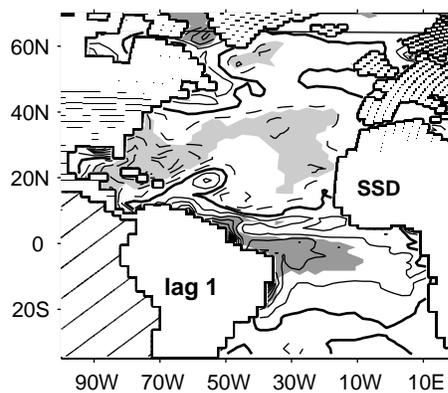


Figure 4.41: Régression avec décalage de temps de la densité de surface sur le MOI en moyenne annuelle lorsque celui-ci précède d'un an. L'intervalle entre les contours est  $0.01 \text{ kg.m}^{-3}$ . Le code des contours et des grisés est le même que sur la figure 4.2.

## 4.5 Variabilité de la MOC à basse fréquence dans le BCM

Les figures 4.1 et 4.5 (milieu) mettent en évidence un creux de la variance de la MOC entre 6 et 10 ans environ, et un pic vers 15-20 ans. Pour étudier les longues échelles de temps en s'affranchissant des mécanismes plus rapides, on filtre les fréquences supérieures à 10 ans grâce à un filtre en ondelettes approprié (annexe B) appliqué à toutes les données en chaque point de grille.

Pour caractériser la variabilité à basse fréquence de la MOC, on peut calculer un nouvel indice à partir des données filtrées. Celui-ci est très fortement corrélé avec la modulation basse fréquence du MOI calculé en annuel ( $r=0.98$ ). Ils représentent donc le même processus physique et on caractérise la variabilité basse fréquence de la MOC par la modulation basse fréquence du MOI. De même qu'en

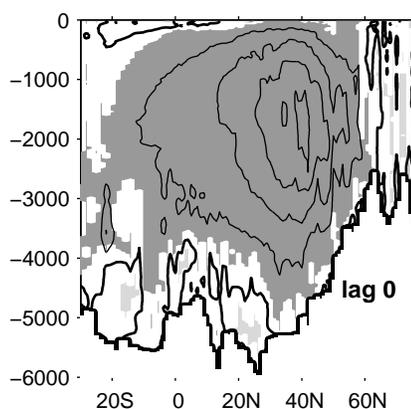


Figure 4.42: Regression de la MOC filtrée à basse fréquence sur le MOI filtré à basse fréquence. L'intervalle entre les contours est 0.2 Sv. Le code des contours et des grisés est le même que sur la figure 4.2.

annuel, la structure associée est unicellulaire (Fig. 4.42). Le maximum est décalé vers le nord par rapport au maximum moyen.

La figure 4.43 représente les principaux modes de variabilité de la MOC à basse fréquence. Comme en annuel, le premier mode (60% de la variance) est composé d'une seule cellule grande échelle. Elle est cette fois centrée vers 40°N, au nord du maximum moyen. La série temporelle présente une échelle de temps vers 15-20 ans, comme en annuel (Fig. 4.43, milieu). Sa corrélation en phase avec la modulation basse fréquence du MOI est égale à 0.8. Le mode 2 (16% de la variance) est composé de deux cellules selon la longitude. Il ressemble également au mode 2 obtenu en interannuel. Le mode 3 est par contre assez différent de celui obtenu en interannuel. Les corrélations croisées entre les séries temporelles (Fig. 4.43 en bas) montrent que l'on a, à nouveau comme en annuel, une propagation entre la structure 2 et la structure 1 en 3-4 ans (voir Fig. 4.7). La propagation vers le sud se voit aussi bien sur la PC 1 que sur le MOI.

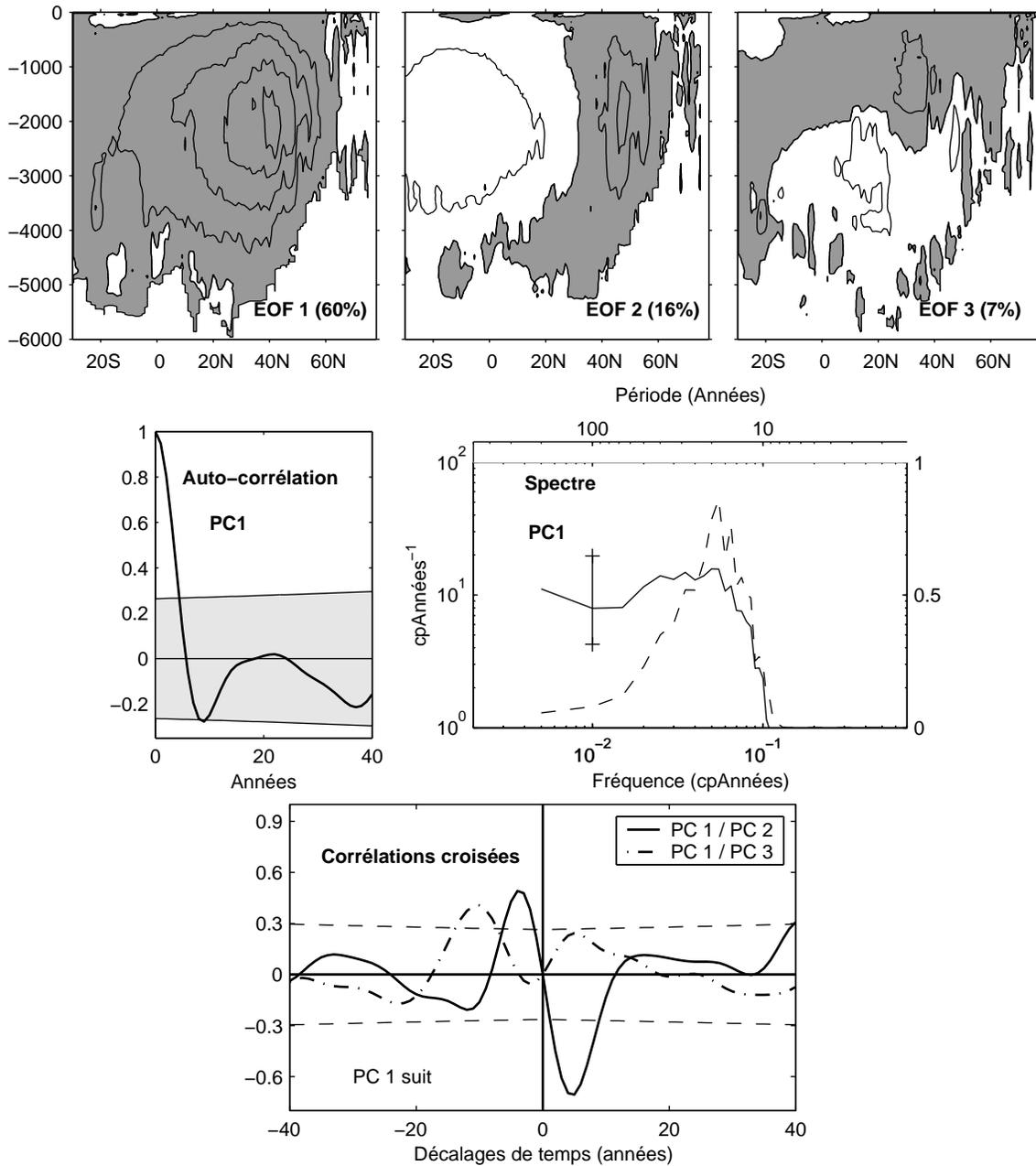


Figure 4.43: Idem Fig. 4.5 à l'échelle de temps décennale (à partir des données filtrées à basse fréquence).

Le forçage de cette variabilité par la convection profonde et l'ajustement subséquent du bassin sont similaires à ce que l'on a décrit en annuel (paragraphe 4.2.4 et 4.4) et ne seront donc pas détaillés ici. Par contre, en accord avec le paragraphe 4.3, le forçage mécanique par le vent n'est plus significatif à ces longues échelles de temps. Ainsi, la figure 4.44 montre l'absence de structure atmosphérique significative dans l'Atlantique Nord en phase avec le MOI. Par conséquent, les anomalies de flux atmosphérique dans l'Atlantique en phase avec le maximum de MOC et à basse fréquence sont faibles

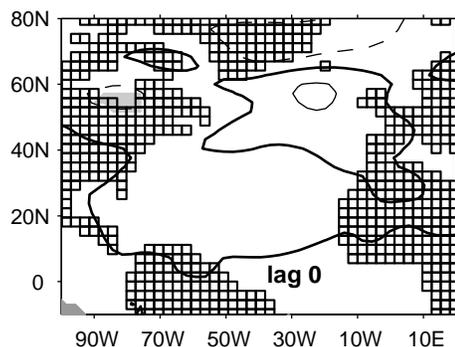


Figure 4.44: Régression en phase de la SLP sur le MOI, toutes les données sont filtrées à l'échelle de temps décennale. L'intervalle entre les contours est de 0.1 hPa. Le code des contours et des grisés est le même que sur la figure 4.2.

et peu significatives (Fig. 4.45). L'anomalie positive de flux de chaleur autour de Terre-Neuve est probablement due à la faible anomalie de pression de surface dans la baie d'Hudson. L'anomalie négative de l'ordre de  $5 \text{ W.m}^{-2}$  au sud du Groenland est probablement au moins partiellement due à la forte anomalie de SST dans cette zone (de l'ordre de 0.2 K, Fig. 4.46 à gauche) via la rétroaction du flux de chaleur. La structure de SST associée à une accélération de MOC est à nouveau essentiellement interhémisphérique, reflétant l'augmentation du transport d'eaux chaudes vers le nord au détriment du sud. La structure de SSS est elle aussi proche de ce que l'on avait en interannuel. C'est un dipôle dans l'hémisphère nord. L'excès de sel dans les hautes latitudes est également lié à l'accélération de la MOC. La partie (négative) subtropicale de l'anomalie de SSS, par contre, ne s'explique pas par l'anomalie de MOC mais plutôt par une intensification des précipitations (Fig. 4.45, à droite). Nous allons voir dans le chapitre suivant que cette anomalie de flux d'eau douce, qui n'est pas due à la variabilité atmosphérique dans l'Atlantique Nord, pourrait être due en fait à la variabilité climatique dans le Pacifique tropical.

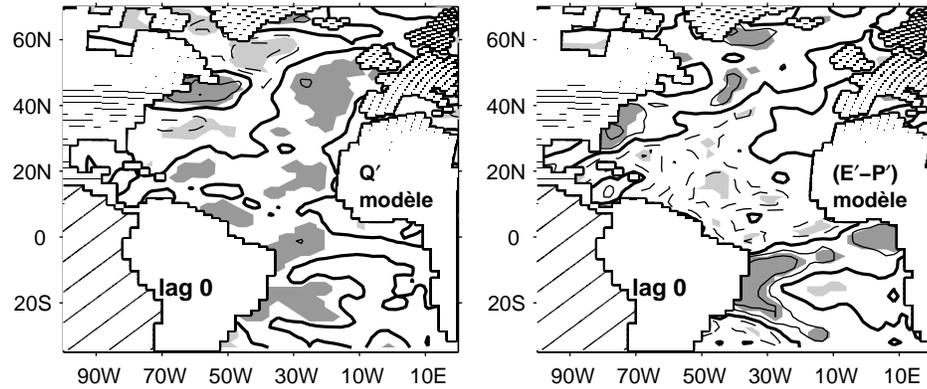


Figure 4.45: Régression du flux atmosphérique de chaleur (à gauche) et d'eau douce (à droite) sur le MOI en phase à l'échelle de temps décennale. Les contours correspondent aux valeurs 0, 1.25, 2.5, 6.25, 11.25, 25  $W.m^{-2}$  et  $mm.mois^{-1}$  respectivement. Le code des contours et des grisés est le même que sur la figure 4.2.

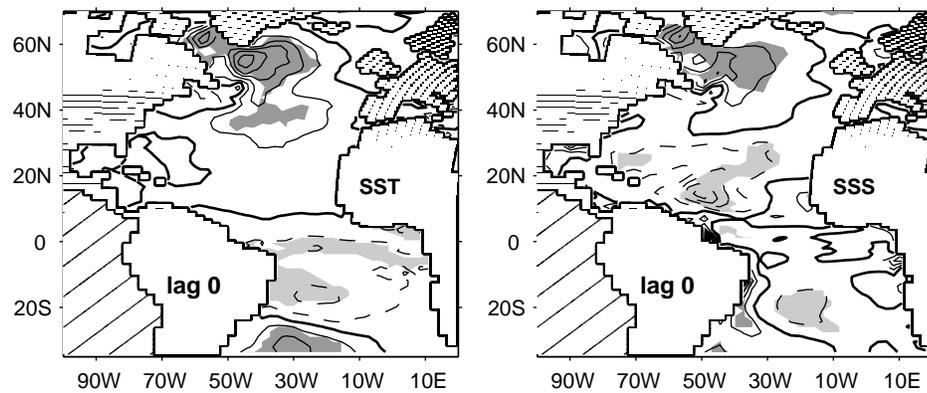


Figure 4.46: Régression en phase de la SST (à gauche) et de la SSS (à droite) sur le MOI à l'échelle de temps décennale. L'intervalle entre les contours est 0.04 K et 0.015 psu respectivement. Le code des contours et des grisés est le même que sur la figure 4.2.



## Chapitre 5

# Influence of the tropical Pacific on the Atlantic ocean in the BCM

The ENSO phenomenon is by far the leading mode of interannual variability of the climate system. It mainly involves the tropical Pacific ocean but its effects can be felt in almost all parts of the globe (Philander, 1990). Whether it has a direct impact on the MOC has not clearly been established. It is shown in this chapter that it does so in BCM. However, the ENSO teleconnection in BCM is much too strong in the North Atlantic so the link between ENSO and the MOC may not be entirely realistic. In any case, it cannot be ignored if the variability of the MOC in the model has to be understood.

### 5.1 Description of ENSO in the model

In the model, the ENSO phenomenon is strong and rather realistic. It is well described by the first mode of SST variability in the tropical Pacific that explains 55% of the monthly SST anomaly variance between 12°N and 12°S (Fig. 5.1). In the Reynolds data set, the equivalent mode explains 64% of the monthly SST variance (Fig. 5.2). The El Niño time series is anticorrelated at 17 months lag (top), versus 20 in Reynolds, and more strongly autocorrelated than in the observations at 3-4 years lag. Its spectrum (bottom) correspondingly peaks at a period of about 34 months, while the peak in the observations is broader and at slightly lower frequency (between 35 and 45 months). The associated SLP structure (obtained by regression) is the Southern Oscillation that compares rather well in the Indo-Pacific with its counterpart in NCEP, even though the eastern Pacific lobe extends further westward along the equator (Fig. 5.3). In the North Atlantic, however, the SLP signal is 2.5 times stronger in BCM and the observed southwest-northeast pattern is replaced by a dipole that

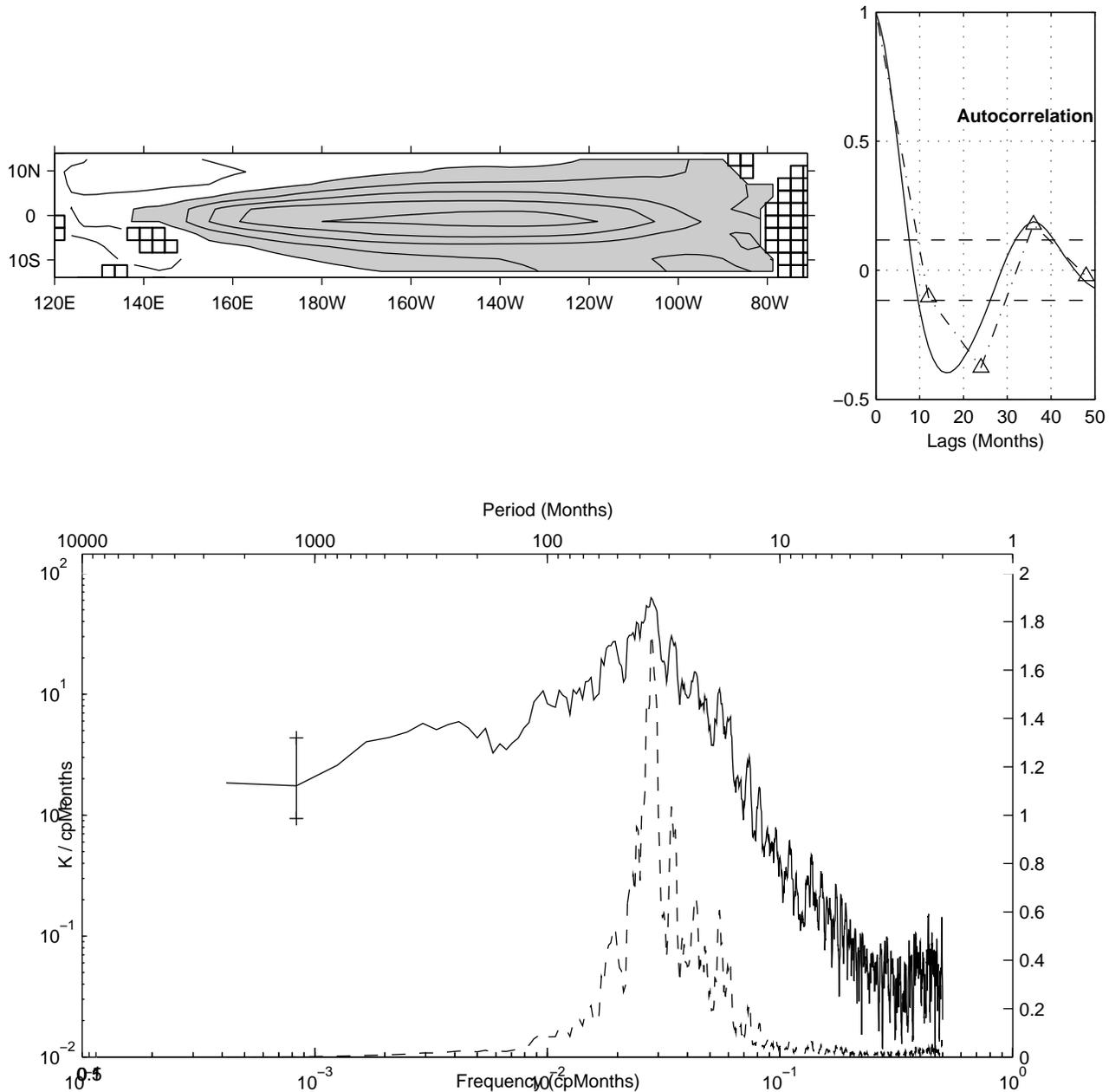


Figure 5.1: Structure and temporal characteristics of the leading mode of the monthly SST anomalies variability in the tropical Pacific in the BCM. Top left: spatial structure. The contours interval is  $0.4K$ . Shaded areas are positive. Top right: solid line: autocorrelation function of the corresponding principal component (PC1). The dashed horizontal lines indicate the 10% significant level. The dashed-dotted line with the triangles is the autocorrelation function of the annual mean of PC1. Bottom: PC1 spectrum in log-log units (solid line) and in log-linear units (“variance preserving spectrum,” dashed line). The spectrum was calculated by the multitaper method using 4 tapers. The vertical line indicates the 90% confidence interval.

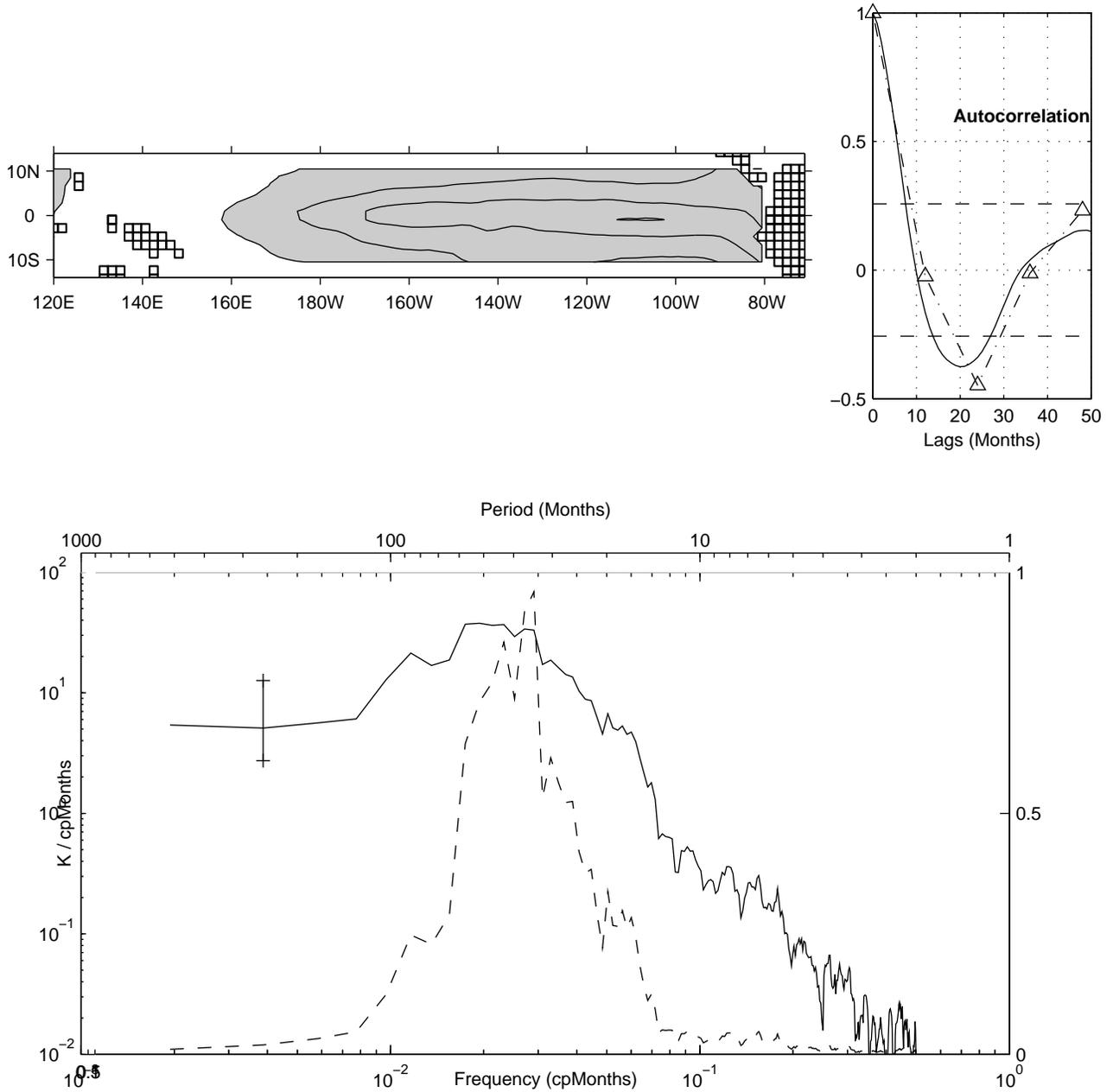


Figure 5.2: As Fig. 5.1 with the Reynolds data

has some similarity with the NAO, except that it is shifted northward and strongly dominated by the southern pole. The too strong impact of ENSO on the North Atlantic is a known deficiency of the atmospheric model ARPEGE (Cassou and Terray, 2001). Note that the North Atlantic SLP structure found in NCEP is consistent with other studies: Klein et al. (1999), for example, suggest that the negative pressure anomaly over the western subtropical gyre is part of the Pacific North American (PNA) pattern forced by positive ENSO events, while the positive pressure anomaly found in the tropics reflects a shift of the Walker circulation.

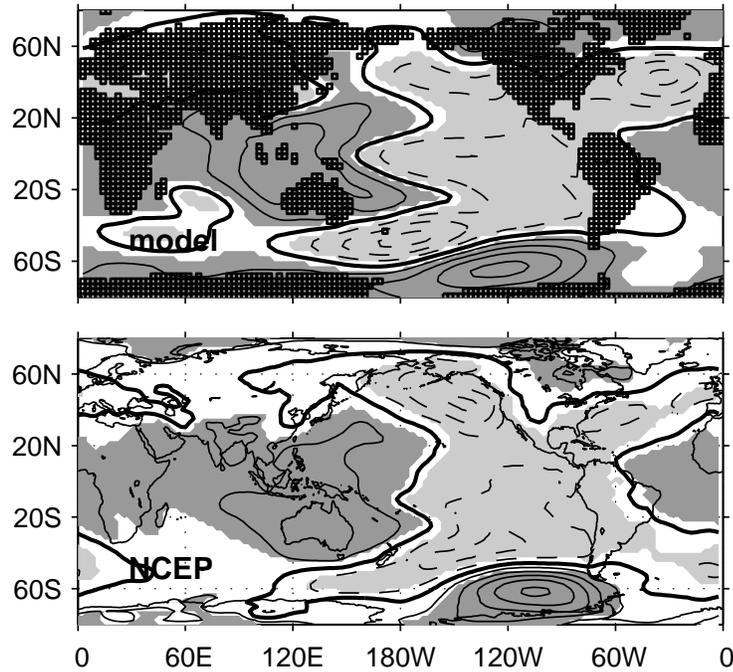


Figure 5.3: Southern Oscillation associated to the leading tropical Pacific “El Niño” SST mode in BCM (top) and NCEP (bottom). The contour interval is 0.4 hPa, continuous for positive and dashed for negative values. The thick contour is for zero. Light (dark) shaded areas are negative (positive) and significant at the 10% level.

Even if, in the model, the ENSO signal is too strong in the Atlantic north of about 30°N, it is fairly well reproduced in the tropical and subtropical Atlantic, and the ENSO-induced anomalous precipitation pattern is realistic in the tropical Atlantic. The Caribbean rainfall season can be divided into an early (May-June-July) and a late season (August through October) (Taylor et al., 2002). In the equatorial Pacific, ENSO peaks in boreal winter (December-January-February). During the late rainy

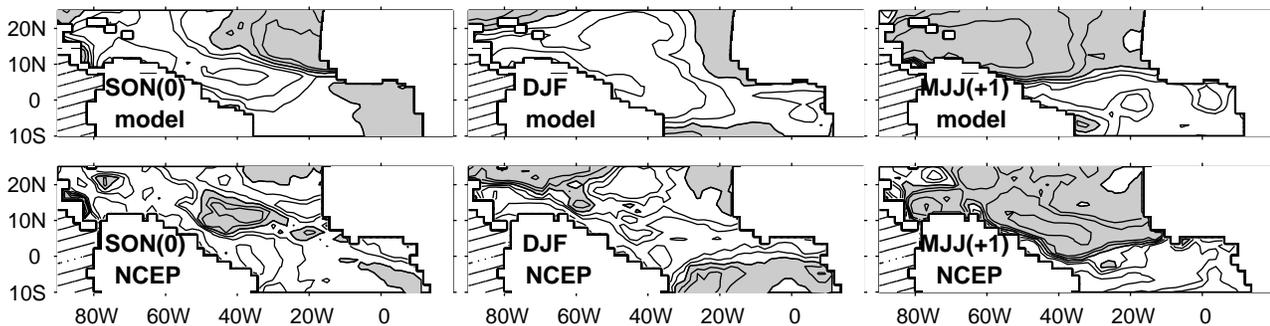


Figure 5.4: Lagged regression of precipitation on ENSO in December-January-February in BCM (top) and in NCEP (bottom). SON(0) indicates that precipitation is considered from September to November prior to the mature ENSO and MJJ(+1) from May to July after the mature phase of ENSO. The contours correspond to 0, 2.5, 5, 12.5, 22.5, and 50 mm/month; shaded areas are positive.

season preceding a mature ENSO phase (Fig. 5.4 left panels), a divergent surface flow dominates the eastern tropical Atlantic, contributing to anomalously weak precipitations over the Caribbeans. This is the “dry Caribbean-ENSO relationship” (Hastenrath, 1976). During the following months, high pressures over the equatorial Atlantic reduce the meridional SLP gradient, yielding weaker trade winds at subtropical latitudes and a gradual warming of the sea surface (Enfield and Mayer, 1997). The warm SST anomaly reaches its maximum 4 to 6 months after the mature ENSO phase (i.e. in boreal spring of the ensuing year) and they are associated with wetter Caribbean at the start of the new rainy season (Fig. 5.4 right panels). In this region, the model patterns (top) are consistent with the NCEP reanalysis (bottom) and Giannini et al. (2000). This realistic behavior of ENSO in the tropical Atlantic is of particular interest in view of the previous studies that have linked ENSO to the MOC. Latif et al. (2000), for example, have explained the stability of the MOC in response to greenhouse warming by invoking enhanced large-scale air-sea interactions in the tropics similar to those operating during present-day El Niños. In their model, they lead to anomalously high salinity anomalies in the tropical Atlantic that are advected into the sinking region, thereby increasing the surface density and compensating the local warming and freshening. One objective of this chapter is to discuss whether such a mechanism might be at play in the BCM.

## 5.2 Atlantic SSS and SST response to ENSO in the model

### 5.2.1 Interannual timescales

In view of the long timescale of ENSO, we work with yearly averaged data. Consistent with the structures in the North Atlantic in Fig. 5.3, the NAO and ENSO time series are significantly anticorrelated in the model at annual timescales while it is not the case in NCEP (Fig. 5.5). In BCM (but not NCEP), the two time series are also weakly correlated when NAO leads ENSO by about 20 months. Because of this strong link, it is difficult to distinguish the North Atlantic SSS and SST structures specifically associated to ENSO.

Figure 5.6 compares the freshwater flux and the anomalous Ekman forcing associated to ENSO in BCM and NCEP in phase (top panels) and 1 year after (bottom panels). Although in both data sets the in-phase freshwater flux is strongest in the tropics, the large negative anomaly seen along  $10^{\circ}\text{N}$  in NCEP, and consistent with Schmittner et al. (2000), is not reproduced in BCM, which is dominated instead by a positive anomaly along the South America coast. Anomalous Ekman advection again dominates the freshwater flux in both BCM and NCEP. The in-phase anomalous Ekman advection of salt is important at midlatitudes, and slightly better reproduced in the model, except near the

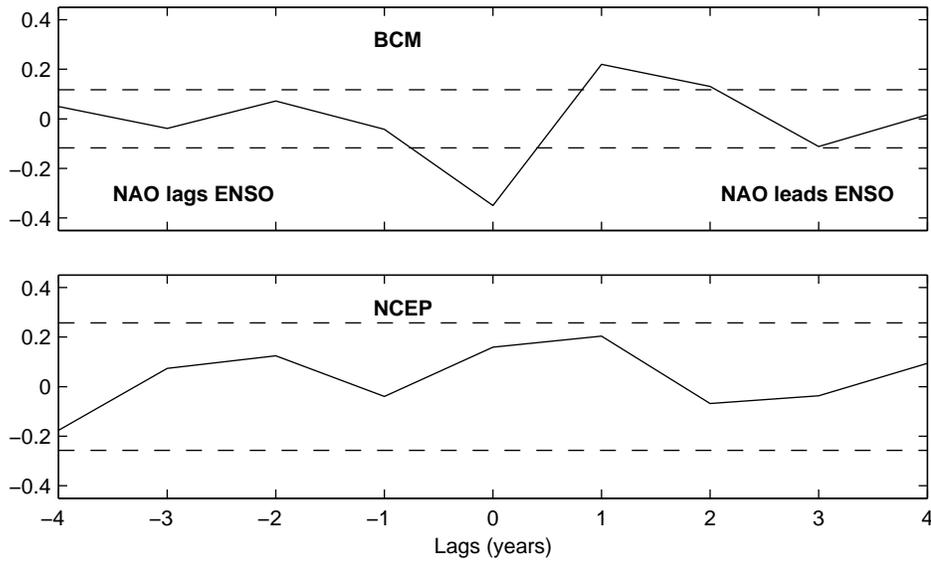


Figure 5.5: Cross-correlation of the annual ENSO and NAO time series in the BCM (top) and in NCEP (bottom). In both cases, the dashed lines show the 10% two-sided significant level. NAO leads at positive lags.

Gulf Stream. Note that the model pattern resembles the anomalous Ekman advection induced by a negative NAO phase except in the tropics, consistent with the anticorrelation between NAO and ENSO time series, so that specific ENSO forcing appears to be confined to the tropics. Although the SLP anomaly associated to ENSO is 3 times weaker than the one linked to the NAO, the anomalous yearly Ekman advection is of the same order of magnitude at midlatitudes (compare with Fig. 3.32), because of the larger ENSO persistence. At lag 1, there are changes in the BCM patterns that reflect the cross-correlation in Fig. 5.5 (top) while those in NCEP remain broadly similar. The change in the freshwater flux at lag 1 in the tropics is also partly due to the lagged response of the tropical Atlantic to ENSO, as described in Fig. 5.4 (see also Giannini et al., 2000, Taylor et al., 2002). To summarize, the BCM forcing patterns associated to ENSO are not very realistic in much of the North Atlantic, and their impact on the SSS variability and the MOC must be viewed with much caution.

Figure 5.7 shows the Atlantic SSS pattern associated to ENSO at various lags, using yearly data. At lags -1, when SSS leads ENSO by 1 year, the pattern closely resembles that associated to the NAO (Fig. 3.33), consistent with the anticorrelation when the NAO leads ENSO by 1 to 2 years. The in-phase pattern (lag 0) reflects two influences: advection of the lag -1 anomalies, and direct ENSO forcing, resulting in weak anomalies in the center of the basin and a positive anomaly in the tropics. One year after ENSO (third panel), the signal resembles the lag -1 pattern with the reverse sign, consistent with the negative auto-correlation of ENSO at 2 year lag, albeit with some advective effects in the subpolar gyre and along the northern coast of South America. At larger lags (bottom

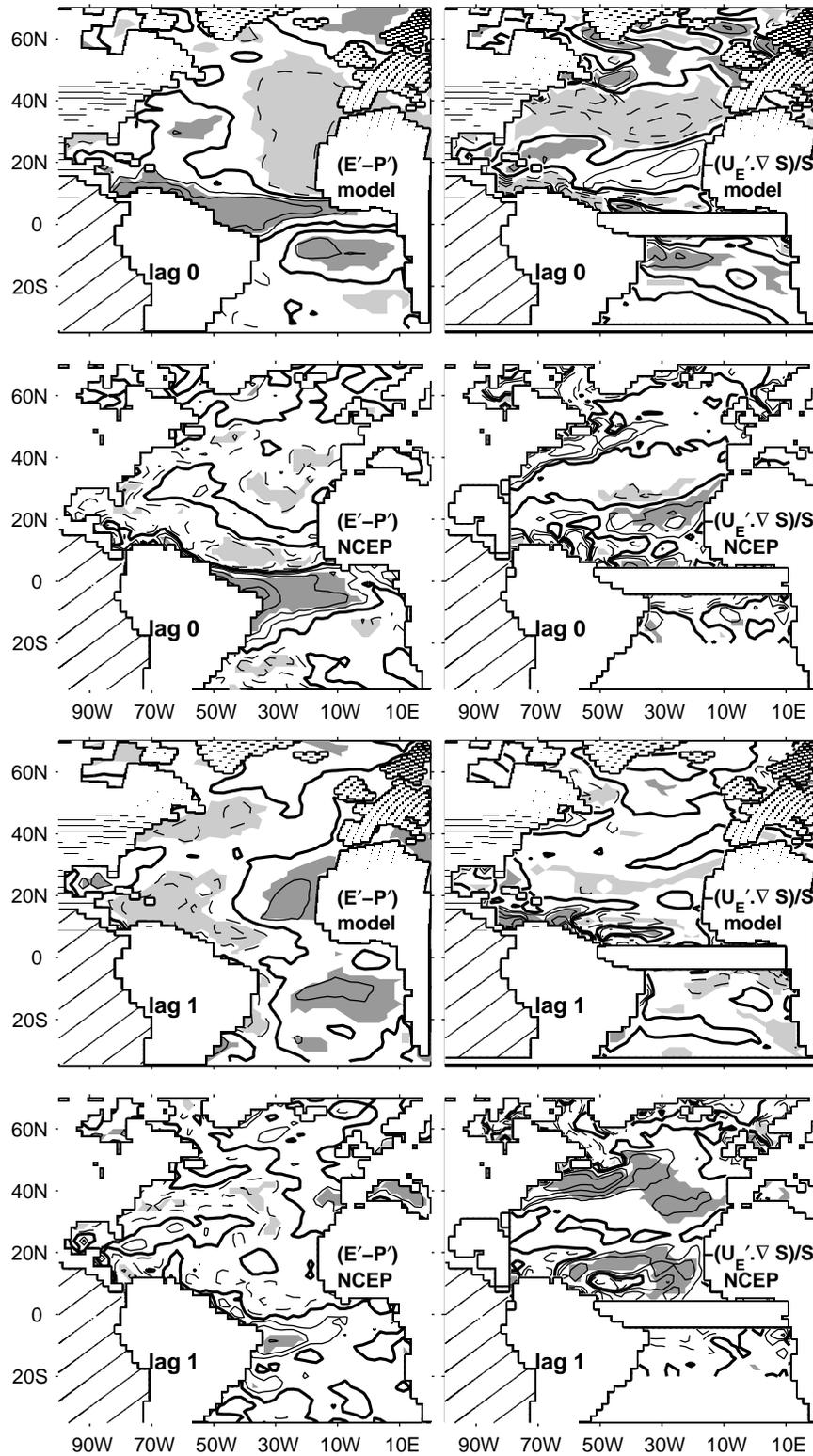


Figure 5.6: Regression of the annual anomalous freshwater flux and anomalous Ekman advection of salinity on the normalized annual ENSO time series in BCM and in NCEP. In phase (top), lag 1 year (bottom). The contours correspond to 0, 2.5, 5, 12.5, 22.5 and 50 mm/month. The contours and shadings are as in Fig. 5.3

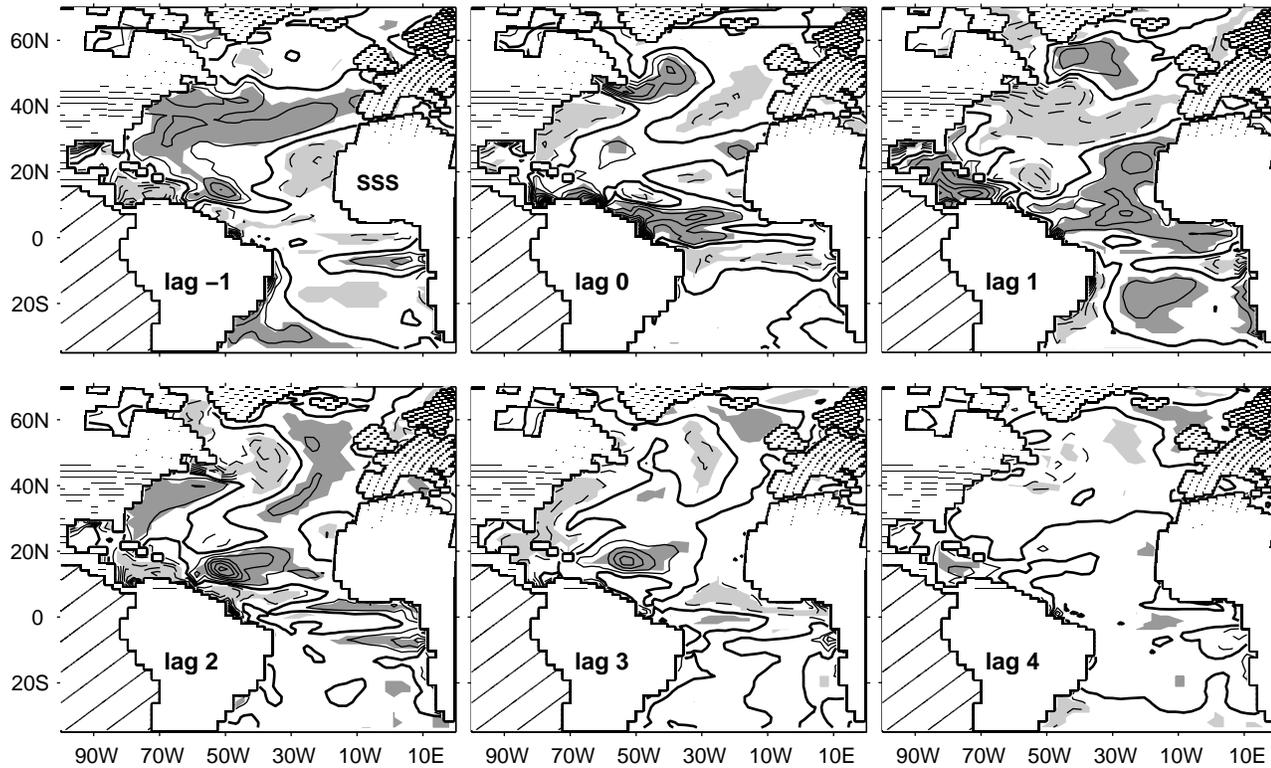


Figure 5.7: Lagged regression of the annual SSS on the normalized annual ENSO time series. Lags are in years. The contour interval is 0.015 psu. The contours and shadings are as in Fig. 5.3

panels), the response slowly decreases while reflecting both the advection of the previous structures and the direct forcing. Clearly, the atmospheric auto- and cross-correlations have a strong impact on SSS response because of the integrated nature of the latter.

We now briefly examine the case of SST anomalies. The figure 5.8 similarly compares the anomalous heat flux and anomalous Ekman advection of SST associated to ENSO. In BCM, the in-phase forcing is relatively strong and significant. The heat flux dominates the Ekman advection and, as for SSS anomalies, the two forcing terms resemble those associated to a negative phase of the NAO in the mid and high latitudes, due to the out-of-phase relation between NAO and ENSO. In the tropics, however, the heat flux is much stronger than that induced by the NAO, suggesting again that specific ENSO forcing is concentrated in the tropics. One year after ENSO, the heat flux essentially reflects the anticorrelation of the ENSO time series in the BCM, while the anomalous Ekman term is only very weakly significant. By contrast, in NCEP the atmospheric forcing terms associated to ENSO are barely significant in the Atlantic (Fig. 5.8, second line).

As for SSS, in the extratropics, the SST structure (Fig. 5.9) one year prior to ENSO closely resembles that associated to the NAO (Fig. C.2). In phase with ENSO, it reflects the atmospheric

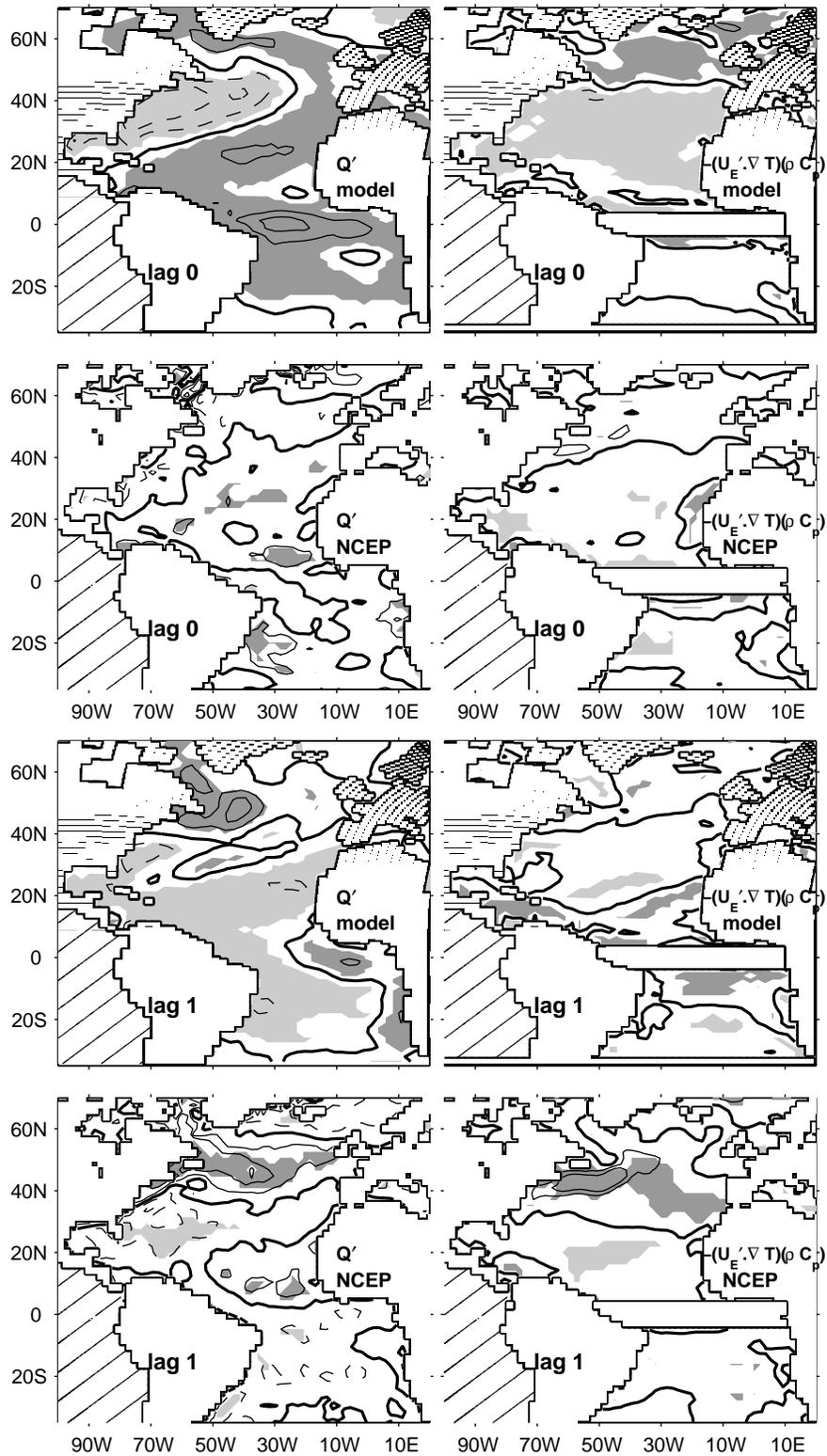


Figure 5.8: Regression of the annual anomalous atmospheric heat flux and anomalous Ekman advection of SST on the normalized annual ENSO time series in BCM and in NCEP. In phase (top), lag 1 year (bottom). The contours correspond to 0, 2.5, 5, 12.5, 22.5 and 50  $W.m^{-2}$ . The contours and shadings are as in Fig. 5.3

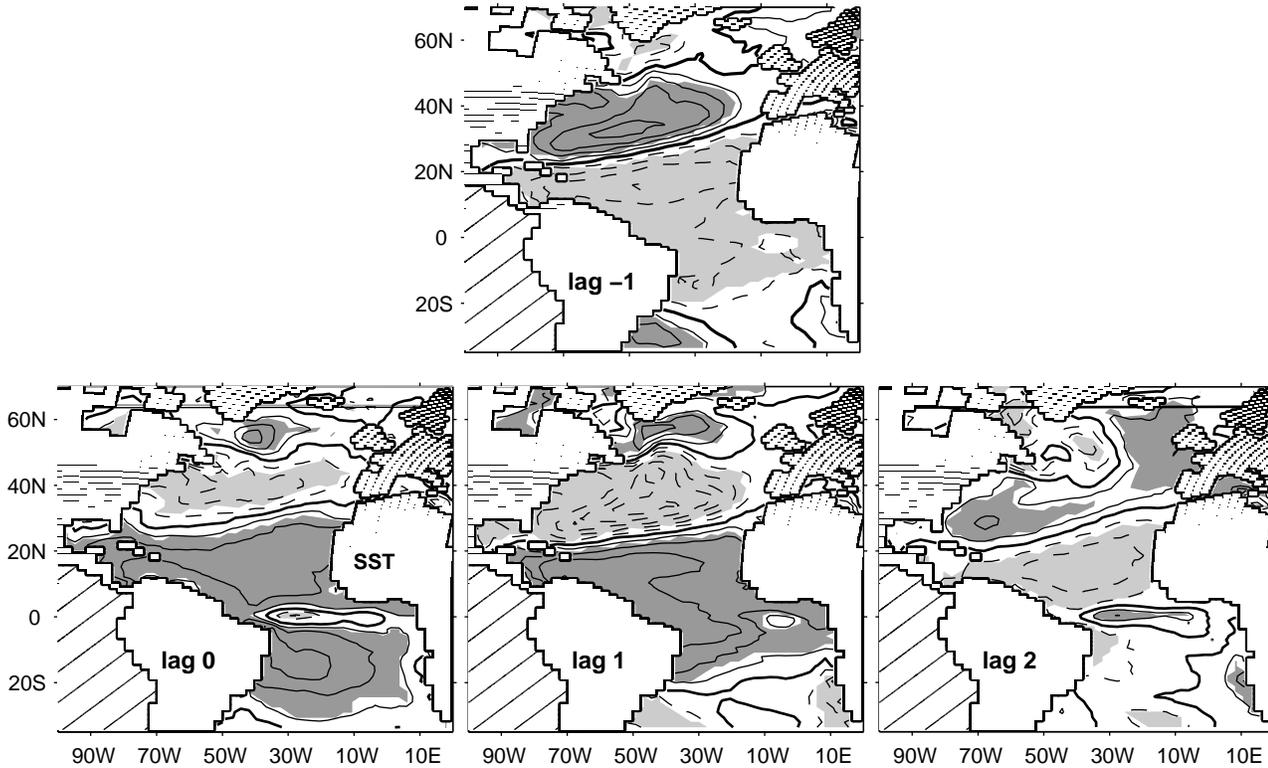


Figure 5.9: Lagged regression of the annual SST on the normalized annual ENSO time series. Lags are in years. The contour interval is 0.04 K. The contours and shadings are as in Fig. 5.3

forcing, dominated by the heat flux, and it compares quite well with the SST structure in NCEP (Fig. 5.10). The influence of advection of the lag -1 anomalies is weaker than for the SSS anomalies (consistent with appendix C). At longer lags, it is again strongly influenced by ENSO autocorrelation and by its cross-correlation with the NAO. In the tropics, the SST is anomalously warm in phase with ENSO, except for a thin equatorial band. This structure is not due to the anomalous heat flux. In the model, a weak easterly wind anomaly associated to ENSO near 5°N contributes to increasing the equatorial upwelling and cooling the surface temperature in the equatorial band. The northern tropics are also anomalously warm in phase with ENSO in the reanalyses (Fig. 5.10), as discussed in Enfield and Mayer (1997) or Giannini et al. (2000) for example. However, in the observations the southern tropics are anomalously cold, possibly because positive SST anomalies in the Atlantic northern tropics lead to a northward cross-equatorial wind and to an increase of the southern trade winds, which in turn induce a cooling of the southern tropical Atlantic (Curtis and Hastenrath, 1995 and Enfield and Mayer, 1997). This is not seen in the BCM.

We tried to overcome the problem of the correlation between the NAO and ENSO by defining an index that would characterize the tropical Pacific variability and that would be decorrelated of the

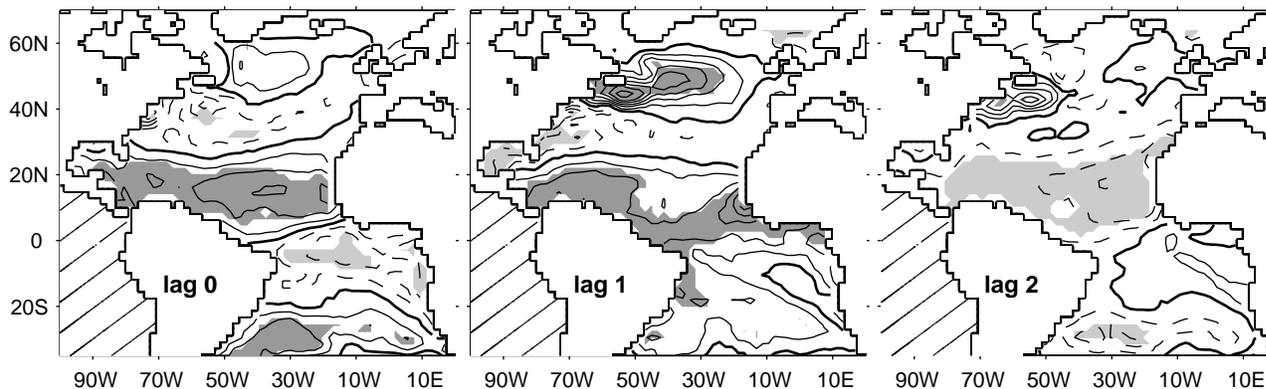


Figure 5.10: As Fig. 5.9 in the NCEP reanalyses

NAO. For this, we determined annual regression coefficients of the NAO on the SST by least square fit at each grid point and then we subtracted this part of the SST signal correlated to the NAO to the SST initial data set. The leading mode of variability in the tropical Pacific obtained with this new data set was still a monopole that resembled to El Niño but the corresponding PC was by construction decorrelated in phase with the NAO. However, this procedure didn't remove the lagged regression between the two signals so that the final effect on SSS and SST structures was rather weak.

### 5.2.2 Decadal timescales

The dominant mode of SST variability in the tropical Pacific at the decadal timescale explains 54% of the SST variance. It is composed of a positive large scale anomaly covering the whole tropical Pacific domain as at shorter timescales. The associated time series is strongly correlated with the ENSO time series similarly filtered at low frequency ( $r=0.92$ ). This suggests that they almost represent the same physical process, consistently with the observations (Newman et al., 2003). Thus, we investigate the decadal timescales using the low-pass filtered ENSO index. The associated SLP structure is still correlated with the Southern Oscillation in the tropical Pacific (Fig. 5.11). As in the observations (e.g. Zhang et al., 1997), the signal is relatively strong in the North Pacific. In the North Atlantic, the structure is much weaker than at interannual timescales, with no significant correlation with the NAO. As a result, the SSS forcing terms (Fig. 5.12, top) are not very significant in the middle and high latitudes of the North Atlantic, except for the Ekman advection south of Newfoundland where the SSS gradient is strong. It induces a weak negative SSS anomaly in this area (Fig. 5.13, left). In the tropics, the forcing structures reflect the annual ones of the Fig. 5.6. The negative anomalous precipitations in the tropical Atlantic and positive in the Caribbean Sea are due the warming of the tropical Atlantic a few months after the ENSO and to the associated northward shift of the ITCZ (Schmittner et al.,

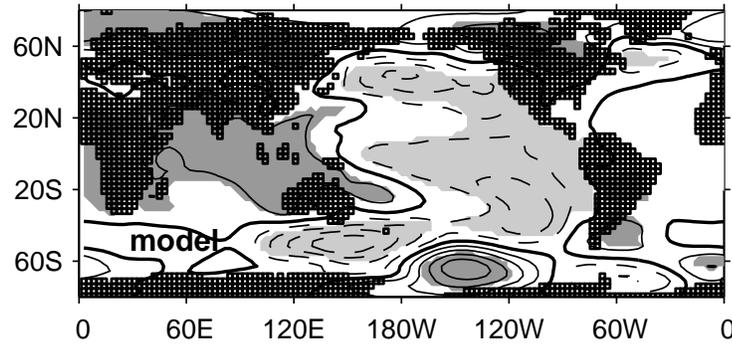


Figure 5.11: In phase regression of the decadal SLP on the decadal normalized ENSO time series. The contour interval is 0.1 hPa. The contours and shadings are as in Fig. 5.3

2000). As a consequence, there is a relatively strong SSS anomaly in the western tropics. As the time lag increases after the ENSO, this anomaly remains almost stationary but its magnitude increases as a result of the persistence of the precipitations anomaly (Fig. 5.6 bottom). The negative SSS anomaly extends towards the north and the east. It covers a large part of the extra-tropical latitudes after 4 years and its magnitude has increased. This is not due to the atmospheric forcing terms that are not significant in this area (Fig. 5.6 bottom), and the increase of magnitude cannot be solely explained by the SSS persistence. We suppose that the SSS structure at lag 4 is at least partly created or maintained by another process. We note that it is close to the structure associated to the weakening of the MOC (see Fig. 4.46 right). Similar conclusions are drawn from the study of SST response to ENSO at the decadal time scale: the atmospheric forcing shown in Fig. 5.14 forces the negative anomaly along the US coast and off Newfoundland and the positive anomaly south of Iceland. SSTs are also anomalously warm in the Equatorial Atlantic and in the Caribbean Sea. A few years after ENSO, the negative anomaly at middle latitudes covers much of the North Atlantic while the Equatorial and Southern Atlantic are anomalously cold. This inter-hemispheric structure is not due to the direct atmospheric forcing and as for SSS anomalies, it strongly recalls that associated to a weakening of the MOC (Fig. 4.46 left).

To conclude, the Atlantic SSS and SST anomalies associated to ENSO at long timescale are not entirely due to the direct ENSO-induced atmospheric forcing. On the other hand, there seems to be a link with the MOC. The following section thus investigates the relationship between ENSO and the MOC.

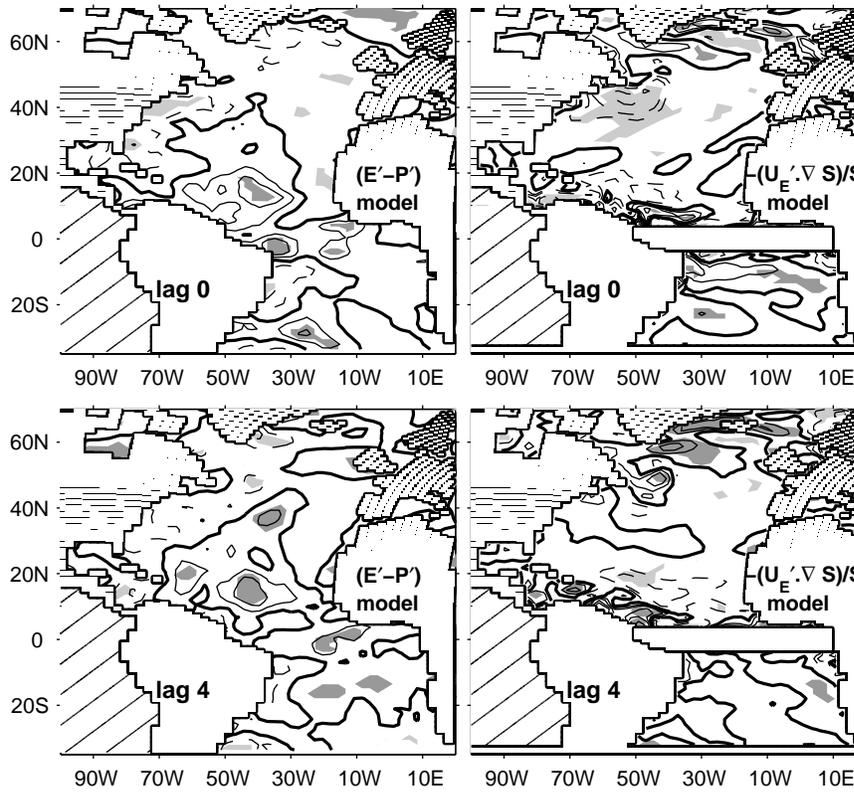


Figure 5.12: Top: In phase regression of the anomalous SSS atmospheric forcing terms on the normalized ENSO time series, all data are low-pass filtered at the decadal timescale. Left: freshwater flux. Right: advection by anomalous Ekman currents. The contours correspond to 0, 1.25, 2.5, 6.25, 11.25, and 22.5 mm/month. The contours and shadings are as in Fig. 5.3 Bottom: Same when the forcing terms lag ENSO by 4 years.

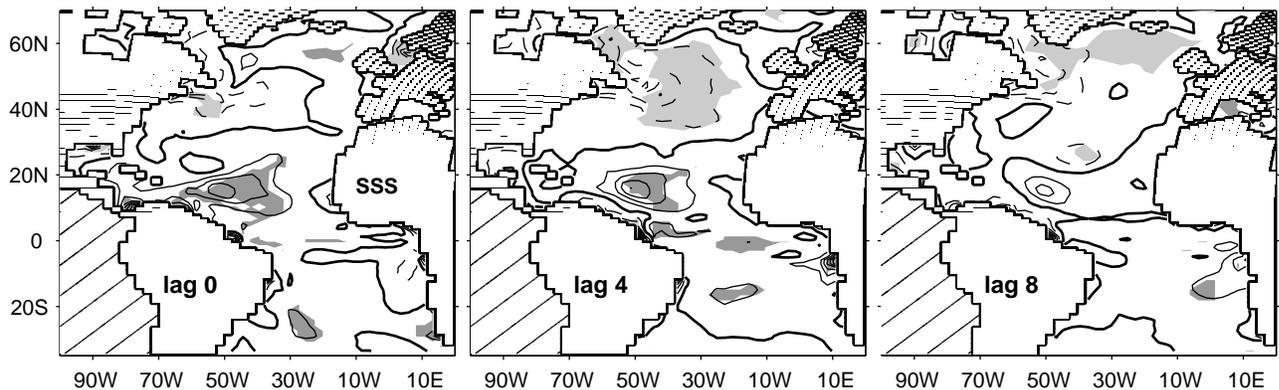


Figure 5.13: Lagged regression of SSS on the normalized ENSO time series, all data are low-pass filtered at the decadal timescale. Lags are in years. The contour interval is 0.015 psu. The contours and shadings are as in Fig. 5.3

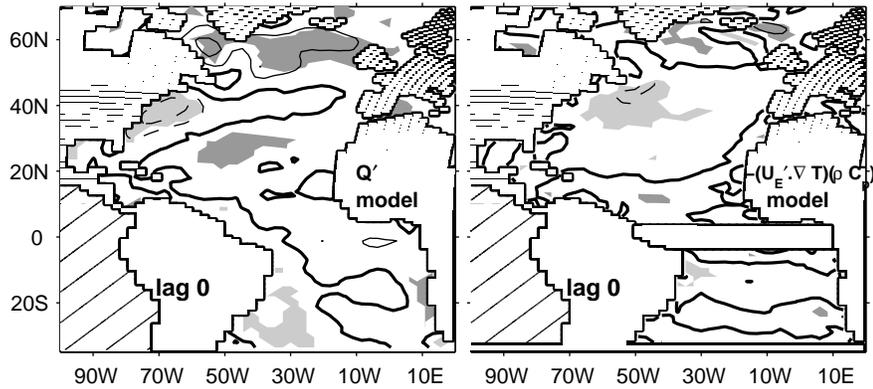


Figure 5.14: In phase regression of the anomalous SST atmospheric forcing terms on the normalized ENSO time series, all data are low-pass filtered at the decadal timescale. Left: atmospheric surface heat flux. Right: advection of SST by the anomalous Ekman currents. The contours correspond to 0, 1.25, 2.5, 6.25, 11.25, and 22.5  $W.m^{-2}$ . The contours and shadings are as in Fig. 5.3

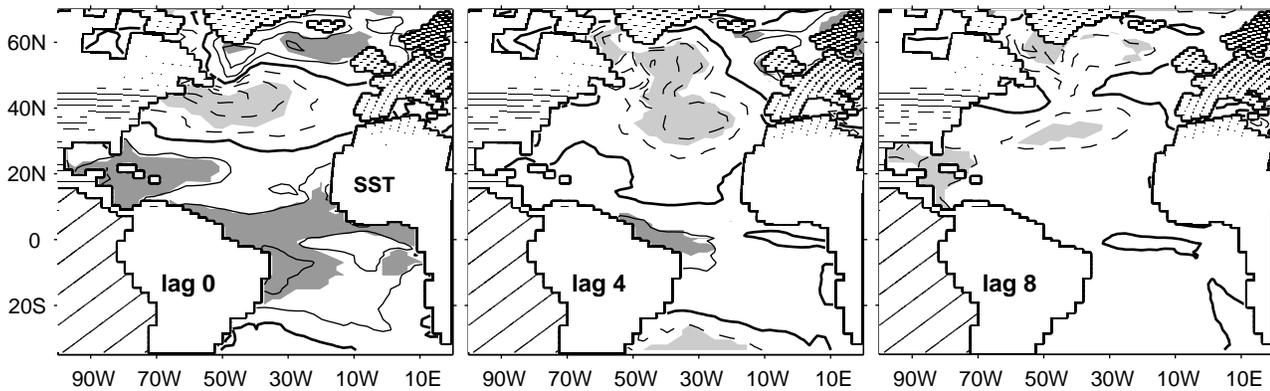


Figure 5.15: Lagged regression of SST on the normalized ENSO time series, all data are low-pass filtered at the decadal timescale. Lags are in years. The contour interval is 0.04K. The contours and shadings are as in Fig. 5.3

### 5.3 ENSO and the meridional overturning circulation

#### 5.3.1 Interannual timescales

The ENSO-induced anomalous meridional circulation at the interannual timescale is shown in Fig. 5.16 together with the anomalous oceanic heat transport and the in-phase anomalous Ekman pumping. In phase with ENSO (left), the MOC response north of 25°N is weaker but similar to that associated to a negative phase of the NAO, consistent with the in-phase anticorrelation between the two atmospheric indices (Fig. 5.5). This structure is essentially due to the anomalous Ekman pumping, as in the case of the NAO. The southern cell extends less towards the tropics and there is an opposite cell at 15°S, also consistent with the barotropic response to the Ekman pumping. One year after ENSO, the MOC structure is barely significant (not shown). A negative anomaly is located near the surface between

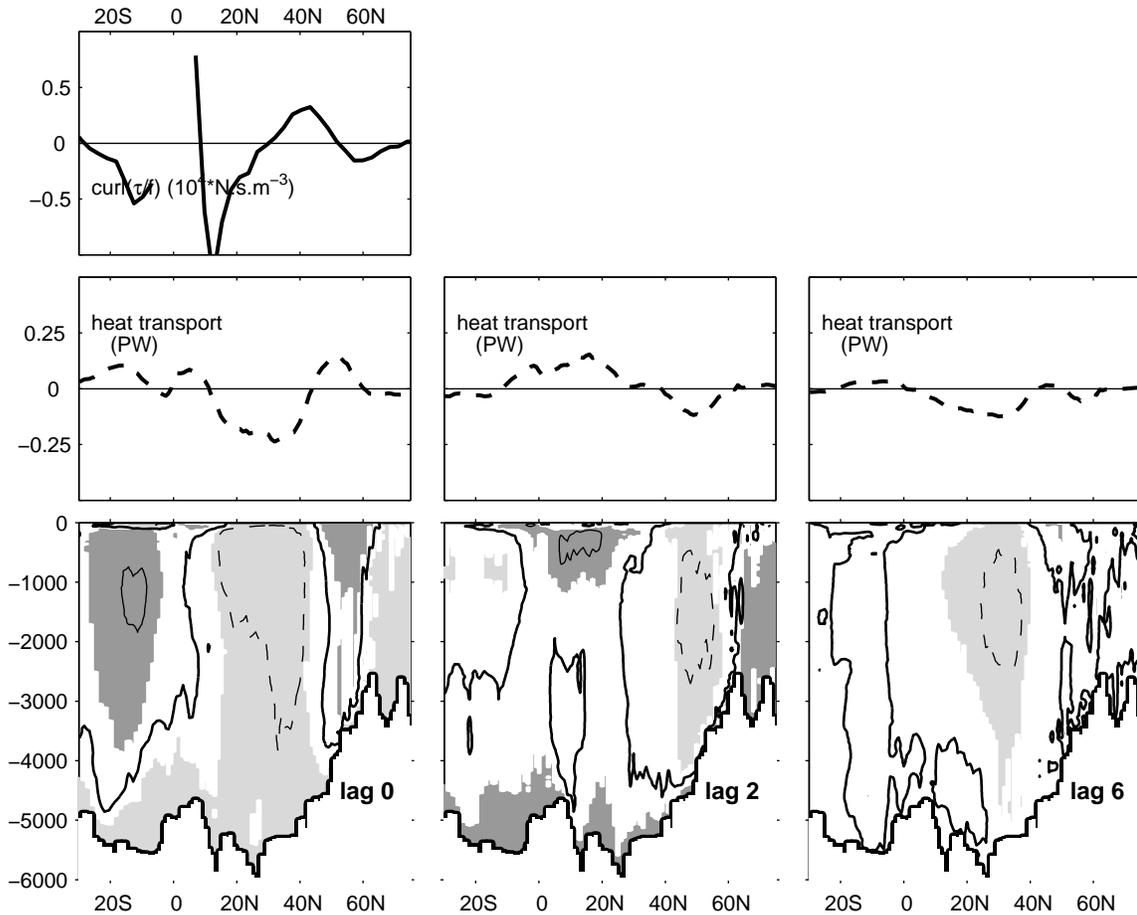


Figure 5.16: Regression of the annual anomalous oceanic heat transport (dashed line, middle) and MOC (shaded structures, bottom) on the normalized annual ENSO time series in phase (left) and when the latter leads by 2 (middle) and 6 (right) years. We have also represented the zonal mean in-phase regression of the Ekman pumping on the ENSO time series except around the Equator where it is not defined. The MOC contours interval is 0.4 Sv. The contours and shadings are as in Fig. 5.3

10°S and 15°N. Two years after ENSO (Fig. 5.16 middle), the structure is opposite to the in-phase one and slightly shifted southward, similarly to the response to the NAO. At the following time lags, the negative anomaly located in the high latitudes propagates southward so that six years after ENSO, the weakening of the meridional circulation is centered at 35°N and reaches about 0.2 Sv. At the interannual time scale, the ENSO and the MOI are thus significantly correlated in phase and also when the MOC lags ENSO by 6 years (Fig. 5.17). The MOI-induced SLP structure in the Pacific in

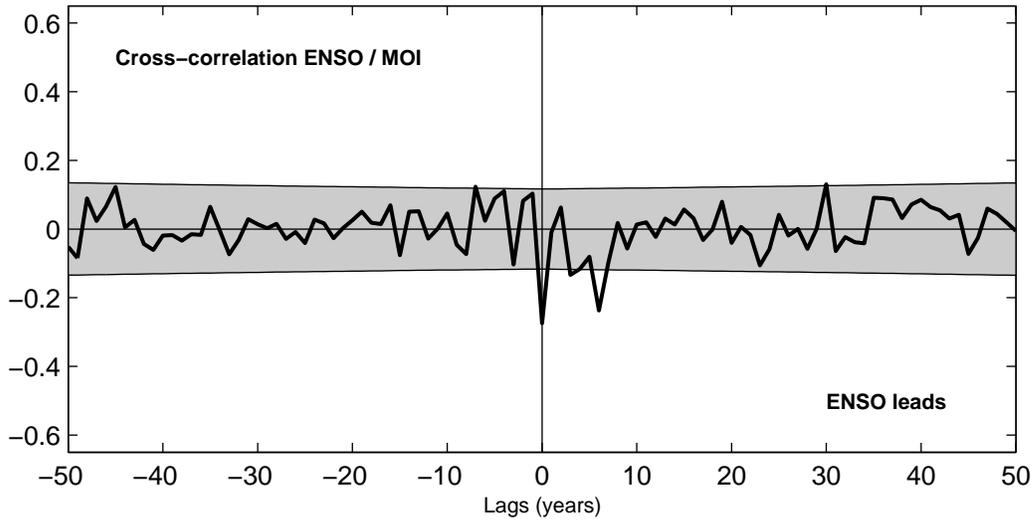


Figure 5.17: Cross-correlation between the ENSO time series and the MOI in annual means. The shaded area indicates the 10% two-sided significant level.

phase and 6 years prior to the MOI both show a negative phase of the Southern Oscillation and thus confirm again these correlations (Fig 5.18).

The weakening of the MOC a few years after ENSO is due to the reduction of deep convection: One year after ENSO, the mixed layer in the Irminger and Labrador Seas is anomalously shallow (Fig. 5.19). Even though they are quite weak, the correlations in Fig. 5.20 show that these anomalies are

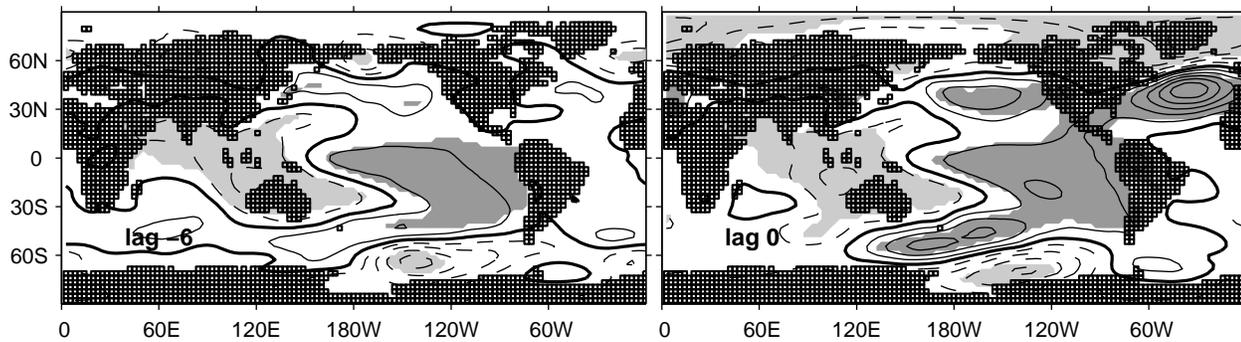
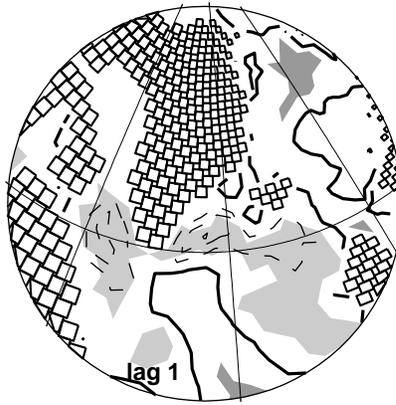


Figure 5.18: Lagged regression of the annual SLP on the normalized annual MOI. Lags are in years, relative to the MOI. The contour interval is 0.1 hPa. Contours and shadings are as in Fig. 5.6.

associated to surface waters anomalously light. Because of the relatively long timecales of ENSO, its effect on deep convection is felt only about a year later. Even if the atmospheric structures forcing the deep convection in each of these areas are not identical, the slightly distorted NAO associated to ENSO in the North Atlantic enables convection in the two areas simultaneously. Note by the way that the forcing structures are in both cases associated to high pressures in the North Pacific (Fig. 5.21). Bentsen et al. (2002) also showed that regimes can exist in the BCM where deep convection in the Irminger and Labrador Seas act together. In the observations, Pickart et al. (2003) suggest that the Labrador Sea Water is likely to be formed not only in the Labrador Sea but also in the Irminger Sea as the set of conditions necessary for deep convection to occur could be satisfied in both sites simultaneously. Deep convection in the GIN Seas is barely sensitive to ENSO.



*Figure 5.19: Regression of the annual mixed layer depth on the normalized annual ENSO time series. The mixed layer depth follows the ENSO time series by 1 year. The contour interval is 10 m. The contours and shadings are as in Fig. 5.3*

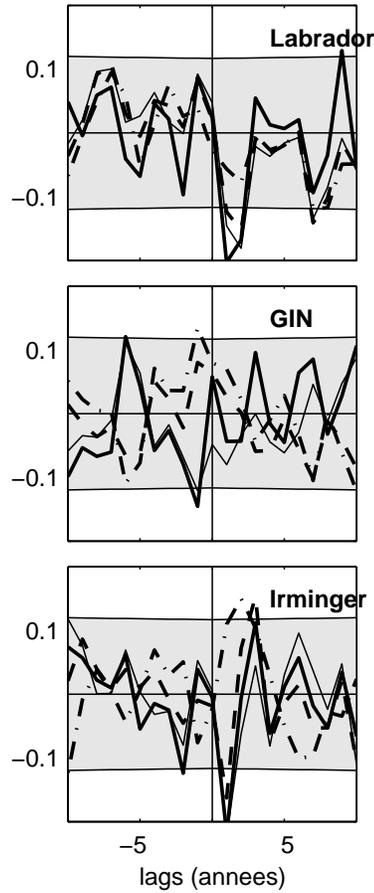


Figure 5.20: Cross-correlations between the annual mean ENSO time series and the JFMA average time series of mixed layer depth (thick line), sea surface density (thin line), SSS (dashed) and SST (dashed-dotted) in the Labrador Sea (top), GIN Seas (middle) and Irminger Sea (bottom) deep convection area. ENSO leads at positive lags. The shaded area indicate the 10% significant level.

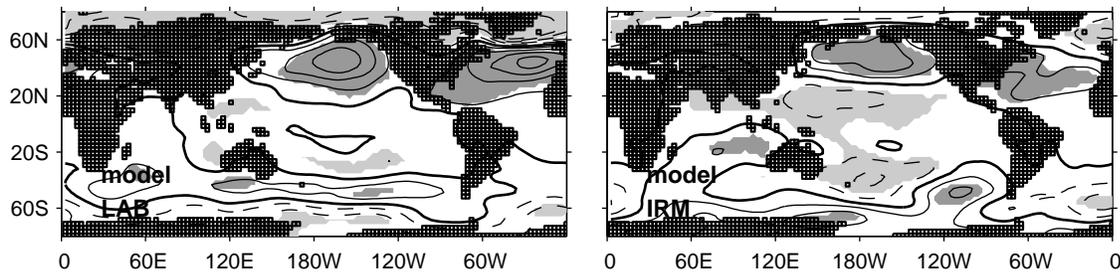


Figure 5.21: Annual mean SLP regressed on the JFMA averaged mixed layer depth in the Labrador Sea (left) and Irminger Sea (right) deep convection area. The contour interval is 0.1 hPa. Contours and shadings are as in Fig. 5.6. See Figs. 4.14 and 4.18 for a zoom on the Atlantic area.

### 5.3.2 Decadal timescales

To filter out the rapid wind-induced response, we now consider the low-pass filtered data. The weakening of the MOC a few years after ENSO becomes much more visible, as shown in Fig. 5.22. The weakening begins in the high latitudes in phase with ENSO and propagates southward. Its amplitude is maximum (0.5 Sv) 4 years after ENSO and the anomaly reaches the southern hemisphere after about 8 years. The timing of this propagation is similar to that associated to the natural variability of the MOC (Fig. 4.8). As at interannual timescales, ENSO induces a weakening of deep convection in the Irminger and Labrador Seas (Fig. 5.23) that causes the initial negative MOC anomaly in the high latitudes. The structure of the horizontal currents 4 years after ENSO (Fig. 5.24) shows that this anomalous meridional circulation is mostly associated to the western boundary current. The ENSO-

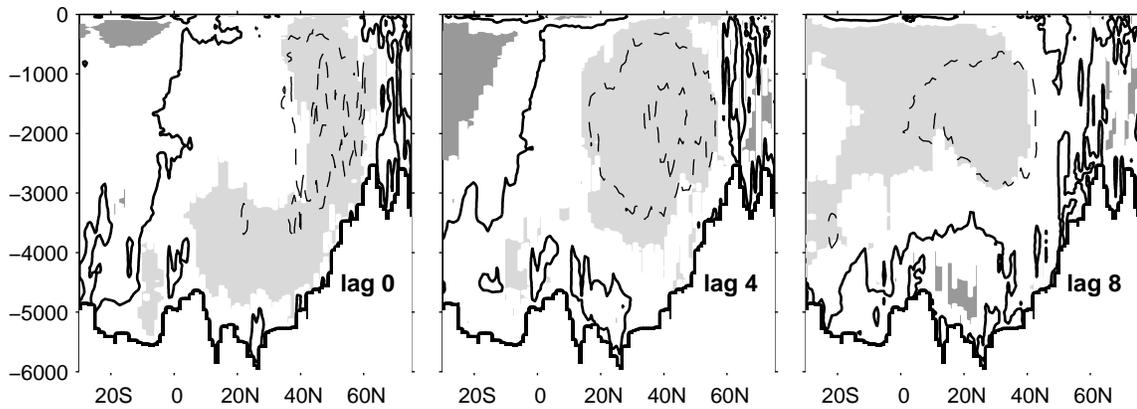


Figure 5.22: Lagged regression of the decadal MOC on the normalized decadal ENSO time series. Lags are in years. The contour interval is 0.2 Sv. The contours and shadings are as in Fig. 5.3

induced MOC variability at the decadal timescale is thus very similar to the MOC leading natural

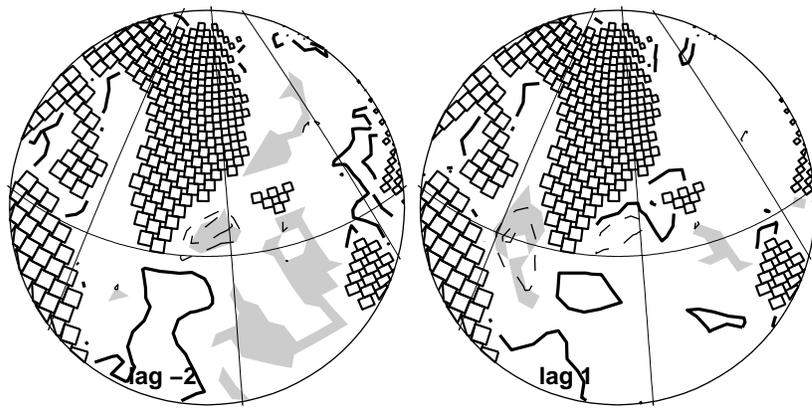


Figure 5.23: Lagged regression of the decadal mixed layer depth on the normalized decadal ENSO time series. Lags are in years and ENSO leads at positive lags. The contour interval is 10 m. The contours and shadings are as in Fig. 5.3

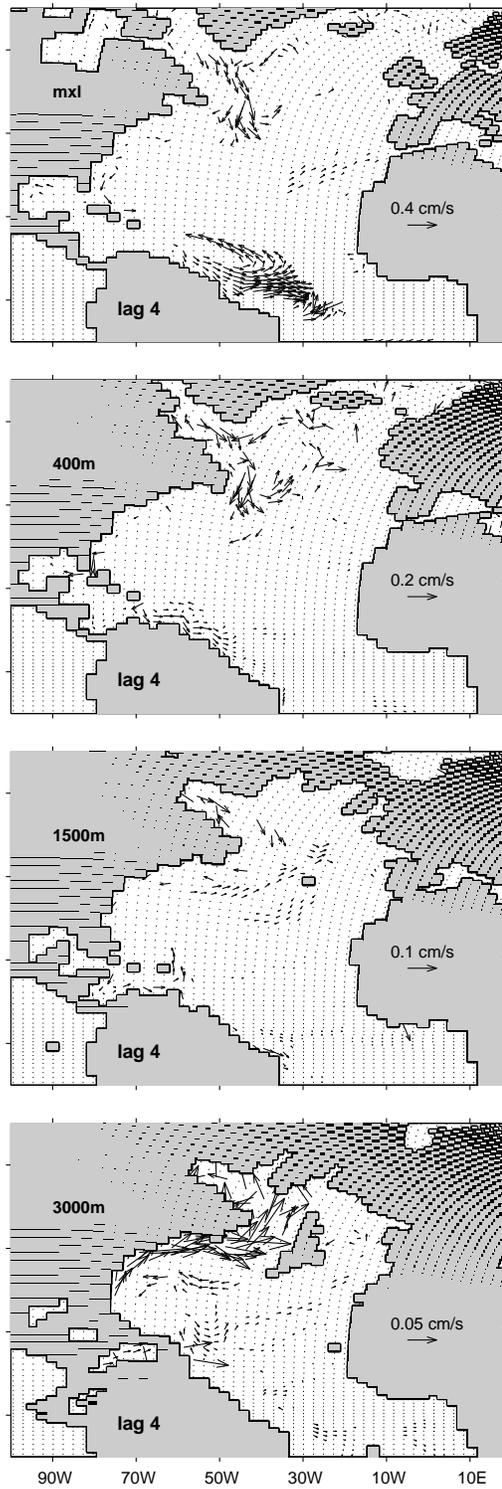


Figure 5.24: Regression of the anomalous horizontal currents in the mixed layer (top), at 400 m (second line), at 1500 m (third line) and at 3000 m (bottom) on the ENSO time series when the latter leads by 4 years. All data are low-pass filtered at the decadal timescale. Vectors with no component significant at the 80% level are not shown.

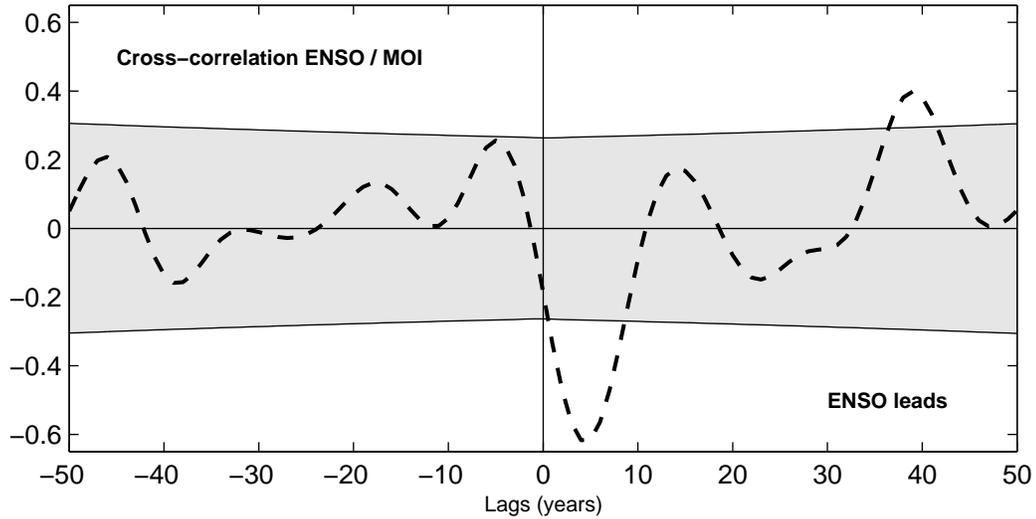


Figure 5.25: Lagged correlation between the ENSO time series and the MOI, both indices are low-pass filtered at the decadal timescale. The shaded area indicate the 10% significant level.

mode of variability. When we were working with annual means, the response to the ENSO-induced anomalous winds in the North Atlantic was obscuring this mechanism.

Figure 5.25 shows the cross-correlation between the ENSO time series and the MOI at low frequency. The clear anticorrelation when ENSO leads by 4 years confirms the previous mechanism. This figure also indicates a strong significant positive correlation between the two time series when ENSO leads by about 40 years. The SST structure in the equatorial Pacific regressed on the MOI index when the former leads by 39 years is indeed a positive monopole similar to a warm El Niño structure (Fig. 5.26, left). In addition, consistent with the positive SSS induced by ENSO in the western tropics of the North Atlantic via anomalous freshwater fluxes (section 5.2), the surface water is anomalously salty in this area 39 years prior to the MOC maximum (right).

A lagged maximum covariance analysis (MCA) based on a singular value decomposition (SVD) (von Storch and Zwiers, section 14.1.7) between the global SST and the MOC confirms the link between the equatorial Pacific and the MOC at low frequency. The advantage of the MCA method is that it maximizes the signal-to-noise ratio and it does not prescribe the dominant patterns. In the MCA, say the SST field  $SST(t)$  at time  $t$  and the MOC field  $MOC(t - \tau)$  at time  $t - \tau$  are expanded into  $K$  orthogonal signals:

$$SST(t) = \sum_{p=1}^K a_p(t) p_p$$

$$MOC(t - \tau) = \sum_{q=1}^K b_q(t) q_q$$

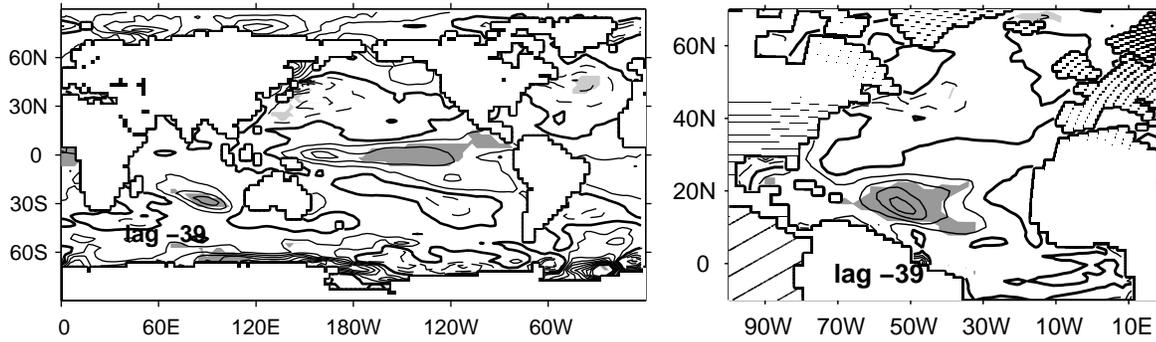


Figure 5.26: Lagged regression of the global decadal SST (right, contour interval: 0.4 K) and the North Atlantic SSS (right, contour interval: 0.15 psu) on the normalized low-pass filtered MOI. The MOI lags by 39 years in both cases. The contours and shadings are as in Fig. 5.3

plus noise, with  $p_k \cdot p_l = \delta_{kl}$ ,  $q_i \cdot q_j = \delta_{ij}$ , where the covariance between  $a_k$  and  $b_k$  is maximum for  $k = 1, 2, \dots$ . So called (Bretherton et al., 1992) homogeneous maps for the SST and heterogeneous maps for the MOC (i.e. the projection of  $SST(t)$  and  $MOC(t - \tau)$  onto  $a_k(t)$ ) will be shown since they preserve linear relations between the variables. Robustness is assessed by testing the statistical significance of the square covariance and the correlation between  $a_k$  and  $b_k$ , using a moving block bootstrap approach (von Storch and Zwiers, section 5.5.3). Each MCA was repeated 100 times, linking the original MOC data set with randomly scrambled SST ones, so that the chronological order between the two variables was destroyed. To reduce the influence of serial correlation, blocks of 10 successive years were considered when scrambling the decadal timescale SST series. The quoted significant levels above the figures indicate the percentage of randomized square covariance and correlation for the corresponding mode that exceed the value being tested. The first covariance mode between the global SST and the MOC is significant in terms of covariance *and* correlation when the MOC follows the SST by a few years. The structures are shown in Fig. 5.27. They confirm that a positive ENSO is associated to a weakening of the MOC a few years later. The second mode of covariability is significant when the MOC leads by 36 years. The structures (Fig. 5.28) show that a positive ENSO leads a dipole-like anomalous MOC by about 36 years, with anomalously strong meridional circulation in the high latitudes and anomalously weak meridional circulation in the tropics. This structure is very close to the second EOF of the MOC (Fig. 4.43). We have seen that this structure significantly leads a basin-scale acceleration of the MOC by about 4 years (chapter 4). We can thus expect an acceleration of the MOC about 40 years after a warm ENSO event.

To summarize, the long-term link between ENSO and the MOC has been confirmed by several statistical techniques: correlation between the time series, regressions and MCA. This long-term influence is not significantly seen on SSS and SST patterns but rather when we consider the haline and thermal

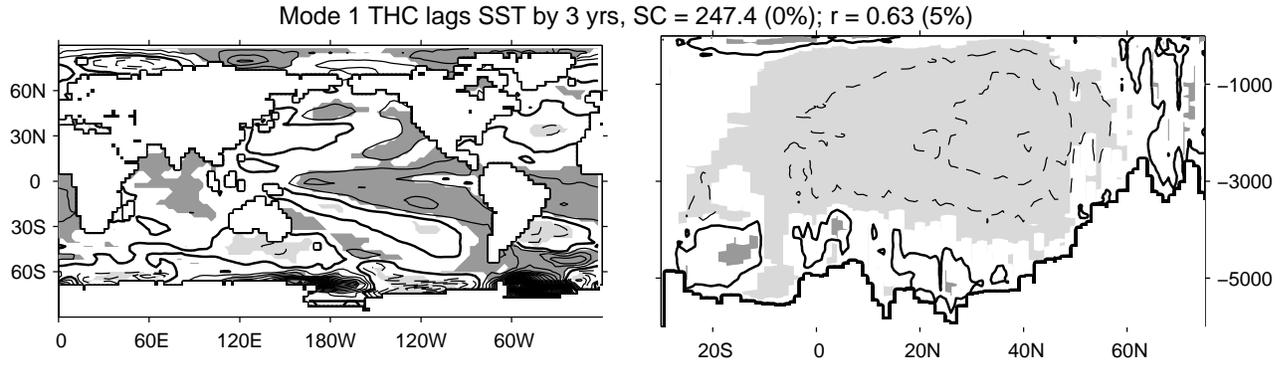


Figure 5.27: Leading mode of the MCA between the SST and the MOC. All data are low-pass filtered at the decadal timescale. Left: SST homogeneous field (projection of the SST anomalies on the MCA time series associated to the SST). The contour interval is 0.08 K. Right: MOC heterogeneous field (projection of the MOC anomalies on the MCA time series associated to the SST). The contour interval is 0.2 Sv. The contours and shadings are as in Fig. 5.3. “SC” (“r”) is the square covariance (correlation) of the two fields and the quoted value indicate the significance level (see text).

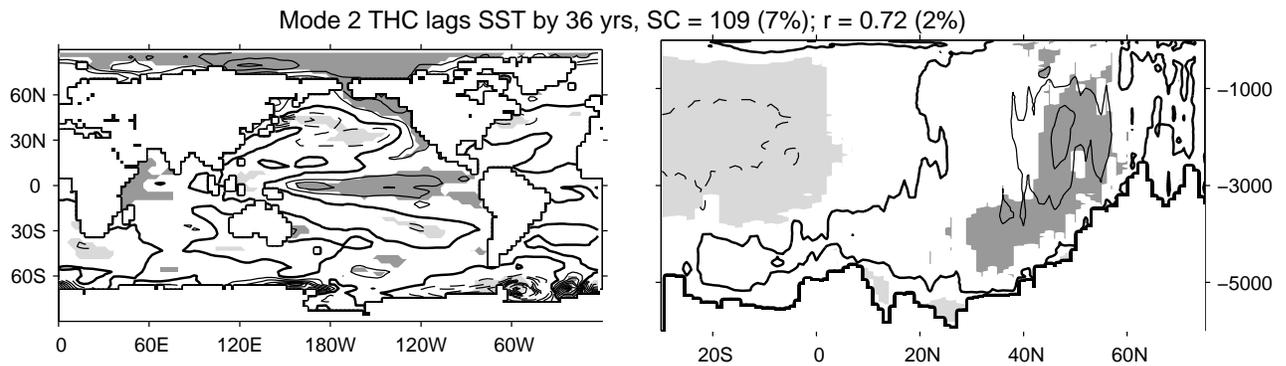


Figure 5.28: As Fig. 5.27 for the second mode of covariability. The SST leads the MOC by 36 years.

contents integrated in the upper part of the ocean. These are indeed less sensible to the vertical mixing, the subduction and the 3-dimensions circulation at the surface of the ocean. The figure 5.29 (colors) show the haline content integrated between the surface and 500 m depth regressed on the ENSO time series at the decadal timescale. Even though the structures are not always strongly significant, the positive anomaly created in phase in the subtropics is clearly seen to propagate around the subtropical gyre and it seems to move northward off Newfoundland after about 20-24 years. The anomalies are lost around the lag 30 probably because they reach depths greater than 500 m. The propagation seems to take place along the mean currents, and to verify this hypothesis, we released fictive drifters at the lag 0 in surface at the main center of action of the haline content (black diamonds). The starting points were distributed throughout the year but, for clarity, as in section 3.3, we only show the trajectories of particles released in January and July. The black lines in the figures show the lagrangian trajectories of these drifters along the model climatological monthly currents. We only show the trajectories

during the 4 years prior to each lag and only the ones that remain at depths smaller than 500 m. We use a different line for the drifters that are in and beneath the mixed layer. The drifters are seen to propagate twice around the subtropical gyre. The first time, they remain in the surface layer. They subduct in the center of the gyre and they recirculate at depth. Then, some reach the high latitudes. There is a good correspondence between the trajectories and the anomalies up to about lag 28. This confirms the dominant role of advection by the mean current. Note that the anomalous currents and the diffusion are not taken into account in this lagrangian experiment although they can be important at such long timescales and they can modify the duration of the propagation. Fig. 5.30 shows the floats evolution as a function of depth, with twice as much floats as in the previous figure. It confirms that the floats remain in the upper oceanic layer (about 100 m) during their first circulation around the subtropical gyre. They subduct in the center of the gyre and they recirculate in the Caribbean Sea and along the US coast at greater depth. They finally reach the high latitudes, essentially the Irminger and Labrador seas, at 500 to 1500 m depth. This explains why the anomalies were lost in Fig. 5.29. As a consequence of this propagation, the water in the North Atlantic at 600 m is anomalously dense about 35 years after ENSO (Fig. 5.31). This would tend to confirm that when the anomalously salty waters reach the high latitudes, they contribute to destabilize the water column and thus favor the deep convection although it has not been clearly detected. This would explain the subsequent acceleration of the meridional circulation.

The long-term influence of ENSO on the MOC is difficult to detect precisely with “only” 200 years of data. This is probably not quite enough to study mechanisms at 40 years lags. In addition, we recall that we have detrended the data with a third order polynomial, so that we removed some of the very long timescale variability. The mechanism would perhaps be more significant with the data detrended by a first order polynomial, to remove only the linear drift of the model (section 3.1.2). Anyway, this study seems to confirm the multiple action of ENSO on the MOC in the BCM: a very short term action via the Ekman pumping, an action at interannual timescales via the creation of anomalies in the deep convection areas and an action at multidecadal timescales via the forcing of anomalies in the tropics carried by the mean currents in the high latitudes. The first two actions are associated to the artificial impact of ENSO on the North Atlantic in the model and are thus probably not realistic. On the other hand, the second one is linked to the ENSO influence on SSS and SST in the tropical Atlantic that is better represented in the model. This long term influence could thus be realistic.

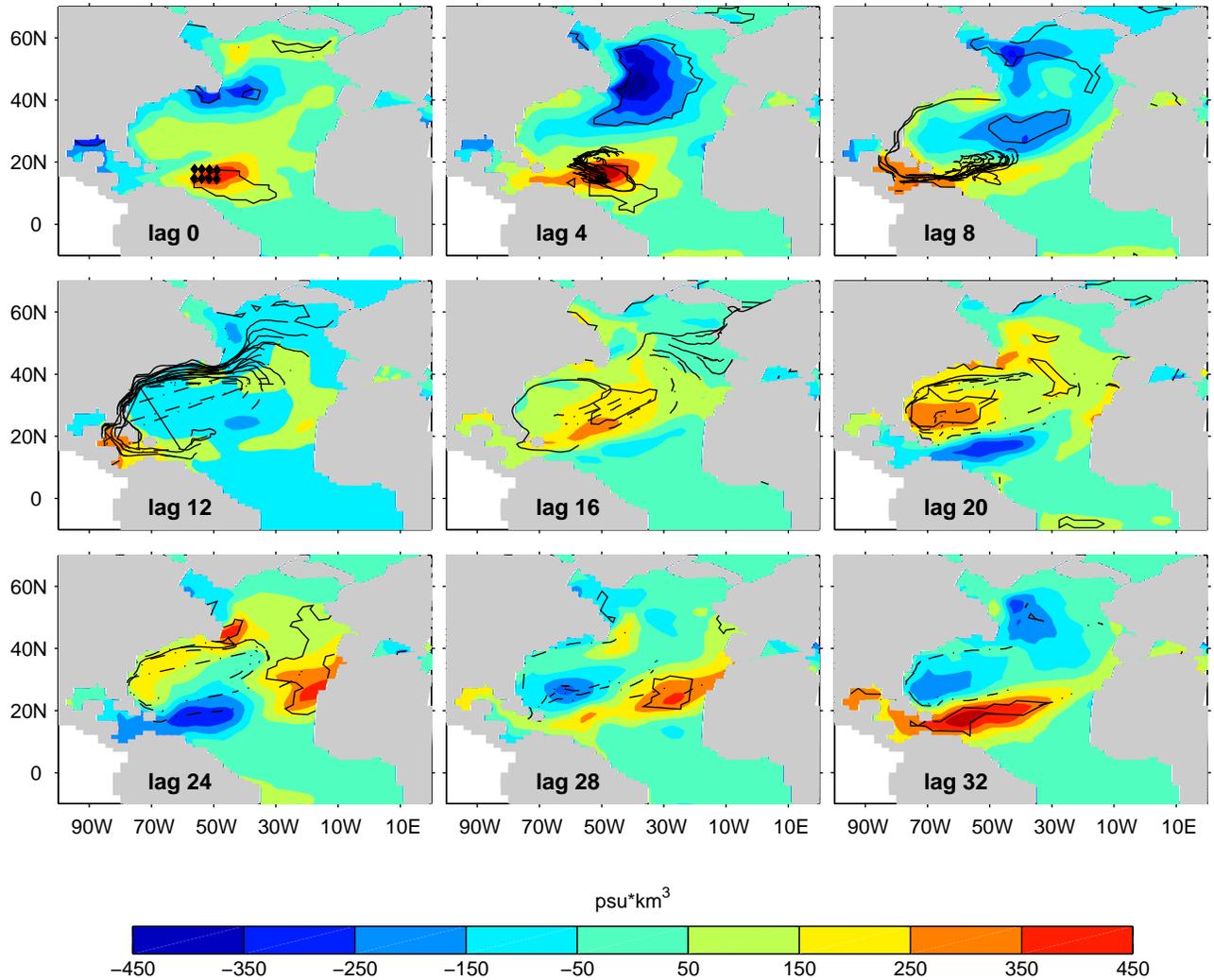


Figure 5.29: Colors: lagged regression of the haline content integrated between the surface and 500 m depth on the ENSO time series, all data are low-pass filtered at the decadal timescale. Lags are in years. The black contours limit the 10% significant areas. Black lines: Lagrangian trajectories released at the main positive center of action of the haline content in phase with ENSO. Starting point are represented by diamonds and the drifter paths only shown for the preceding 5 years and for drifters remaining in the upper 500 m. The line is continuous when the drifter is in the march mean mixed layer depth and it is dashed-dotted when the drifter is underneath.

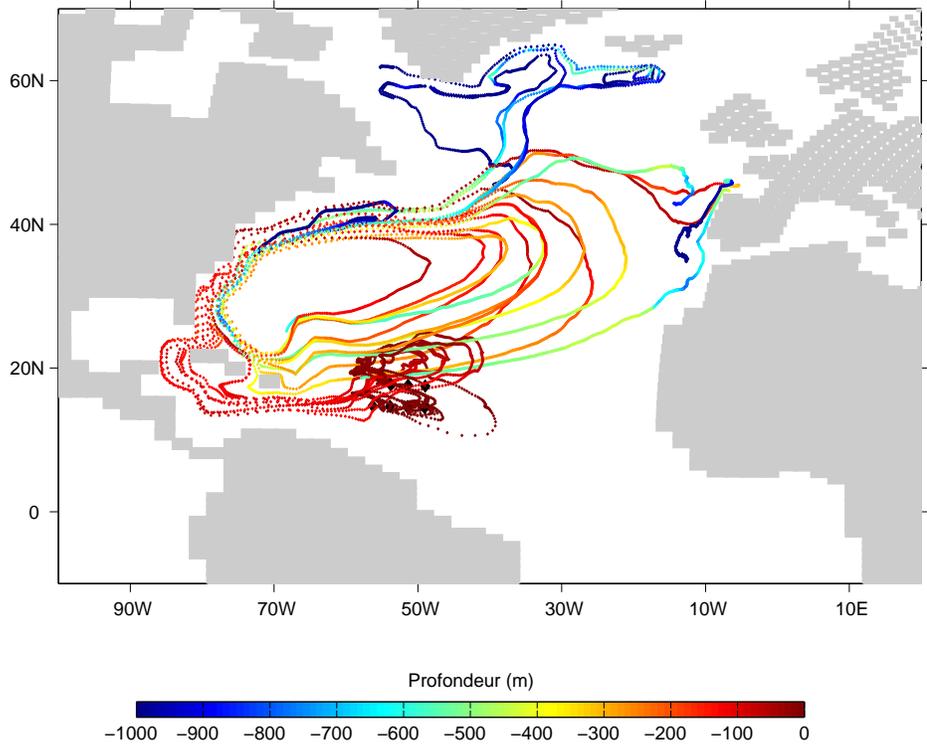


Figure 5.30: Lagrangian trajectories of the fictive drifters launched in the tropics (black diamonds) and advected by the model mean currents for 39 years. The time step used for the calculation is 10 days. The colors indicate the depth of the drifters.

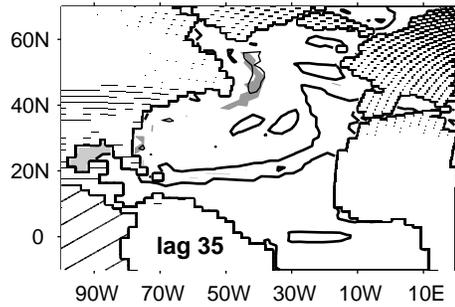


Figure 5.31: Regression of the density at 600m on the ENSO time series, all data are low-pass filtered at the decadal timescale. The contour interval is  $0.01 \text{ kg.m}^{-3}$ . The contours and shadings are as in Fig. 5.3

## Chapitre 6

# Conclusions

Ce travail de thèse avait pour objectif l'étude de la variabilité de la SSS dans l'océan Atlantique Nord et son lien avec la variabilité atmosphérique d'une part et la circulation océanique d'autre part. Etant donné le manque d'observations sur des longues périodes et à l'échelle du bassin, on s'est essentiellement basé pour ce travail sur l'étude de simulations couplées.

Tout d'abord, cette thèse a permis de mettre en évidence quelques aspects fondamentaux de la dynamique des anomalies de SSS. A cause de sa grande variabilité naturelle, l'atmosphère engendre continuellement des anomalies de SSS par son action sur la couche de mélange, via des variations de flux d'eau douce ou de courants d'Ekman par exemple, en accord avec le modèle stochastique de climat. Nos résultats montrent que pour la SSS, l'advection d'Ekman est aussi importante que les flux d'eau douce en moyenne sur le bassin. Ceci diffère du cas des anomalies de SST qui sont principalement engendrées par les flux de chaleur à l'interface air-mer. Ces derniers ont d'ailleurs un double effet sur les anomalies de SST puisqu'ils contribuent également à amortir les anomalies de SST existantes. Celles de SSS ne sont pas amorties en retour par le flux atmosphérique: le flux d'eau douce "ne voit pas" la SSS. Il en résulte que les anomalies de SSS sont plus persistantes que celles de SST. En conséquence, elles sont plus fortement influencées par la variabilité océanique à basse fréquence, c'est-à-dire essentiellement la variabilité géostrophique et les courants moyens. Ces deux termes dominant en fait la variabilité de la SSS dans l'Atlantique à l'échelle de temps décennale. L'importance de l'advection des anomalies de SSS par les courants moyens a pu être démontrée dans le modèle BCM grâce un outil de calcul de trajectoires lagrangiennes (ARIANE). On a ainsi suivi l'advection d'anomalies de salinité par les courants moyens pendant au moins cinq ans. Du fait de ces propagations, la variabilité de la SSS est mal représentée par des modes normaux stationnaires (EOF). Ces modes expliquent chacun un faible pourcentage de variabilité et ont une petite échelle spatiale.

On a également étudié dans les chapitres 2 et 3 la réponse des anomalies de SSS aux principaux modes de variabilité atmosphérique dans le secteur Atlantique Nord, la NAO et l'EAP. Cette réponse est d'assez petite échelle et relativement bruitée. Elle est principalement forcée par l'advection par les anomalies de courant d'Ekman, le flux d'eau douce jouant un rôle secondaire. Les anomalies de SSS résultantes persistent pendant plusieurs années, tout en étant déformées par les courants moyens et par les courants géostrophiques générés par la NAO. Ces conclusions sont très proches de celles de l'analyse en points de grille. Contrairement au cas des anomalies de SST, pour lesquelles le tripole dans l'Atlantique Nord, premier mode de variabilité de la SST est directement associé à la NAO, premier mode de variabilité atmosphérique dans l'hémisphère nord, il n'y a pas de correspondance univoque entre les modes de la SSS et la variabilité atmosphérique. En effet, les structures associées à la NAO ou à l'EAP ne correspondent pas à des modes de variabilité propres de la SSS.

Cette première série de résultats appelle deux commentaires:

Tout d'abord, il faut noter que seule une partie des termes de forçage de la SSS ont été estimés dans cette étude: l'advection verticale, l'entraînement par mélange, ou encore la diffusion n'ont pas été calculés, essentiellement à cause de problèmes numériques. En effet, les sorties du modèle de Bergen étaient initialement en coordonnées isopycnales mais celles dont nous disposions avaient été interpolées à des profondeurs prédéfinies. Il était possible de recalculer la vitesse verticale à partir des vitesses horizontales à chaque niveau (c'est d'ailleurs ce que l'on a fait pour utiliser l'outil lagrangien), mais la vitesse verticale aurait été bruitée et mal résolue sous la couche de mélange. Le terme d'advection verticale  $w \cdot \nabla S$  et le terme d'entraînement obtenus auraient été peu exploitables. De plus, selon toute vraisemblance, les bilans de sel en point de grille n'auraient pas été fermés à cause de l'interpolation. Pour obtenir des bilans de sel fermés, il aurait fallu travailler directement avec les données en coordonnées isopycnales.

Par ailleurs, même si les termes de forçage atmosphérique de la SSS sont assez comparables aux réanalyses NCEP, même si des propagations d'anomalies de salinité ont été observées par plusieurs auteurs (e.g. Dickson et al., 1988, Reverdin et al., 1999), et même si la réponse en phase de la SSS à la NAO est relativement similaire dans les deux modèles et semble donc robuste, il est évident que beaucoup des résultats de ce travail doivent encore être confrontés aux observations. En particulier, le réalisme des centres d'action obtenus pour la SSS dans le BCM, notamment celui situé dans les tropiques nord, devrait être vérifié à partir de données in-situ. Il faudrait également pouvoir valider les EOF et les structures obtenues en réponse à la variabilité atmosphérique, mais les données dont nous disposions ne nous l'ont pas permis.

La suite du travail était consacrée au lien entre la SSS et la MOC Atlantique dans le BCM. Comme nous avons limité la série de données à 200 ans en état statistiquement stationnaire et comme, à cause de la correction de flux, la variabilité à très basse fréquence n'est probablement pas très réaliste dans le modèle, nous nous sommes limités aux échelles de temps inférieures à quelques dizaines d'années. Dans le chapitre 4, nous avons montré tout d'abord que la variabilité de la MOC dans l'Atlantique Nord peut être indexée indifféremment par la série temporelle de son maximum, la série temporelle du premier mode de variabilité, ou encore la série temporelle du transport océanique de chaleur à une latitude donnée. Elle est forcée par plusieurs processus, ce qui rend l'étude de sa variabilité assez complexe.

La convection profonde dans les hautes latitudes de l'Atlantique Nord et en particulier dans la mer d'Irminger entraîne une accélération de la MOC dans les hautes latitudes qui s'étend à l'ensemble du bassin en 5-6 ans. Elle est principalement forcée par la persistance d'anomalies de circulation atmosphérique. Il semble y avoir en outre une possibilité de préconditionnement de la mer du Labrador par advection d'anomalies de densité de la mer d'Irminger. Les anomalies de SSS contrôlent la convection profonde en mer du Labrador et partiellement en mer d'Irminger mais ne jouent pas de rôle particulier pour la convection profonde dans les mers GIN. Le lien entre la convection profonde et la variabilité de la MOC est en accord avec de nombreuses autres études (Mauritzen and Hakkinen, 1999, Eden and Jung, 2001, Curry and McCartney, 2001). En général, cependant, ce sont les mers du Labrador et GIN qui sont considérées comme les principales zones de formation d'eau profonde dans l'Atlantique Nord (e.g. Lazier et al., 2001). Dans le BCM, c'est le site de la mer d'Irminger qui semble forcer la MOC de façon dominante. Si l'existence de ce site de convection est confirmée par des observations récentes (Pickart et al., 2003, Bacon et al., 2003), celles-ci sont trop peu nombreuses pour estimer son importance relative dans l'océan par rapport aux deux autres sites de convection dans l'Atlantique Nord.

Par ailleurs, on a mis en évidence l'influence, réaliste, de la NAO sur la convection profonde dans les mers GIN et du Labrador. Notre analyse montre que l'influence principale de la NAO sur la MOC se fait par action mécanique du vent. Ainsi, à l'échelle de temps interannuelle, la NAO force rapidement une intensification de la MOC au sud de 40°N et un affaiblissement au nord qui est bien décrit par la réponse barotrope de l'océan au champ de vent associé à la NAO. Un an plus tard, la réponse barocline est quasiment opposée et s'accompagne d'un ajustement de la circulation des gyres. A longue échelle de temps, les réponses barotrope et barocline se compensent en grande partie et la réponse de la circulation méridienne à la NAO est faible. On n'a pas trouvé d'éléments suggérant une intensification

de la MOC par intégration du forçage atmosphérique dans la gyre subpolaire dans le cas d'une NAO positive persistante, ce qui diffère des résultats de modèles simples ou d'autres modèles couplés de circulation générale. Cette différence est sans doute à nouveau due à l'importance dans le BCM de la convection profonde en mer d'Irminger, celle-ci n'étant pas directement affectée par la NAO.

Enfin, nous avons exploré dans le chapitre 5 l'influence de l'ENSO sur l'Atlantique Nord dans le BCM. L'ENSO a un comportement assez réaliste dans le modèle mais son influence sur la circulation atmosphérique dans le secteur Nord-Atlantique est fortement exagéré. Il en résulte que, contrairement aux observations, l'ENSO est anticorrélé en phase avec la NAO. Il force donc, comme elle, une anomalie de MOC dans l'Atlantique Nord par action mécanique du vent. Il influence également la convection profonde dans les mers d'Irminger et du Labrador et force donc aussi une anomalie de MOC par ce biais. Cependant, ces actions sur les moyennes et hautes latitudes de l'Atlantique Nord ne sont guère réalistes. L'ENSO force également une accélération de la MOC Atlantique avec un décalage de temps d'une quarantaine d'années, détectable à partir de données filtrées à basse fréquence. Le mécanisme est lié à l'advection vers les hautes latitudes des anomalies positives de salinité induites dans l'Atlantique tropical lors d'un événement El Niño. Cette action pourrait, elle, être réaliste puisque nous avons montré que les échanges d'eau douce liés à ENSO dans l'Atlantique tropical et dans la mer des Caraïbes étaient assez bien représentés dans le BCM. La propagation prend environ 30 à 35 ans. Lorsqu'elles atteignent les hautes latitudes, les anomalies de SSS tendent à destabiliser la colonne d'eau et favorisent donc la convection profonde, d'où l'intensification observée de la MOC. Ce mécanisme montre donc que parce qu'elles peuvent être transportées par les courants moyens assez loin de leur lieu de formation, les anomalies de salinité peuvent jouer un rôle fondamental dans la variabilité climatique à long terme.

Il est intéressant de rappeler que d'autres études mettent en évidence ce type de mécanisme dans des modèles couplés. Ce sont principalement des études de sensibilité qui analysent le rétablissement de la THC à sa valeur initiale suite à une anomalie d'eau douce dans les hautes latitudes de l'Atlantique Nord ou une augmentation de la concentration atmosphérique en gaz à effets de serre. Dans une simulation de réchauffement global, Latif et al. (2000) décrivent un mécanisme particulièrement proche de celui que nous avons détecté dans le BCM où les anomalies de salinité dans les tropiques sont dues à une intensification des événements El Niño dans le cas d'un réchauffement global. Dans leur modèle, ce mécanisme permet une stabilisation de la MOC par ailleurs ralentie par les flux atmosphériques dans les hautes latitudes. Thorpe et al. (2001) détectent un mécanisme similaire dans le modèle HadCM3 mais, dans leur cas, l'intensification des échanges d'eau douce entre les bassins tropicaux de l'Atlantique et du Pacifique n'est pas liée à l'ENSO. Dans une simulation du BCM perturbée par un flux d'eau douce artificiel, Otterå et al. (2003) observent que les anomalies de salinité qui permettent

de stabiliser la THC à longue échelle de temps sont dues à un ralentissement du courant de Guyane qui augmente le temps de résidence des anomalies ce qui leur permet de s'accumuler le long de la côte nord de l'Amérique du Sud avant d'être advectées vers les hautes latitudes. Enfin, dans d'autres études, les anomalies dans les subtropiques sont dues à un déplacement de l'ITCZ induit par des anomalies de SST (Vellinga and Wu, 2002, dans la simulation de contrôle du HadCM3, Vellinga et al., 2002, dans une simulation perturbée par un flux d'eau douce artificiel).

La plupart des résultats de cette thèse n'auraient pu être obtenus avec un autre outil qu'un modèle couplé de circulation générale. Ces modèles deviennent d'ailleurs de plus en plus fiables et réalistes (McAvaney et al., 2001), comme on a pu l'illustrer pour le BCM par notre comparaison avec les réanalyses NCEP. Néanmoins, la discussion ci-dessus montre que les mécanismes de variabilité décennale et la réponse à des expériences de sensibilité peuvent être assez différents d'un modèle à l'autre. De plus, on peut se poser la question de la confiance à accorder à une simulation couplée dans laquelle les flux correctifs sont du même ordre de grandeur que la moyenne des flux échangés entre l'océan et l'atmosphère. Ils permettent certes de réduire les dérives et d'obtenir une simulation relativement stable et réaliste, mais il est probable qu'ils induisent des artifices dans le système climatique (e.g. Neelin and Dijkstra, 1995, Dijkstra and Neelin, 1999). Rappelons d'ailleurs que dans le BCM, les 50 dernières années de run (que l'on n'a pas considérées) étaient assez instables, notamment dans la mer du Labrador, vraisemblablement à cause d'une imparfaite correction de flux.

Par ailleurs, notre travail a montré une fois de plus, si nécessaire, la complexité du système climatique et en particulier de la variabilité de la MOC. Celle-ci est forcée par plusieurs mécanismes qui ne sont pas indépendants et qui sont difficiles à découpler. Si l'intérêt du modèle global de circulation générale couplé réside dans son réalisme, l'inconvénient qui en découle est la difficulté à identifier des mécanismes climatiques souvent complexes et imbriqués. Des modèles plus simples devraient permettre de découpler les processus et il serait avantageux de réaliser des expériences de sensibilité pour mieux comprendre les mécanismes détectés dans les simulations couplées. L'approche par des modèles simples n'est cependant pas idéale non plus car la MOC semble liée aux détails de la topographie ou de la stratification de l'océan qu'ils ne peuvent reproduire.

Pour finir, il serait intéressant de prolonger ce travail par l'étude de simulations-scenarios avec le BCM. De telles simulations sans corrections de flux sont en cours de réalisation à Bergen. On peut alors se demander quelle serait la réponse de la THC à un réchauffement global par effet de serre dans ce modèle. Le mécanisme basé sur l'advection d'anomalies de salinité des subtropiques vers les hautes latitudes serait-il intensifié? Cette intensification serait-elle due à une intensification de l'ENSO, comme dans l'étude de Latif et al. (2000)? Serait-elle suffisante pour stabiliser la circulation thermohaline? La

réponse à ces questions permettrait d'approfondir la compréhension du rôle des anomalies de salinité dans le système climatique. Elle apporterait également une aide précieuse quant à l'appréhension de l'évolution du climat dans le cas d'un réchauffement global.

## Annexe A

# The surface heat flux feedback: indirect estimate in the ECHAM4/OPA8 coupled GCM

Climate Dynamics (2002) 19: 649–655  
DOI 10.1007/s00382-002-0253-9

C. Frankignoul · E. Kestenare · J. Mignot

## The surface heat flux feedback. Part II: direct and indirect estimates in the ECHAM4/OPA8 coupled GCM

Received: 14 January 2001 / Accepted: 26 March 2002 / Published online: 13 June 2002  
© Springer-Verlag 2002

**Abstract** The surface heat flux feedback in the Atlantic Ocean is estimated in the ECHAM4/OPA8 coupled model. The net heat flux feedback is negative everywhere, mostly ranging between 15 and 35 W m<sup>-2</sup> K<sup>-1</sup>, but reaching up to 50 W m<sup>-2</sup> K<sup>-1</sup> in the tropics, so that it damps existing sea surface temperature anomalies. The bulk of it is due to the turbulent flux, although in the tropics the radiation feedback also strongly contributes. The turbulent heat flux feedback is strongest in fall and winter at extra-tropical latitudes, and in spring and summer near the equator. At mid-latitudes, the radiation feedback remains small in each season, but it can be strongly negative in parts of the tropics. At extra-tropical latitudes the model feedback compares rather well with estimates derived in Part I from the COADS observations and the NCEP reanalysis, but in the tropical Atlantic the negative heat flux feedback is much too strong. An indirect estimation of the model heat flux feedback is also attempted in regions of small mean surface current, based on the difference in decay time of sea surface temperature and salinity anomalies. The inferred negative heat flux feedback is qualitatively correct, but the seasonal changes in the mixed-layer depth are too large for the method to be accurate at high latitudes.

temperature (SST) anomalies, it plays an important role in their variability at low frequency and needs to be well represented in climate models. In Part I of this series (Frankignoul and Kestenare 2002), the heat flux feedback was estimated in the Atlantic and the North Pacific oceans, using the COADS observations and the NCEP reanalysis. The results were similar for the two data sets, suggesting that they can be used for coupled model validation. This is illustrated here by a comparison with the heat flux feedback in the Atlantic Ocean in the ECHAM4/OPA8 GCM (Guilyardi et al. 2002). As recommended in Part I, the model heat flux feedback is estimated in the same conditions as when using observations. It is shown to be realistic at mid-latitudes but much too strong in part of the tropical Atlantic. Some of the air-sea interactions are thus poorly represented in the coupled model.

The coupled model is described in Sect. 2, and the methodology recalled in Sect. 3. The heat flux feedback estimates are given in Sect. 4, where they are compared to those derived from the observations. In Sect. 5, we provide an indirect estimation of the heat flux feedback based on the difference between the persistence of SST anomalies and that of sea surface salinity (SSS) anomalies, which are not directly affected by the heat flux feedback. Conclusions are given in Sect. 6.

### 1 Introduction

Because the surface heat flux feedback determines in part the persistence and amplitude of the sea surface

### 2 The coupled simulation

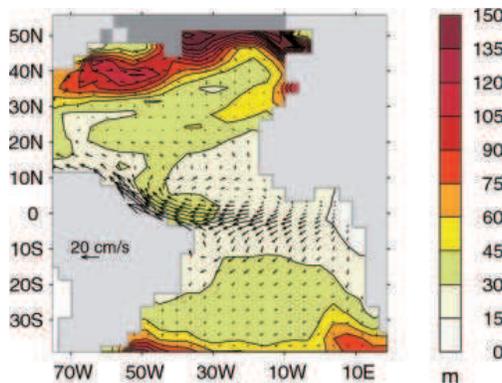
During the SINTEX program, ECHAM4, the fourth generation atmospheric GCM of the Max-Planck Institute für Meteorologie in Hamburg (Roeckner et al. 1996) was coupled without flux correction in T30 resolution to OPA8, the oceanic GCM developed at LODYC, Paris (Madec et al. 1999). ECHAM4 has 19 vertical levels, OPA8 31 vertical levels and a variable horizontal resolution of about 2° in the domain of interest. As described in Guilyardi et al. (2002), the SINTEX model was integrated for 200 years, using the Levitus (1982) climatology for the ocean and a state of rest for the atmosphere as initial conditions. Sea ice was relaxed toward the observed monthly climatology. The simulation was fairly realistic at first, but it deteriorated progressively in the ocean because of a

C. Frankignoul (✉) · E. Kestenare · J. Mignot  
Laboratoire d'Océanographie Dynamique  
et de Climatologie, Unité mixte de recherche  
CNRS-IRD-UPMC,  
Université Pierre et Marie Curie,  
4 place Jussieu, 75252 Paris Cedex 05, France  
E-mail: cf@lodyc.jussieu.fr

slow but continuous increase in salinity that was caused by inaccuracies in the freshwater budget at the air-sea interface. The main impact of the drift occurred at high latitudes where the salinity increase modified the water masses and deepened the wintertime mixed layer, resulting in a progressive extension of the regions of deep convection. While the tropics are little affected, these artificial changes dominate the low-frequency variability in the high-latitude oceans.

The 50-year period between year 61 and 110 was selected for the analysis as the upper ocean variability in the Atlantic was in an approximate steady state and the model drift had not yet significantly altered the mid-latitude conditions. The Atlantic was considered between 40°S and 55°N, except for the northern regions where the model drift was so strong that the winter mixed-layer depth increased by more than a factor 2 between the first and last 5 years of the 50-yr period (dark gray region in Fig. 1). The North Pacific was not considered, as deep convection developed by year 80 or so, leading to unrealistic conditions. The SINTEX model reproduces well the main large-scale features of the atmospheric circulation and accurately simulates the leading patterns of the Northern Hemisphere low-frequency variability. In the retained domain the SST and SSS climatology is realistic. The mean mixed-layer depth (Fig. 1) compares well with Levitus (1982), except in the western tropical South Atlantic where it is much too shallow. The SINTEX model has a fairly realistic near-surface ocean circulation, with the typical defects of low-resolution ocean models, such as too broad western boundary currents (Fig. 1).

The atmospheric and oceanic variables were considered on the ECHAM4 Gaussian grid. To reduce the influence of the model drift, a third-order polynomial was first removed by least squares fit. The mean seasonal cycle was then subtracted from the monthly averages, yielding monthly anomaly data. As discussed in Part I, the estimation of the heat flux feedback requires that atmospheric spectra be essentially white at low frequency, since the effect of a persistent atmospheric component cannot be distinguished in the procedure from the SST-induced heat flux. Since the El Niño Southern oscillation (ENSO) phenomenon in the tropical Pacific influences the Atlantic, and the effect is enhanced in ECHAM4 which overestimates the hemispheric scales and the ENSO teleconnections, we removed the ENSO signal by regression analysis. ENSO was defined by the first two principal components of SST anomalies in the tropical Pacific (46% of the variance between 12°N and 12°S). Seasonally varying regression coefficients were determined by least squares fit for each variable and grid point, using successive sets of three months to provide smoothly varying coefficients. Although the amount of removed variance only averages to



**Fig. 1.** Mean mixed-layer depth (based on a turbulent mixing criterion) and surface current (arrows) between year 61 and 110. The gray region to the north was excluded from the analysis as the salinity drift resulted in increasing mixed layer deepening during winter

4%, ENSO removal leads to substantial changes in the heat flux feedback estimates in the tropical Atlantic, as discussed in Sect. 4. However, since the global atmospheric response to tropical Pacific SST is inherently nonlinear (Hoerling et al. 1997), the procedure is unable to remove the ENSO signal completely.

### 3 Direct estimation of the heat flux feedback

Let us assume that the anomaly  $Q'$  in the surface heat flux (positive downward and given by the sum of latent heat flux, sensible heat flux, shortwave radiation, and longwave radiation) can be decomposed into

$$Q'(t) = q'(t) - \alpha T'(t) \quad (1)$$

where  $q'$  is independent of the SST anomaly  $T'$ ,  $-\alpha T'$  is the heat flux anomaly induced by  $T'$ , and  $\alpha$  is the heat flux feedback (in  $\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$ , positive for negative feedback). This assumes that the heat flux response to a SST anomaly is linear, and fast enough for the atmospheric response time to be negligible, which seems reasonable for small monthly SST anomalies. The cross-covariance  $R_{TQ}(\tau)$  at lag  $\tau$  between  $T'$  and  $Q'$  is then given by

$$R_{TQ}(\tau) = R_{Tq}(\tau) - \alpha R_{TT}(\tau) \quad (2)$$

where  $R_{Tq}$  is the cross-covariance between  $T'$  and  $q'$ , and  $R_{TT}$  the auto-covariance of  $T'$ .

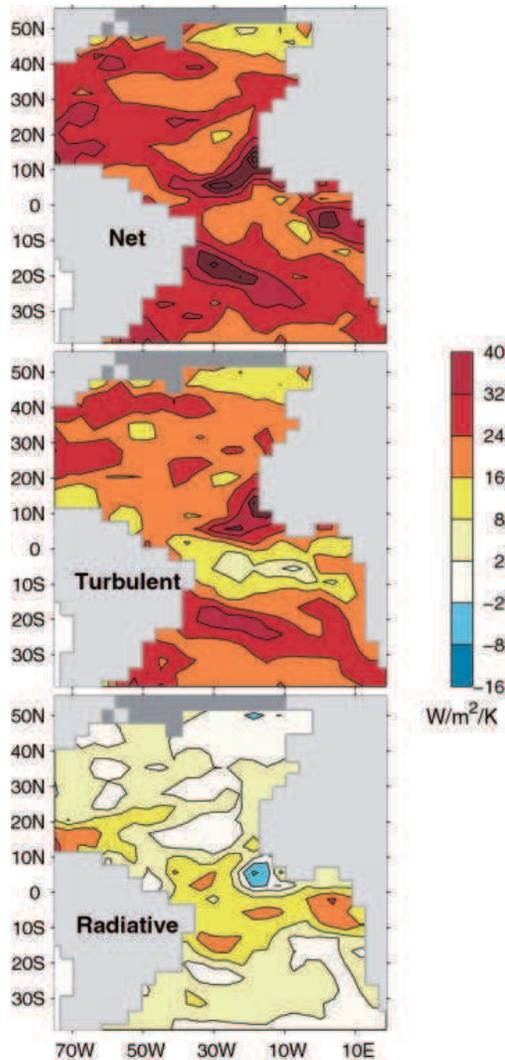
At extra-tropical latitudes,  $q'$  represents the part of the heat flux anomalies which is solely controlled by the atmospheric dynamics. As it is well modeled by a short time scale stochastic process,  $R_{Tq}(\tau)$  vanishes when  $T'$  leads  $q'$  ( $\tau < 0$ ), except for lags of the order of the atmospheric persistence. At sufficiently large negative lag, the atmospheric feedback is thus given by

$$\alpha = -R_{TQ}(\tau)/R_{TT}(\tau) \quad (3)$$

As in Part I,  $\alpha$  will be estimated at each grid point by averaging the values obtained at lag  $-1$ ,  $-2$ , and  $-3$  ( $-1$  for seasonal estimates) when the persistence of the SST anomalies is sufficiently large for their auto-correlation to differ from zero at the 5% level, assuming independent samples. If no lag qualifies, the feedback is set to zero. In the tropics and in particular near the equator,  $q'$  may be as persistent as the SST anomalies, because of the strong ocean-atmosphere coupling. Use of relation (3) will then generally lead to heat flux feedback estimates that are biased toward positive feedback. A similar bias results from persistent ENSO forcing, but it should be strongly reduced by the prior ENSO removal. See Part I for more details.

### 4 Heat flux feedback in the North Atlantic

As shown in Fig. 2 (top), the net heat flux feedback is negative at each grid point, generally ranging between 15 and  $35 \text{ W m}^{-2} \text{K}^{-1}$ , but smaller in the northeastern



**Fig. 2.** Estimated net (*top*), turbulent (*middle*), and radiative (*bottom*) heat flux feedback (in  $\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$ ) in the coupled model. Positive values indicate negative feedback

Atlantic and larger near the intertropical convergence zone (ITCZ) where it may exceed  $50 \text{ W m}^{-2} \text{K}^{-1}$ . The heat flux feedback is primarily due to the turbulent heat flux feedback (*middle*), which is also negative everywhere. The radiative feedback (*bottom*) is weak and mostly negative at extra-tropical latitudes, but strongly negative in the equatorial zone and the Caribbean Sea, and weakly positive off Africa, just north of the equator.

The seasonal changes are illustrated for the turbulent and radiative fluxes. Winter is defined by December to March for  $Q'$  and November to February for  $T'$ , spring by March to June for  $Q'$  and February to March for  $T'$ ,

summer by June to September for  $Q'$  and May to August for  $T'$ , and fall by September to December for  $Q'$  and August to November for  $T'$ . Except at one or two grid points south of the equator, the turbulent heat flux feedback in ECHAM4 remains negative in each season (Fig. 3, left). As expected from the wind dependence of the bulk formulae, the feedback at extra-tropical latitudes is stronger in fall and winter. The strongest negative turbulent heat flux feedback is found in the equatorial zone, where values exceeding  $60 \text{ W m}^{-2} \text{K}^{-1}$  are found in spring and summer.

The seasonal changes in the radiative feedback are given in Fig. 3 (right). In the tropics, the areas of strong negative feedback seem to follow the (too large) displacement of the ITCZ, migrating northward from south of the equator in winter to north of it in summer and fall. At extra-tropical latitudes, the radiative feedback remains weak and tends to be positive in spring and summer, and negative in fall and winter. As the positive feedback is never strong, the net heat flux feedback remains negative in all seasons, except at one grid point during summer (not shown).

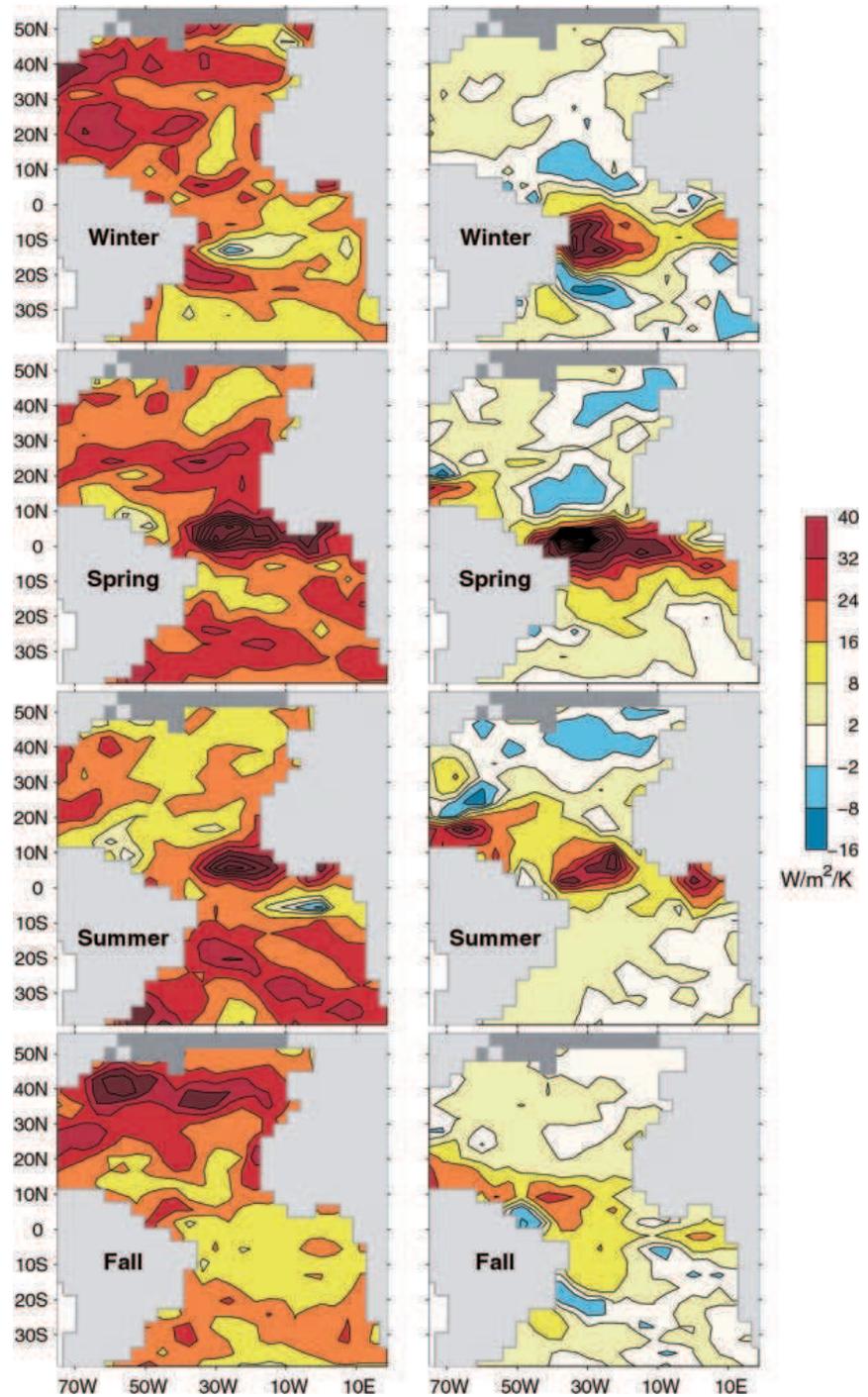
The heat flux feedback was also estimated without removing ENSO. The changes, mostly toward positive feedback (i.e., less negative one), were small at extra-tropical latitudes, but substantial in the tropical Atlantic where the bias often exceeded  $10 \text{ W m}^{-2} \text{K}^{-1}$ . This is illustrated for northern winter in Fig. 4. Similar results were obtained by Chang et al. (2000): in the boreal spring season, the positive heat flux feedback that they found in the tropical Atlantic was weakened when the effects of ENSO were removed.

At extra-tropical latitudes, the heat flux feedback in the model compares well with the estimates derived in Part I from COADS and NCEP for both turbulent and radiative components, and for their seasonal variations. In the tropics, however, the strong negative feedback found for each component is not realistic. A large negative radiation feedback has been observed in the tropical Pacific, warmer SST leading to more deep convection, high cirrus clouds, hence less incoming solar radiation (Ramanathan and Collins 1991). However, the process seems less important in the tropical Atlantic (Part I). The too large negative feedback in the coupled model is probably linked to deficiencies in the cloud representation and a misrepresentation of the wind system: the ITCZ is too far north in summer and too far south in winter, and the zonal winds are too weak along the equator. Because of these deficiencies, the mixed layer is too shallow in the western tropical Atlantic, in particular south of the equator during northern winter. The combination of a too small thermal inertia and a too strong negative heat flux feedback reduces the SST anomaly persistence, which is much smaller than in the observations. Note that SSS anomalies also show limited persistence in the tropical Atlantic, so that the heat flux feedback is only one of many factors contributing to the short persistence.

652

Frankignoul et al.: The surface heat flux feedback

**Fig. 3.** Estimated turbulent (*left*) and radiative (*right*) heat flux feedback (in  $\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$ ) during each season. Positive values indicate negative feedback



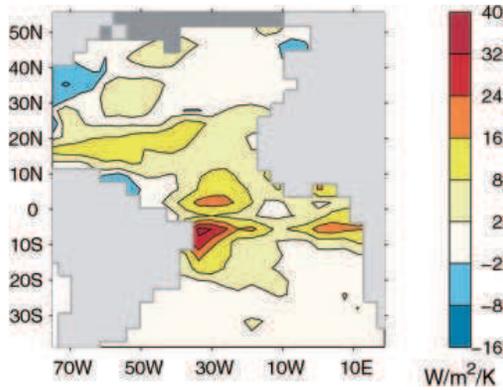


Fig. 4. Difference between the net heat flux feedback in northern winter with and without ENSO removal. Positive values indicate that the feedback is more negative (or less positive) after removing ENSO

## 5 Indirect estimation of the heat flux feedback

Since the atmosphere is largely insensitive to the SSS anomalies, it does not directly damp them. Except in areas where the local anomaly decay rate is primarily controlled by advection, SSS anomalies should thus have a much larger persistence than SST anomalies, as observed near Bermuda (Joyce and Robbins 1996) and in the coupled GCM simulations of Hall and Manabe (1997). Here we attempt to use the difference in SSS and SST anomaly persistence to indirectly estimate the heat flux feedback.

As shown in Frankignoul (1985), large-scale SST anomalies on the monthly to yearly time scales approximately obey the equation

$$\frac{dT'}{dt} \approx -\frac{\mathbf{U}' \cdot \nabla \bar{T}}{\bar{h}} - \frac{h'}{\bar{h}} \partial_t \bar{T} - \frac{[\Gamma(w_e)w_e(T - T^-)]'}{\bar{h}} + \frac{Q'}{\rho C_p \bar{h}} + \kappa \nabla^2 T' \quad (4)$$

where  $T'$  is assumed to be constant in the mixed layer of depth  $h$ ,  $\mathbf{U}$  is the horizontal current in the mixed layer,  $w_e$  the entrainment velocity,  $\kappa$  the horizontal mixing coefficient,  $\Gamma$  the heaviside function, and the heat flux at the mixed-layer base has been neglected for simplicity. A prime indicates anomaly, an overbar the seasonally varying mean, the minus-index values just below the mixed layer, and  $\frac{d}{dt} = \partial_t + \bar{\mathbf{U}} \cdot \nabla$  is the time derivative following the mean motion. Similarly, large-scale SSS anomalies obey

$$\frac{dS'}{dt} \approx -\frac{\mathbf{U}' \cdot \nabla \bar{S}}{\bar{h}} - \frac{h'}{\bar{h}} \partial_t \bar{S} - \frac{[\Gamma(w_e)w_e(S - S^-)]'}{\bar{h}} + \frac{\bar{S}(E' - P')}{\bar{h}} + \kappa \nabla^2 S' \quad (5)$$

where  $S$  denotes SSS,  $E$  evaporation, and  $P$  precipitation (both per unit specific mass).

At extra-tropical latitudes, the atmospheric forcing is dominated by short time scale fluctuations. The mixed layer depth responds rapidly, hence  $h'$  also has a short characteristic time scale. Except in regions of strong geostrophic variability,  $\mathbf{U}'$  is dominated at large spatial scale by the rapidly varying Ekman currents. To a good approximation, the terms on the right hand side of Eqs. (4) and (5) can then be separated into a short time scale stochastic forcing  $f'$ , which is independent on  $T'$  and  $S'$ , and terms that depend on  $T'$  and  $S'$  (entrainment, mixing, and atmospheric feedback). If the latter are linearized, Eqs. (4) and (5) can be written

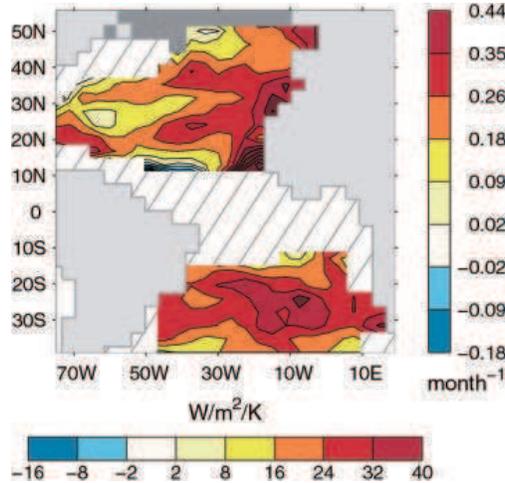
$$\frac{dT'}{dt} = f'_T - \lambda_T T' \quad (6)$$

$$\frac{dS'}{dt} = f'_S - \lambda_S S' \quad (7)$$

where  $\lambda$  is the feedback factor, the  $T$  and  $S$  indices denote temperature and salinity, respectively, and geostrophic variability has been neglected. In Eqs. (4) and (5), the entrainment and horizontal mixing terms have the same dependence in  $T'$  and  $S'$ , respectively. Although higher-order terms and the correlation between subsurface and surface anomalies may introduce additional differences, to a first approximation  $\lambda_T$  and  $\lambda_S$  only differ by the contribution of the heat flux feedback, which affects the former but not the latter. If  $\lambda_o$  denotes the feedback factor due to oceanic processes and  $\lambda_a$  that due to the atmosphere, one then has  $\lambda_T \approx \lambda_a + \lambda_o$ ,  $\lambda_S \approx \lambda_o$  and, from Eq. (1),

$$\lambda_a \approx \frac{\alpha}{\rho C_p \bar{h}} \quad (8)$$

As discussed by Frankignoul (1985), the advection of SST or SSS anomalies by the mean current contributes to limiting their local persistence, in particular at small spatial scale. Hence,  $\lambda$  in Eqs. (6) and (7) differs from the local decay rate, denoted by  $\gamma$ , that can be estimated from the anomaly time series. When the mean current is small, however, one has  $\frac{d}{dt} \approx \partial_t$ . Neglecting seasonal variations, Eqs. (6) and (7) then represent first-order Markov processes with autocorrelation function given for SST by  $r_{TT}(\tau) = \exp(-\lambda_T |\tau|)$  when  $\tau$  is much larger than the atmospheric correlation time, and a similar relation for SSS. The feedback factor  $\lambda$  can then be estimated from the local anomaly decay rate  $\gamma$ . The latter was derived from the autocovariance functions at lag  $\tau \leq 3$ , using Frankignoul et al.'s (1998) relation (A3) that takes into account the use of monthly averages, and the nonlinear fitting procedure of Levenberg and Marquardt (1994). The SST anomaly persistence was typically two months, with smaller values off Africa and in the equatorial zone, and a five-month peak in the western part of the subtropical gyre. The SSS anomaly persistence was generally larger, of the order of 5 months in the westerlies and nine months in the subtropics, but it was also small near the equator (not shown).



**Fig. 5.** Estimated atmospheric feedback factor (in month<sup>-1</sup>). The *bottom scale* (in W m<sup>-2</sup> K<sup>-1</sup>) gives the corresponding heat flux feedback for a mixed-layer depth of 60 m (positive values indicate negative feedback). The *stripes* indicate where a local SST and SSS anomaly model cannot be used

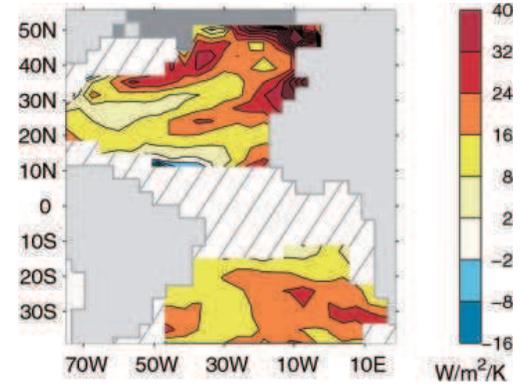
To determine where the local SST and SSS models can be used to a good approximation, the standard deviation of the advection terms  $\bar{\mathbf{U}} \cdot \nabla T'$  and  $\bar{\mathbf{U}} \cdot \nabla S'$  was estimated on the atmospheric gaussian grid (to get smooth values), using for  $\bar{\mathbf{U}}$  the averaged current in the surface mixed layer. Grid points where it exceeded 20% of the standard deviation of  $\gamma_T T'$  and  $\gamma_S S'$  were considered to be inadequate for a local anomaly model. The results were similar for SST and SSS. As shown by the striped regions in Fig. 5 and 6, advection effects are large in a broad region along the western boundary and the Gulf Stream, and within about 12° from the equator. Note that the strong currents near the equator may contribute to the unrealistically short anomaly persistence found in its vicinity.

The atmospheric feedback factor, defined by

$$\lambda_a \approx \gamma_T - \gamma_S, \quad (9)$$

is typically positive (Fig. 5). If the depth of the mixed layer was constant, Eq. (9) would directly yield the net heat flux feedback via relation (8). This is given by the scale at the bottom of Fig. 5, where 60 m has been used as characteristic mixed-layer depth. It suggests a negative heat flux feedback with the same order of magnitude as in Fig. 2, although the spatial distribution differs. In particular, the negative feedback is stronger off North Africa and at the northern edge of the domain.

To get better estimates, the seasonal changes in the mean mixed-layer depth should be taken into account, together with the seasonal modulation of the feedback factors in Eq. (9). An estimation of the latter would be noisy, hence we neglected it for simplicity and used in Eq. (8) the averaged mixed-layer depth. This indirect



**Fig. 6.** Indirect estimate of the net heat flux feedback (in W m<sup>-2</sup> K<sup>-1</sup>). Positive values indicate negative feedback. The *stripes* indicate where a local SST and SSS anomaly model cannot be used

estimate of the heat flux feedback (Fig. 6) is not in better agreement with Fig. 2, and the negative feedback in the northeast corner has become even stronger. This is a region where the mixed layer is deep during winter (Fig. 1). Presumably, heat and salt are not thoroughly mixed, and its definitions in the model (based on a turbulent mixing criterion) cannot be used for the present calculation. Attempts to use the density criterion that is also provided in OPA8 were not more successful, stressing the limitation of the indirect method.

For comparison, the indirect method was applied to observations near Bermuda (32°N 64°W), where the mean current is small. We used the Panulirus data between 1954 and 1998 (Joyce personal communication 2000). The sampling is irregular, averaging to 10 measurements per year, so the data was interpolated at decimal years as in Joyce and Robbins (1996). As the data are affected by mesoscale eddy noise, which is particularly strong for SST since the mean SST gradient is large (Halliwell et al. 1991), aliasing is important. To filter out some of the eddy noise, we replaced the Panulirus SST data by spatially averaged SST data as in Frankignoul (1981), namely monthly SST anomaly data from Reynolds and Smith (1994) averaged in a 4° × 6° domain centered on 32°N, 64°W. The SST anomaly persistence was calculated with Frankignoul et al.'s (1998) formula plus white noise, yielding a SST anomaly decay time of 1.9 months. Lacking observations, spatial averaging cannot be done for the SSS anomalies, and their persistence was estimated by fitting the auto-correlation function of the Panulirus SSS anomalies by an exponential plus white noise, yielding a decay time of 3.3 months. Note that the eddy contamination is likely to be limited, as the mean SSS gradient is small near Bermuda, and aliasing less important because of the longer SSS anomaly time scale. Relation (8) with the averaged mixed layer depth of 65 m (as derived from Levitus 1982) yields 23 W m<sup>-2</sup> K<sup>-1</sup>. This is an

admittedly crude indirect estimate of the heat flux feedback near Bermuda, but it compares well with the estimates in the coupled model (20 and 25  $\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$  for the indirect and direct estimates, respectively).

## 6 Conclusion

The heat flux feedback was estimated over the Atlantic in ECHAM4/OPA8 in order to verify that the air-sea interactions are represented properly in the coupled model. The same method was used as in Part I, and thus our estimates may also be slightly biased toward positive feedback in the tropical Atlantic, because of the redness of the intrinsic variability of the tropical atmosphere, and because the ENSO teleconnections have only been removed linearly. However, a similar bias affects the estimates derived from COADS and NCEP reanalysis.

The heat flux feedback in ECHAM4/OPA8 is negative over the whole Atlantic, mostly ranging between 15 and 35  $\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$ , but reaching 50  $\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$  in the tropics. The bulk of the heat flux feedback is due to the turbulent fluxes, although in parts of the tropics the radiation feedback also strongly contributes to the negative feedback. The turbulent heat flux feedback is nearly always negative, and stronger in the fall and winter hemisphere. The radiation feedback is small at mid latitudes, mostly negative in the winter hemisphere and positive in the summer one, but it can act as a substantial negative feedback in the tropics.

An indirect estimation of the model heat flux feedback was also attempted in regions of small mean surface current where a local SST and SSS anomaly model is valid to a good approximation, using the difference in decay time of SST and SSS anomalies. The heat flux feedback was again found to be negative and it had the correct magnitude. However, the seasonal changes in the mixed-layer depth are too large for the method to be accurate at high latitude.

In the extra-tropics, the model estimates compare well with those derived in Part I from COADS and the NCEP reanalysis, suggesting that ECHAM4 correctly represents the boundary layer adjustment to the SST changes. In the tropical Atlantic, however, the negative heat flux feedback is much too strong, as the observations suggest a very weak negative feedback. Whether the discrepancies arise from deficiencies in the atmospheric or the oceanic component of the coupled model remains to be established. However, the present study suggests that the teleconnections from the tropical

Atlantic and modes of variability that crucially depend on the strength of the tropical Atlantic air-sea coupling, like the SST anomaly “dipole”, are unlikely to be well represented in the model.

**Acknowledgements** We would like to thank E. Guilyardi for providing the coupled model data and for his help, and G. Madec for useful discussions. This research was supported in part by a grant from the PNEDC and by the SINTEX project of the European Community. J. Mignot was supported by a bursary from the DGA-CNRS.

## References

- Chang P, Saravanan R, Link J, Hegerl GC (2000) The effect of local sea surface temperatures on atmospheric circulation over the tropical Atlantic sector. *J Clim* 13: 2195–2216
- Frankignoul C (1981) Low frequency temperature fluctuations off Bermuda. *J Geophys Res* 86: 6522–6528
- Frankignoul C (1985) Sea surface temperature anomalies, planetary waves and air-sea feedback in the middle latitudes. *Rev Geophys* 23: 357–390
- Frankignoul C, Czaja A, L’Heveder B (1998) Air-sea feedback in the North Atlantic and surface boundary conditions for ocean models. *J Clim* 11: 2310–2324
- Frankignoul C, Kestenare E (2002) The surface heat flux feedback. Part I: estimates from the observations in the Atlantic and the North Pacific. *Clim Dyn* (in press)
- Guilyardi E, Delecluse P, Gualdi S, Navarra A (2002) Mechanisms for ENSO phase change in a coupled model. *J Clim*, to appear
- Hall A, Manabe S (1997) Can local linear stochastic theory explain sea surface temperature and salinity variability? *Clim Dyn* 13: 167–180
- Halliwel GR JR, Ro Y JAE, Cornillon P (1991) Westward-propagating SST anomalies and baroclinic eddies in the Sargasso Sea. *J Phys Oceanogr* 21: 1664–1680
- Hoerling MP, Kumar A, Zhong M (1997) El Niño, La Niña, and the nonlinearity of their teleconnections. *J Clim* 10: 1769–1786
- Joyce TM, Robbins P (1996) The long-term hydrographic record at Bermuda. *J Clim* 12: 3121–3131
- Levenberg K, Marquardt DW (1994) The art of scientific computing, 2nd edn. Cambridge University Press, Cambridge, UK, pp 994
- Levitus S (1982) Climatological Atlas of the world ocean, NOAA Prof Pap 13, pp 163
- Madec G, Delecluse P, Imbard M, Levy C (1999) OPA 8.1 Ocean general model reference manual, Internal Rep XX. Institut Pierre-Simon Laplace (IPSL), France
- Ramanathan V, Collins W (1991) Thermodynamic regulation of ocean warming by cirrus clouds deduced from observations of the 1987 El Niño. *Nature* 13: 325–347
- Reynolds RW, Smith TM (1994) Improved global sea surface temperature analyses using optimum interpolation. *J Clim* 7: 928–948
- Roeckner E, Arpe K, Bengtsson L, Christoph M, Claussen M, Dümenil L, Esch M, Giorgetta M, Schlese U, Schulzweida U (1996) The atmospheric general circulation model ECHAM-4: model description and simulation of present-day climate. Max-Planck-Institute für Meteorologie, Rep 218, pp 90

## Annexe B

# Décomposition en ondelettes et application à la construction d'un filtre passe bas

La transformée en ondelettes continue (CWT, pour Continuous Wavelet Transform, Daubeschies, 1992, Torrence and Compo, 1998) est la décomposition d'un signal  $x(t)$  en une série de contributions élémentaires localisées dans l'espace temporel et dans l'espace fréquentiel. Elle utilise un objet mathématique appelé "ondelette". Les ondelettes sont obtenues par translation et dilatation de fonctions simples  $\psi(t)$ :

$$\psi_{b,a}(t) = \frac{1}{a} \psi\left(\frac{t-b}{a}\right) \quad (\text{B.1})$$

où  $a > 0$  est le paramètre de dilatation, ou paramètre d'échelle, et  $b$  est le paramètre de translation temporel. La CWT du signal  $x(t)$  avec l'ondelette d'analyse  $\psi$  est la convolution de  $x(t)$  avec une famille d'ondelettes dilatées et translatées:

$$W(b, a) = \frac{1}{a} \int_{-\infty}^{+\infty} x(t) \psi^*\left(\frac{t-b}{a}\right) dt \quad (\text{B.2})$$

où  $*$  indique le complexe conjugué. La transformée en ondelettes est dite "continue" car  $a$  et  $b$  peuvent varier continuellement. Cette transformée développe la série temporelle  $x(t)$  dans l'espace de paramètres à deux dimensions  $(b, a)$ , et donne une mesure de l'amplitude relative de l'activité locale (sur un intervalle proportionnel à  $a$ ) à l'échelle  $a$  et au temps  $b$ . Le choix de l'ondelette  $\psi$  dépend du signal à analyser. L'ondelette de Morlet (Daubeschies, 1992) est choisie ici pour sa bonne résolution en fréquence. Cette

ondelette est un cosinus complexe modulé par une gaussienne:

$$\psi(t) = \pi^{-1/4} e^{-t^2/2} e^{i\omega_0 t} \quad (\text{B.3})$$

avec  $i = (-1)^{1/2}$  et  $\omega_0 = \pi(2/\ln 2)^{1/2}$ . L'ondelette de Morlet étant complexe, le coefficient de la transformée  $W(b, a)$  l'est également. De plus, pour cette ondelette, on peut assimiler l'inverse de l'échelle à une fréquence, et la CWT est donc une analyse "temps-fréquence" où le paramètre de dilatation  $a$  correspond à la période et le paramètre de translation  $b$  correspond au temps. Dans (B.1), on utilise la normalisation en  $1/a$  au lieu de celle en  $1/(a)^{1/2}$ , plus courante car avec cette normalisation, les composantes de la CWT sont directement comparables, et l'ondelette de Morlet peut alors être interprétée comme un filtre passe-bande linéaire de poids  $1/a$  centré sur chaque  $\omega = \omega_0/a$ . Ce filtre permet l'extraction des différentes composantes locales du signal comme la valeur locale, l'amplitude, et la phase pour chaque point de l'espace temps-fréquence  $(b, a)$ .

La CWT transforme donc le signal original à une dimension en une image temps-fréquence à deux dimensions. Elle est donc infiniment redondante. Néanmoins, l'information fondamentale peut être extraite de ce que l'on appelle les dorsales de la CWT. Ces dorsales sont composées des points de la représentation temps-fréquence pour lesquelles la fréquence de l'ondelette dilatée-translatée coïncide avec la dérivée partielle de la phase. Elles sont bien approximées par le maximum local du module de l'ondelette.

Enfin, la CWT peut être utilisée comme un filtre: le signal filtré est construit par une CWT inverse à partir des composantes (dans l'espace temps-fréquence) du signal initial dont la fréquence est comprise dans l'intervalle de coupure choisie pour le filtre. C'est la technique que l'on a utilisée dans ce travail pour étudier la variabilité à basse fréquence: pour chaque champ, en chaque point de grille, on a construit des séries temporelles en ne considérant que les fréquences inférieures à  $10 \text{ ans}^{-1}$ .

## Annexe C

# Réponse de la SST à la variabilité atmosphérique en Atlantique Nord dans le BCM

Nous analysons dans cette annexe la réponse de la SST à la variabilité atmosphérique du modèle dans l'Atlantique Nord, dont on a vu qu'elle était bien représentée (paragraphe 3.2.1). La figure C.1

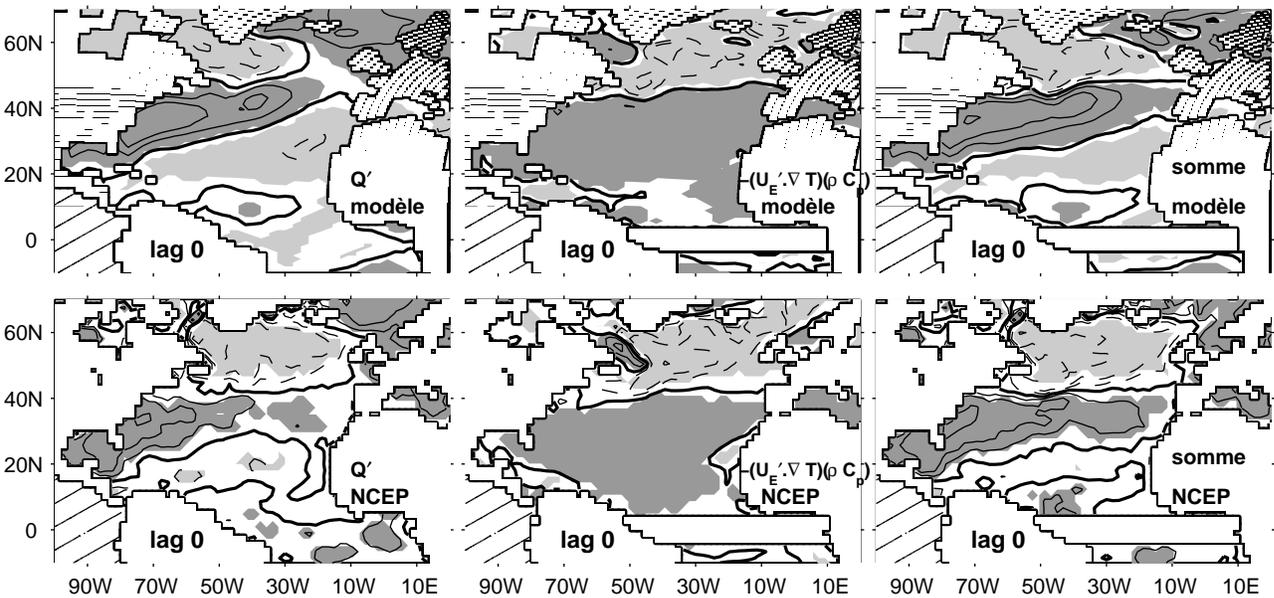


Figure C.1: Regression du flux de chaleur atmosphérique (à gauche), de l'anomalie de l'advection d'Ekman (au milieu) et de leur somme (à droite) en moyenne annuelle sur la série temporelle annuelle normalisée de la NAO. En haut: BCM, en bas: NCEP. Les contours correspondent aux valeurs 0, 2.5, 5, 12.5, 22.5 and 50  $W/m^2$ . Les contours continus (discontinus) correspondent aux valeurs positives (négatives). Les zones en gris foncé (clair) sont positives (négatives) et significatives à 10%.

montre le flux de chaleur et l'advection de SST par les anomalies de courant d'Ekman associés à la NAO, ainsi que leur somme, en utilisant des moyennes annuelles. La convention pour les termes de forçage est telle qu'une valeur positive correspond à une tendance de SST positive. Les structures obtenues dans le BCM (en haut) et dans les réanalyses NCEP (en bas) sont proches. La structure du flux de chaleur atmosphérique est un tripole (Cayan, 1992 a et b). Dans le cas d'une phase positive de la NAO, l'intensification des vents d'ouest et des alizés amène de l'air froid et sec du continent américain au nord de Terre-Neuve et de l'air chaud et humide des subtropiques sur la côte est des Etats-Unis. Les flux de chaleur de l'océan vers l'atmosphère sont alors plus intenses au-dessus de la gyre subpolaire et dans les subtropiques. Ils sont en revanche diminués dans la zone intermédiaire, particulièrement au bord ouest, d'où une anomalie positive de flux de chaleur dans l'océan. L'advection de SST par les anomalies de transport d'Ekman associée à la NAO induit un refroidissement au nord de 45°N, où l'anomalie de courant d'Ekman transporte vers le sud les eaux froides des hautes latitudes, et un réchauffement plus au sud où la situation est inversée. Ce terme est relativement fort dans la gyre subpolaire, mais moins fort que le terme de flux de chaleur en moyenne sur le bassin. La structure de la somme des deux termes (à droite) est dominée par celle du flux de chaleur, et elle engendre une anomalie de SST formée de trois pôles (premier panneau de la figure C.2), consistante avec les réanalyses (C.3). Ce tripole est le premier mode de variabilité de la SST dans l'Atlantique Nord, et le second sur tout l'Atlantique (Fig. 3.19 et 3.20). Les anomalies dans le modèle sont plus fortes que dans les réanalyses, surtout dans la gyre subpolaire, et le pôle positif aux moyennes latitudes s'étend beaucoup plus vers l'est que dans les réanalyses où il est confiné au courant de bord ouest.

Les panneaux suivants de la figure C.2 montrent que le tripole persiste plus d'un an dans les moyennes et hautes latitudes, ce qui excède les quelques mois auxquels on s'attendrait compte tenu de l'amortissement local dû aux interactions air-mer (Fig. 3.21, Frankignoul et al., 1998, Watanabe

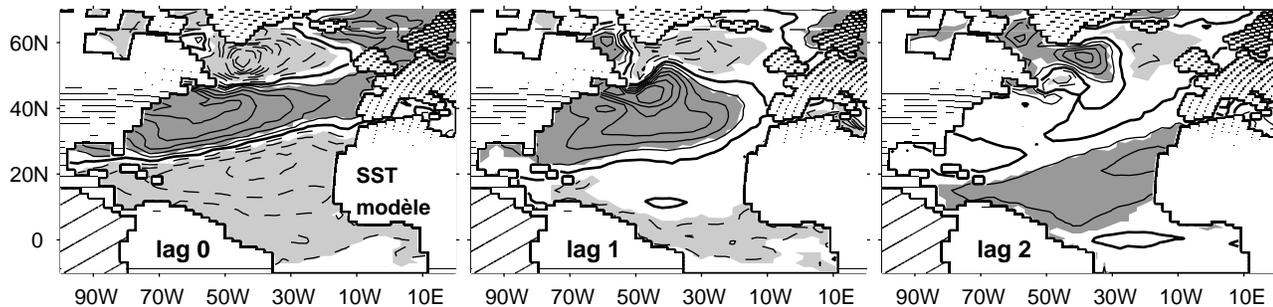


Figure C.2: Régression avec décalages de temps de la SST annuelle sur la série temporelle annuelle normalisée de la NAO. Les décalages de temps sont indiqués en années. L'intervalle entre les contours est de 0.04 K. La convention des contours et des grisés est la même que sur la Fig. C.1.

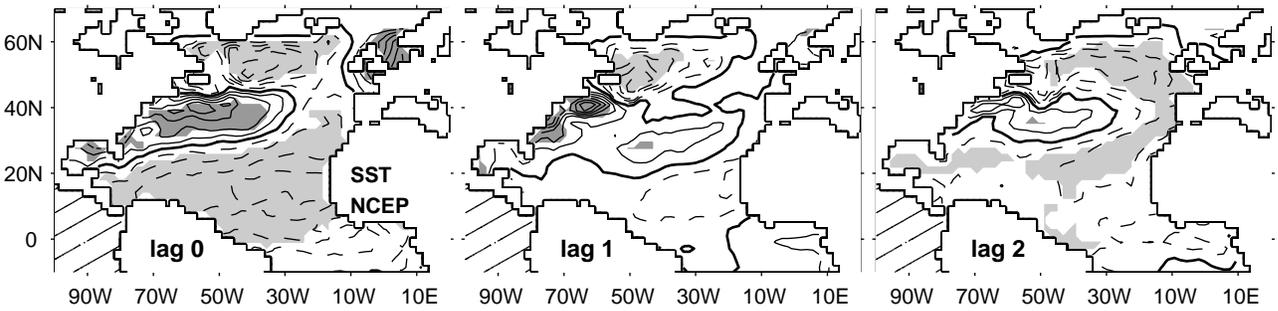


Figure C.3: *id.* Fig. C.2 pour les données de Reynolds sur la NAO obtenue dans les réanalyses NCEP.

and Kimoto, 2001), et consistent avec les réanalyses (Fig. C.3). En effet la NAO étant surtout active entre les mois de décembre et de mars, c'est en hiver que le tripole de SST est le plus énergétique. Au printemps, la thermocline saisonnière protège en partie les anomalies de SST de la rétroaction atmosphérique. Celles-ci restent donc relativement importantes et sont réinjectées dans la couche de mélange l'hiver suivant. C'est le mécanisme de réémergence (Alexander and Deser, 1995, DeCoëtlogon and Frankignoul, 2003). Par ailleurs, le signal persiste jusqu'au lag 5 (pas montré) dans la zone très localisée située au sud du Groenland et identifiée sur la figure 3.21 comme une zone où la persistance de la SST est anormalement longue dans le modèle. Dans les réanalyses, le tripole a disparu après 3 ans. Dans le centre de la gyre subtropicale le signal persiste moins d'un an aussi bien dans le modèle que dans les réanalyses. Il est probable que dans cette zone où la subduction est particulièrement forte, les anomalies de SST de la fin de l'hiver soient advectées vers l'intérieur de la gyre et ne ré-émergent donc pas.

Les structures de flux atmosphérique et d'advection de SST par les anomalies de courant d'Ekman associées au second mode de variabilité dominant dans l'Atlantique Nord (EAP) sont à nouveau similaires dans le modèle et dans les réanalyses (Fig. C.4). La somme (à droite) est à nouveau dominée par le flux de chaleur. La structure de SST en phase est très proche de cette dernière, et très proche de celle obtenue dans les réanalyses (Fig. C.6), bien que le pôle négatif dans les subtropiques soit beaucoup plus faible dans les réanalyses. C'est à nouveau un tripole, décalé par rapport à celui associé à la NAO. Il ressemble à l'EOF 4 des anomalies de SST dans le modèle (Fig. 3.19) et à l'EOF 3 dans les réanalyses (Fig. 3.20). La structure persiste moins d'un an, sauf à nouveau dans les hautes latitudes où la persistance locale de la SST est anormalement forte (Fig. 3.21). Dans les réanalyses, la structure persiste moins d'un an. Au lag 1, on a une faible structure négative significative sur presque la totalité du bassin.

Ces résultats montrent que la réponse des anomalies de SST à la variabilité atmosphérique est fortement significative et de grande échelle; les structures correspondent aux principaux modes de

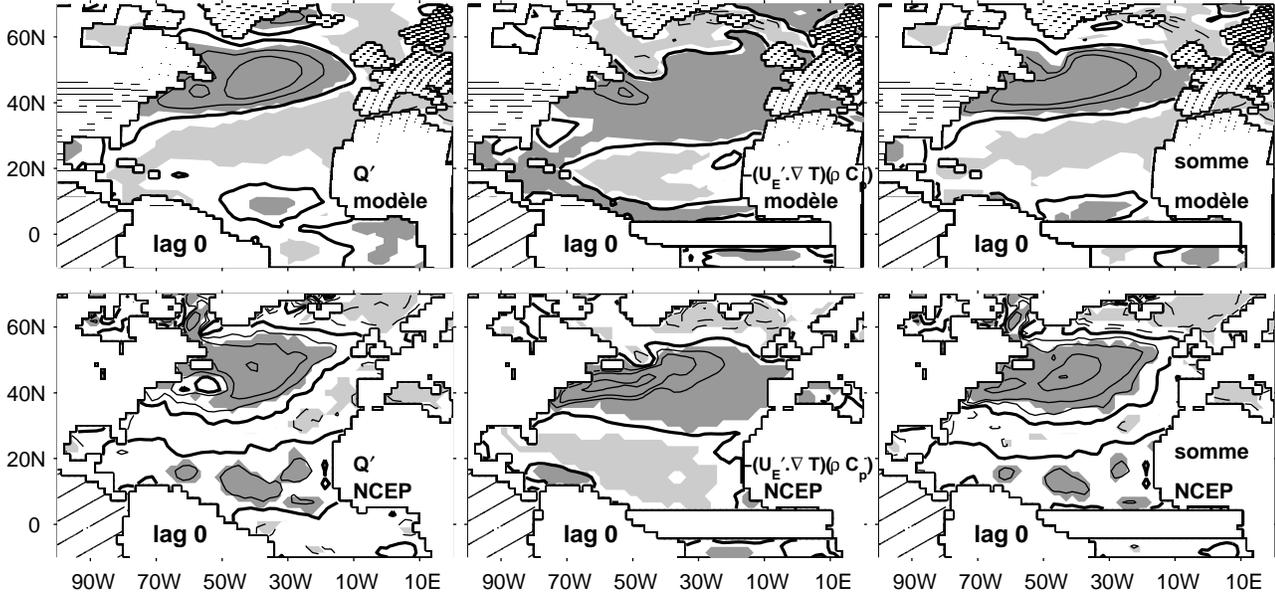


Figure C.4: id. Fig. C.1 pour l'EAP

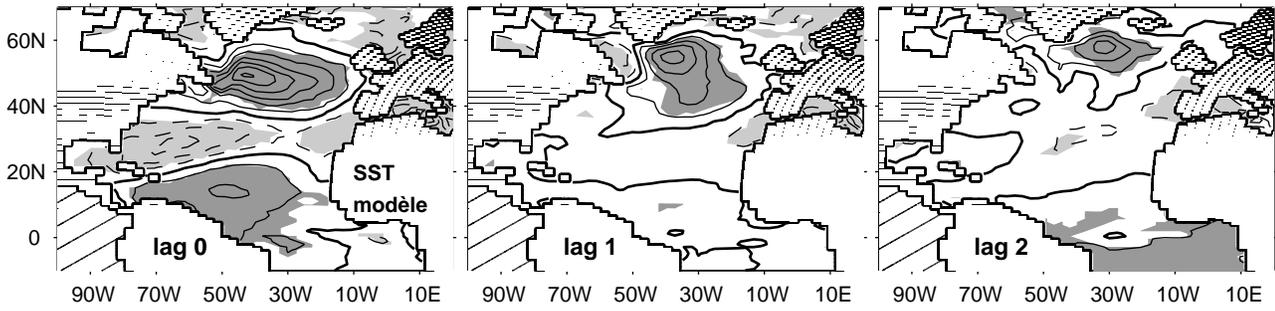


Figure C.5: id. Fig. C.2 pour l'EAP

variabilité des anomalies de SST. Le lien entre ces anomalies et la variabilité atmosphérique est donc beaucoup plus direct que dans le cas des anomalies de SSS.

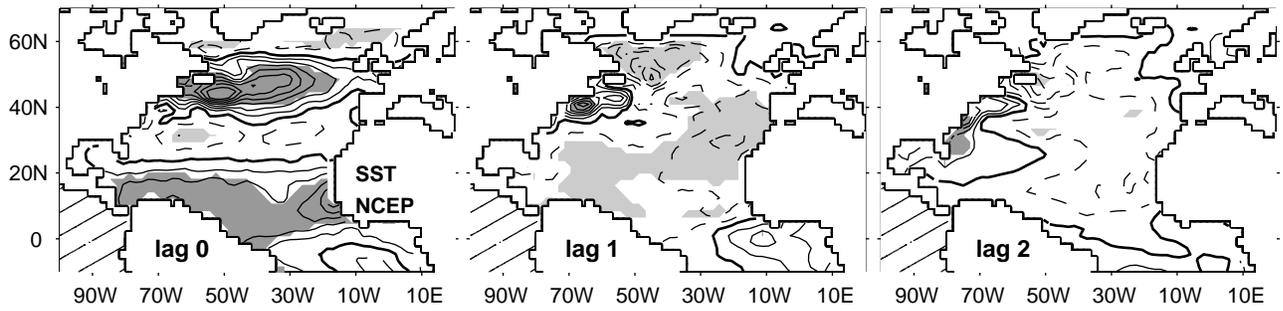


Figure C.6: *id.* Fig. C.5 pour les données de Reynolds sur la NAO obtenue dans les réanalyses NCEP.



# Bibliographie

- Alexander, M.A. and C. Deser, 1995: A mechanism for the recurrence of wintertime midlatitude SST anomalies. *J. Phys. Oceanogr.*, **25**, 122–137.
- and C. Penland, 1996: Variability in a mixed layer ocean model driven by stochastic atmospheric forcing. *J. Clim.*, **9**, 2424–2442.
- Arakawa, A., 1972: Design of the UCLA general circulation model. Numerical simulation of weather and climate. Technical Report 7, Dept. of Meteorology, University of California.
- Bacon, S., W. J. Gould, and Y. Jia, 2003: Open-ocean convection in the Irminger Sea. *Geophys. Res. Letters*, **30** (5)(1246).
- Ballabrera-Poy, J., R. Murtugudde, and A. J. Busalacchi, 2002: On the potential impact of sea surface salinity observations on ENSO predictions. *J. Geophys. Res.*, **107** (C12)(8007).
- Barnard, S. et al., 1997: Dynamo - dynamics of the North Atlantic Models: simulation and assimilation with high resolution models. Technical Report 294, Inst. F. Meereskunde, Christian Albrechts Universität, Kiel, Germany.
- Barnston, A. G. and R. E. Livezey, 1987: Classification, seasonality and persistence of low-frequency atmospheric circulation patterns. *Monthly Weather Review*, **115**, 1083–1126.
- Batteen, M. L. and Y.-J. Han, 1981: On the computational noise of finite-difference schemes used in ocean models. *Tellus*, **33**, 387–396.
- Battisti, D.S., U.S. Bhatt, and M.A. Alexander, 1995: A modelling study of the interannual variability in the wintertime North Atlantic Ocean. *J. Clim.*, **8**, 3067–3083.
- Belkin, I. M. S., S. Levitus, J. Antonov, and S.-A. Malmberg, 1998: Great Salinity Anomalies in the North Atlantic. *Prog. Oceanogr.*, **41**, 1–68.

- Bentsen, M., H. Drange, T. Furevik, and T. Zhou, 2002: Variability of the Atlantic meridional overturning circulation in an isopycnic coordinate OGCM. *submitted to Climate Dynamics*.
- Bingham, F. M., S. D. Howden, and C. J. Koblinsky, 2002: Sea surface salinity measurements in the historical database. *J. Geophys. Res.*, **107 (C12)**(8019), doi:10.1029/2000JC000767.
- Blanke, B. and S. Raynaud, 1997: Kinematics of the Pacific Equatorial Undercurrent: an Eulerian and Lagrangian approach from GCM results. *J. Phys. Oceanogr.*, **27**, 1038–1053.
- , M. Arhan, G. Madec, and S. Roche, 1999: Warm water paths in the Equatorial Atlantic as diagnosed with a general circulation model. *J. Phys. Oceanogr.*, **29**, 2753–2767.
- Bleck, R., C. Rooth, D. Hu, and L. T. Smith, 1992: Salinity-driven thermohaline transients in a wind- and thermohaline-forced Isopycnic Coordinate Model of the North Atlantic. *J. Phys. Oceanogr.*, **22**, 1486–1505.
- Bojariu, R. and G. Reverdin, 2002: Large scale variability modes of freshwater flux and precipitation in the the Atlantic. *Climate Dynamics*, **18**, 369–381.
- Bretherton, C. S., C. Smith, and J. M. Wallace, 1992: An intercomparison of methods for findings coupled patterns in climate data. *J. Clim.*, **5**, 541–560.
- Broecker, W. S., 1991: The great ocean conveyor. *Oceanography*, **4**, 79–89.
- Bryan, F., 1986: High-latitude salinity effects and interhemispheric thermohaline circulations. *Nature*, **323**, 301–304.
- Capotondi, A. and W. R. Holland, 1998: Thermohaline circulation variability in the NCAR Climate System Model (CSM). Technical report, NCAR Tech. Note. NCAR/TN-445+STR.
- Cassou, C. and L. Terray, 2001: Oceanic forcing of the wintertime low-frequency atmospheric variability in the North Atlantic European sector: a study with the ARPEGE model. *J. Clim.*, **14**, 4266–4291.
- Cayan, D.R., 1992a: Latent and sensible heat flux anomalies over the northern oceans: the connection to monthly atmospheric circulation. *J. Clim.*, **5**, 354–369.
- , 1992b: Latent and sensible heat flux anomalies over the northern oceans: driving the sea surface temperature. *J. Phys. Oceanogr.*, **22**, 859–881.
- Chang, P., L. Ji, and H. LI, 1997: A decadal climate variation in the tropical Atlantic Ocean from thermodynamic air-sea interactions. *Nature*, **385**, 516–518.

- Chen, F. and M. Ghil, 1995: Interdecadal variability of the thermohaline circulation and high latitude-surface fluxes. *J. Phys. Oceanogr.*, **25**, 2547–2568.
- and M. Ghil, 1996: Interdecadal variability in a hybrid coupled ocean-atmosphere model. *J. Phys. Oceanogr.*, **26**, 1561–1578.
- Clarke, R. A. and J.-C. Gascard, 1983: The formation of the Labrador Sea Water, I: Large-scale processes. *J. Phys. Oceanogr.*, **13**, 1764–1788.
- Curry, R., M. S. McCartney, and T. M. Joyce, 1998: Oceanic transport of subpolar climate signals to mid-depth subtropical waters. *Nature*, **391**, 575–577.
- and M. S. McCartney, 2001: Ocean gyre circulation changes associated with the North Atlantic Circulation. *J. Phys. Oceanogr.*, **31**, 3374–3400.
- , B. Dickson, and I. Yashayaev, 2003: Ocean evidence of a change in the fresh water balance of the Atlantic over the past four decades. *submitted for publication*.
- Curtis, S. and S. Hastenrath, 1995: Forcing of anomalous sea surface temperature evolution in the tropical Atlantic during Pacific warm events. *J. Geophys. Res.*, **100 (C8)**, 15,835–15,847.
- Daubeschies, I., 1992: *Ten lectures on wavelets*. Soc. for Ind. and Appl. Math. 375 pp, Philadelphia, Pa.
- DeCoëtlogon, G. and C. Frankignoul, 2003: The persistence of winter sea surface temperature in the North Atlantic. *J. Clim.*, **16**, 1364–1377.
- Delcroix, T. and J. Picaut, 1998: Zonal displacement of the western equatorial Pacific "fresh pool". *J. Geophys. Res.*, **103 (C1)**, 1087–1098.
- Delworth, T. L., S. Manabe, and R.J. Stouffer, 1993: Interdecadal variations of the thermohaline circulation in a coupled ocean-atmosphere model. *J. Clim.*, **6**, 1993–2011.
- and R. J. Greatbatch, 2000: Multidecadal thermohaline circulation variability driven by atmospheric surface flux forcing. *J. Clim.*, **13**, 1481–1495.
- Déqué, M., C. Dreveton, A. Braun, and D. Cariolle, 1994: The ARPEGE/IFS atmosphere model: a contribution to the french community climate modelling. *Clim. Dyn.*, **10**, 249–266.
- Deser, C. and M. L. Blackmon, 1993: Surface climate variations over the North Atlantic Ocean during winter 1900-1989. *J. Clim.*, **6**, 1743–1753.

- and M. Timlin, 1997: Atmosphere-ocean interaction on weekly timescales in the North Atlantic and Pacific. *J. Clim.*, **10**, 393–408.
- Deshayes, J., 2003: Echelles de temps de la circulation thermohaline. Rapport de stage de DEA, Université Pierre et Marie Curie, Paris, France.
- Dessier, A. and J. R. Donguy, 1994: the sea surface salinity in the tropical Atlantic between 10°S and 30°N - seasonal and interannual variations (1977-1989). *Deep Sea Res. I*, **41**, 81–100.
- Dickson, B., I. Yashayaev, J. Meincke, B. Turrell, S. Dye, and J. Holfort, 2002: Rapid freshening of the deep North Atlantic Ocean over the past four decades. *Nature*, **416**, 832–837.
- Dickson, R., J. Meincke, S.-A. Malmberg, and A. J. Lee, 1988: The "Great Salinity Anomaly" in the northern North Atlantic. *Prog. Oceanog.*, **20**, 103–151.
- and J. Brown, 1994: The production of North Atlantic Deep Water: sources, rates and pathways. *J. Geophys. Res.*, **99(C6)**, 12319–12341.
- , J. Lazier, J. Meincke, P. Rhines, and J. Swift, 1996: Long term coordinated changes in the convective activity of the North Atlantic. *Prog. Oceanog.*, **38**, 241–295.
- Dijkstra, H. A. and J. D. Neelin, 1999: Imperfections of the thermohaline circulation: Multiple equilibria and flux-correction. *J. Clim.*, **12**, 1382–1392.
- Dong, B.-W. and R.T. Sutton, 2000: The dominant mechanisms of variability in Atlantic ocean heat transport in a coupled ocean-atmosphere GCM. *submitted to GRL*.
- Döscher, R., C. Böning, and P. Herrmann, 1994: Response of circulation and heat transport in the North Atlantic to changes in thermohaline forcing in northern latitudes: a model study. *J. Phys. Oceanogr.*, **24**, 2306–2320.
- Drange, H. and K. Simonsen, 1996: Formulation of air-sea fluxes in the ESOP2 version of MICOM. Tech. Rep. 125, Nansen Environmental and Remote Sensing Center.
- Eden, C. and J. Willebrand, 2001: Mechanisms of interannual to decadal variability of the North Atlantic circulation. *J. Clim.*, **14**, 2266–2280.
- and T. Jung, 2001: North Atlantic interdecadal variability: oceanic response to the North Atlantic Oscillation. *J. Clim.*, **14**, 676–691.

- Enfield, D. B. and D. A. Mayer, 1997: Tropical Atlantic sea surface temperature variability and its relation to El Niño-Southern Oscillation. *J. Geophys. Res.*, **102 (C1)**, 929–945.
- Feldstein, S. B., 2000: Teleconnections and ENSO: the timescale, power spectra, and climate noise properties. *J. Clim.*, **13**, 4430–4440.
- Frankignoul, C., 1985: Sea surface temperature anomalies, planetary waves and air-sea feedback in the middle latitudes. *Review of Geophysics*, **23**, 357–390.
- and K. Hasselmann, 1977: Stochastic climate models, Part II: application to sea-surface temperature anomalies and thermocline variability. *Tellus*, **29**, 289–305.
- and R. W. Reynolds, 1983: Testing a dynamical model for mid-latitude sea surface temperature anomalies. *J. Phys. Oceanogr.*, **13**, 1131–1145.
- , A. Czaja, and B. L'Hévéder, 1998: Air-sea feedback in the North Atlantic and surface boundary conditions for ocean models. *J. Clim.*, **11**, 2310–2324.
- , G. De Coëtlogon, T. M. Joyce, and S. Dong, 2001: Gulf Stream variability and ocean-atmosphere interactions. *J. Phys. Oceanogr.*, **31**, 3516–3529.
- , 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.
- Furevik, T., M. Bentsen, H. Drange, I.K.T. Kindem, N.G. Kvamstø, and A. Sorteberg, 2003: Description and evaluation of the Bergen Climate Model: ARPEGE coupled with MICOM. *Climate Dynamics*, **21**, 25–51.
- Ganachaud, A. and C. Wunsch, 2000: Improved estimates of global ocean circulation, heat transport and mixing from hydrographic data. *Nature*, **408**, 453–456.
- Giannini, A., Y. Kushnir, and M. C. Cane, 2000: Interannual variability of Caribbean rainfall, ENSO, and the Atlantic Ocean. *J. Clim.*, **13**, 297–310.
- Gill, A. E., 1982: *Atmosphere - Ocean dynamics*. Academic Press.
- Gordon, A. L., 1986: Interocean exchange of thermohaline. *J. Geophys. Res.*, **91**, 5037–5046.
- Greatbatch, R. J. and K. Peterson, 1996: Interdecadal variability and oceanic thermohaline adjustment. *J. Geophys. Res.*, **101**, 20467–20482.

- Guilyardi, E., P. Delecluse, S. Gualdi, and A. Navarra, 2003: Mechanisms for ENSO phase change in a coupled model. *Journal of Climate*, **16**, 1141–1158.
- Haak, H., J. Jungclaus, U. Mikolajewicz, and M. Latif, 2003: Formation and propagation of great salinity anomalies. *Geophys. Res. Letters*, **30** (9)(1473).
- Hakkinen, S., 1993: An Arctic source for the Great Salinity Anomaly: a simulation of the Arctic ice ocean system for 1955–1975. *J. Geophys. Res.*, **98**, 16,397–16,410.
- , 1999a: A simulation of thermohaline effects of a great salinity anomaly. *J. Clim.*, **12**, 1781–1795.
- , 1999b: Variability of the simulated meridional heat transport in the North Atlantic for the period 1951–1993. *J. Geophys. Res.*, **104** (C5), 10,991–11,007.
- , 2000: Decadal air-sea interaction in the North Atlantic based on observations and modelling results. *J. Clim.*, **13**, 1195–1219.
- , 2002: Surface salinity variability in the northern North Atlantic during recent decades. *J. Geophys. Res.*, **107** (C12)(8003).
- Hall, A. and S. Manabe, 1997: Can local linear stochastic theory explain sea surface temperature and salinity variability? *Clim. Dyn.*, **13**, 167–180.
- Hall, M. M. and H. L. Bryden, 1982: Direct estimates and mechanisms of ocean heat transport. *Deep Sea Res.*, **29**, 339–360.
- Halliwell, G.R. Jr, 1998: Simulation of North Atlantic decadal/multidecadal winter SST anomalies driven by basin-scale atmospheric circulation anomalies. *J. Phys. Oceanogr.*, **28**, 5–21.
- Hansen, D. V. and H. F. Bezdek, 1996: On the nature of decadal anomalies in the North Atlantic sea surface temperature. *J. Geophys. Res.*, **101** (C4), 8749–8758.
- Harder, M., 1996: *Dynamik, Rauigkeit und Alter des Meereises in der Arktis*. PhD thesis, Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung, Bremerhaven, Germany.
- Hasselmann, K., 1976: Stochastic climate models. Part I: theory. *Tellus*, **28**, 473–485.
- Hastenrath, S., 1976: Variations in the low-latitude circulation and extreme climatic events in the tropical Americas. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 202–215.

- Hilmer, M. and T. Jung, 2000: Evidence for a recent change in the link between the North Atlantic Oscillation and Arctic sea ice export. *Geophys. Res. Letters*, **27**, 989–992.
- Houghton, R. W. and M. H. Visbeck, 2002: Quasi-decadal salinity fluctuations in the Labrador Sea. *J. Phys. Oceanogr.*, **32**, 687–701.
- Hurrell, J. W., 1995: Decadal trends in the North Atlantic Oscillation: regional temperatures and precipitation. *Science*, **269**, 676–679.
- and H. van Loon, 1997: Decadal variations in climate associated with the North Atlantic Oscillation. *Climatic change*, **36**, 301–326.
- J. W. Hurrell, Y. Kushnir, G. Ottersen, and M. Visbeck, Eds., 2003: *The North Atlantic Oscillation: climatic significance and environmental impact*. 134, AGU Monograph.
- Johnson, H. L. and D. P. Marshall, 2002: A theory for the surface Atlantic response to thermohaline variability. *J. Phys. Oceanogr.*, **32**, 1121–1132.
- Kalnay, E. and Coauthors, 1996: The NCEP/NCAR 40-year reanalysis project. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **77**, 437–471.
- Kawase, M., 1987: Establishment of deep ocean circulation driven by deep-water production. *J. Phys. Oceanogr.*, **17**, 2294–2317.
- Kelly, K. A. and B. Qiu, 1995: Heat flux estimates for the western North Atlantic. Part II: The upper-ocean heat balance. *J. Phys. Oceanogr.*, **25**, 2361–2373.
- Klein, S. A., B. J. Soden, and N. C. Lau, 1999: Remote sea surface temperature variations during ENSO: Evidence for a tropical atmospheric bridge. *J. Clim.*, **12**, 917–932.
- Kushnir, Y., 1994: Interdecadal variations in North Atlantic sea surface temperature and associated atmospheric conditions. *J. Clim.*, **7**, 141–157.
- Lab Sea Group, 1998: The Labrador Sea Deep Convection Experiment. *Bull. Am. Met. Soc.*, **79**, 2033–2058.
- Lambert, S. M. and G. J. Boer, 2001: CMIP1 evaluation and intercomparison of coupled climate models. *Clim. Dyn.*, **17**, 83–106.
- Latif, M., E. Roeckner, U. Mikolajewicz, and R. Voss, 2000: Tropical stabilization of the thermohaline circulation in a greenhouse warming simulation. *J. Clim.*, **13**, 1809–1813.

- Lazier, J. R. N., 1980: Oceanographic conditions at OWS Bravo 1964-1974. *Atmos.-Ocean*, **18**, 227–238.
- , 1995: The salinity decrease in the Labrador Sea over the past thirty years. *Natural Climate variability on decade-to-century time scales*, D. G. Martinson, K. Bryan, M. Ghil, M. M. Hall, M. Karl, E. S. Sarachik, S. Sorooshian, and L. D. Talley, Eds., National Academy Press, 295–304.
- , R. Pickart, and P. Rhines, 2001: Deep convection. *Ocean circulation and climate*, G. Siedler, J. Church, and J. Gould, Eds., Academic Press, 387–400.
- Lentz, S. J., 1995: Seasonal variations in the horizontal structure of the Amazon plume inferred from historical hydrographic data. *J. Geophys. Res.*, **100 (C2)**, 2391–2400.
- Levitus, S., 1986: Annual cycle of salinity and salt storage in the world ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, **16**, 322–343.
- and T. Boyer, June 1994: *World Ocean Atlas, Volume 4: Temperature*. NOAA Atlas NESDIS 4, Washington D.C., 117. pp.
- Lukas, R. and E. Lindstrom, 1991: The mixed layer of the western equatorial Pacific Ocean. *J. Geophys. Res.*, **96 (supplement)**, 3343–3357.
- Madec, G., P. Delecluse, M. Imbart, and C. Levy, 1999: OPA8.1 Ocean General Circulation Model reference manual. Technical Report 11, Institut Pierre-Simon Laplace (IPSL), France.
- Manabe, S and K. Bryan, 1969: Climate calculations with a combined ocean-atmosphere model. *J. Atmos. Sc.*, **26**, 786–789.
- and R.J. Stouffer, 1994: Multiple century response of a coupled ocean-atmosphere model to an increase of atmospheric CO<sub>2</sub>. *J. Clim.*, **7**, 5–23.
- and R.J. Stouffer, 1999: The role of thermohaline circulation in climate. *Tellus*, **51 A-B**, 91–109.
- Marotzke, J. and J. Willebrand, 1991: Multiple equilibria of the global thermohaline circulation. *J. Phys. Oceanogr.*, **21**, 1372–1385.
- and B. A. Klinger, 2000: The dynamics of equatorially asymmetric thermohaline circulations. *J. Phys. Oceanogr.*, **30**, 955–970.

- Marshall, J., H. Johnson, and J. Goodman, 2001: A study of the interaction of the North Atlantic Oscillation with the ocean circulation. *J. Clim.*, **14**, 1399–1421.
- Marshall, J. C. and F. Schott, 1999: Open-ocean convection: observations, theory and models. *Rev. Geophys.*, **37-1**, 1–64.
- Masson, S. and P. Delecluse, 2001: Influence of the Amazon river runoff on the tropical Atlantic. *Physics and Chemistry of the Earth. Part B. Hydrology, Oceans and Atmosphere*, **26**(2), 137–142.
- Mauritzen, C. and Hakkinen, 1999: On the relationship between dense water formation and the Meridional Overturning Cell in the North Atlantic Ocean. *Deep-Sea Res. I*, **46**, 877–894.
- McAvaney, B. J., C. Covey, S. Joussaume, V. Kattsov, A. Kitoh, W. Ogana, A. J. Pitman, A. J. Weaver, R. A. Wood, and Z.-C. Zhao, 2001: Model evaluation. *Climate Change 2001: The scientific Basis. Contribution to working group I to the Third Assessment Report of Intergovernmental Panel on Climate Change*, Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA, 991 pp.
- McCartney, M. S., R. G. Curry, and H. F. Bezdek, 1996: North Atlantic transformation pipeline chills and redistributes subtropical water. *Oceanus*, **39**, 19–23.
- Mignot, J. and C. Frankignoul, 2003: On the interannual variability of surface salinity in the Atlantic. *Clim. Dyn.*, **20**, 555–565.
- Mikolajewicz, U. and E. Maier-Reimer, 1990: Internal secular variability in an ocean general circulation model. *Clim. Dyn.*, **4**, 145–156.
- and E. Maier-Reimer, 2000: The role of individual air-sea flux components in CO<sub>2</sub>-induced changes of the ocean’s circulation and climate. *Clim. Dyn.*, **16**, 627–642.
- Mysak, L. A., 1980: Recent advances in shelf wave dynamics. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **4**, 211–241.
- Nansen, F., 1912: Das bodenwasser und die abkühlung des meeres. *Internationale Revue der gesamten Hydrobiologie und Hydrographie B and V*, **1**, 1–42.
- Neelin, J. D. and H. A. Dijkstra, 1995: Ocean-atmosphere interactions and the tropical climatology. Part I: the dangers of flux correction. *J. Clim.*, **8**, 1325–1342.
- Newman, M., G. P. Compo, and M. A. Alexander, 2003: ENSO-forced variability of the Pacific Decadal Oscillation. *J. Clim.*, **in press**.

- North, G.R., T. L. Bell, R. F. Cahalan, and F. J. Moeng, 1982: Sampling errors in the estimation of empirical orthogonal functions. *Mon. Wea. Rev.*, **110**, 699–706.
- Otterå, O. H., H. Drange, M. Bentsen, N. G. Kvamstø, and D. Jiang, 2003: the sensitivity of the present-day Atlantic meridional overturning circulation to freshwater forcing. *Geophys. Res. Letters*, **30** (17)(1898).
- Parkinson, C. L., D. J. Cavalieri, P. Gloersen, H. J. Zwally, and J. C. Comiso, 1999: Arctic sea ice extents, areas and trends, 1978-1996. *J. Geophys. Res.*, **104 (C9)**, 20,837–20,856.
- Philander, S. G. H., 1990: *El Niño, La Niña, and the Southern Oscillation*. Academic Press. 293 pp.
- Pickart, R. S., F. Straneo, and G. W. K. Moore, 2003: Is the Labrador Sea Water formed in the Irminger basin? *Deep Sea Res. I*, **50**, 23–52.
- Rahmstorf, S., 1995a: Bifurcations of the Atlantic thermohaline circulation in response to changes in the hydrological cycle. *Nature*, **378**, 145–149.
- , 1995b: Multiple convection patterns and thermohaline flow in an idealized OGCM. *J. Clim.*, **8**, 3028–3039.
- Reverdin, G., D. Cayan, and Y. Kushnir, 1997: Decadal variability of hydrography in the upper northern North Atlantic in 1948-1990. *J. Geophys. Res.*, **102 (C4)**, 8505–8531.
- , N. Verbrugge, and H. Valdimarsson, 1999: Upper ocean variability between Iceland and Newfoundland, 1993-1998. *J. Geophys. Res.*, **104 (C12)**, 29,599–29,611.
- , F. Durand, J. Mortensen, F. Schott, H. Valdimarsson, and W. Zenk, 2002: Recent changes in the surface salinity of the North Atlantic subpolar gyre. *J. Geophys. Res.*, **107 (C12)**(8010).
- , P. P. Niiler, and H. Valdimarsson, 2003: North Atlantic ocean surface currents. *J. Geophys. Res.*, **108 (C1)**(3002).
- Richardson, P. L., 1983: Eddy kinetic energy in the North Atlantic from surface drifters. *J. Geophys. Res.*, **88**, 4355–4367.
- Roeckner, E., K. Arpe, L. Bengtsson, M. Christoph, M. Claussen, L. Dümenil, M. Esch, M. Giorgetta, U. Schlese, and U. Schulzeida, 1996: The atmospheric general circulation model ECHAM-4: Model description and simulation of present-day climate. Technical Report 218, Max-Planck-Institute für Meteorologie.

- Rothrock, D. A., Y. Yu, and G. A. Maykut, 1999: Thinning of the Arctic sea-ice cover. *Geophys. Res. Letters*, **26 (23)**, 3469–3472.
- Schmitt, R. W., 1996: If rain falls on the ocean, does it make a sound? *Oceanus*, **39**, 4–8.
- Schmittner, A., C. Appenzeller, and T. F. Stocker, 2000: Enhanced Atlantic freshwater export during El Niño. *Geophys. Res. Letters*, **27 (8)**, 1163–1166.
- Schott, F., M. Visbeck, and J. Fischer, 1993: Observations of vertical currents and convection in the central Greenland Sea during the winter of 1988/1989. *J. Geophys. Res.*, **98 (C8)**, 14 401–14 421.
- Seager, R., Y. Kushnir, M. Visbeck, N. Naik, J. Miller, G. Krahnemann, and H. Cullen, 2000: Causes of Atlantic ocean climate variability between 1958 and 1998. *J. Clim.*, **13**, 2845–2861.
- Selten, F. M., R.J. Haarsma, and J.D. Opsteegh, 1999: On the mechanism of North Atlantic decadal variability. *J. Clim.*, **12**, 1956–1973.
- Smed, J., 1943: Annual and seasonal variations in the salinity of the North Atlantic surface water. *Cons. Perm. Int. Expl. Mer*, **112**, 77–94. Rapp. Proc.-Verb.
- Smith, T. M., Reynolds R. W., Livezey R. E., and D. C. Stokes, 1996: Reconstruction of historical sea surface temperatures using empirical orthogonal functions. *J. Clim.*, **9**, 1403–1420.
- Spall, M.A., 1993: Variability of sea surface salinity in stochastically forced systems. *Clim. Dyn.*, **8**, 151–160.
- Stocker, T. F. and A. Schmittner, 1997: Influence of CO<sub>2</sub> emission rates on the stability of the thermohaline circulation. *Nature*, **351**, 729–732.
- Stommel, H. M., 1961: Thermohaline convection with two stable regimes of flow. *Tellus*, **13**, 224–230.
- and A. B. Arons, 1960: On the abyssal circulation of the world ocean. I. Stationary planetary flow patterns on a sphere. *Deep Sea Res. I*, **6**, 140–154.
- Suginohara, N. and M. Fukasawa, 1988: Set-up of the deep circulation in multi-level numerical models. *J. Oceanogr. Soc. Japan*, **44**, 315–336.
- Sutton, R. T. and M. R. Allen, 1997: Decadal predictability of North Atlantic sea surface temperature and climate. *Nature*, **388**, 563–567.

- Taylor, A.H. and J.A. Stephens, 1980: Seasonal and year-to-year variations in surface salinity at the nine North Atlantic ocean weather stations. *Ocean. acta*, **3**, 421–430.
- Taylor, M. A., D. B. Enfield, and A. A. Chen, 2002: Influence of the tropical Atlantic versus the tropical Pacific on Caribbean rainfall. *J. Geophys. Res.*, **107 (C9)**(3127).
- Thompson, D. and J. Wallace, 2000: Annular modes in the extratropical circulation. Part II: Trends. *J. Clim.*, **13**, 1018–1036.
- Thorpe, R. B., J. M. Gregory, T. C. Johns, R. A. Wood, and J. F. B. Mitchell, 2001: Mechanisms determining the Atlantic thermohaline circulation response to greenhouse gas forcing in a non-adjusted coupled climate model. *J. Clim.*, **14**, 3102–3116.
- Timmermann, A., M. Latif, R. Voss, and A. Grotzner, 1998: North Atlantic interdecadal variability: a coupled air-sea mode. *J. Clim.*, **11**, 1906–1932.
- , J. Oberhuber, A. Bacher, M. Esch, M. Latif, and E. Roeckner, 1999: Increased El Niño frequency in a climate model forced by future greenhouse warming. *Nature*, **398**, 694–696.
- Torrence, C. and G. P. Compo, 1998: A practical guide to wavelet analysis. *Bull. Am. Met. Soc.*, **79**(1).
- Vellinga, M. and P. Wu, 2002: Natural variability of the Atlantic thermohaline circulation in HadCM3. *submitted to Journal of Climate*.
- , R. Wood, and J. Gregory, 2002: Processes governing the recovery of a perturbed thermohaline circulation in HadCM3. *J. Clim.*, **15 (7)**, 764–780.
- Verbrugge, N. and G. Reverdin, 2002: Contribution of horizontal advection to the interannual variability of sea surface temperature in the North Atlantic. *J. Phys. Oceanogr.*, **33**, 964–978.
- Vialard, J. and P. Delecluse, 1998: An OGCM study for the TOGA decade. Part 2: Barrier-layer formation and variability. *J. Phys. Oceanogr.*, **28**, 1089–1106.
- Visbeck, M., H. Cullen, G. Krahnemann, and N. Naik, 1998: An ocean model’s response to North Atlantic Oscillation-like wind forcing. *Geophys. Res. Letters*, **25**, 4521–4524.
- von Storch, H. and F. W. Zwiers, 1999: *Statistical analysis in climate research*. Cambridge University Press.

- 
- Watanabe, M. and M. Kimoto, 2001: On the persistence of decadal SST anomalies in the North Atlantic. *J. Clim.*, **13**, 3017–3028.
- Weaver, A. J., E. S. Sarachik, and J. Marotzke, 1991: Internal low frequency variability of the ocean's circulation. *Nature*, **353**, 936–838.
- Welch, P. D., 1967: The use of Fast Fourier Transform for the estimation of Power Spectra: a method based on time averaging over short modified periodograms. *IEEE transactions on Audio and Electroacoustics*, vol. 15, Academic Press, 2–70.
- Wood, R. A., A. B. Keen, J. F. B. Mitchell, and J. M. Gregory, 1999: Changing spatial structure of the thermohaline circulation in response to atmospheric CO<sub>2</sub> forcing. *Nature*, **399**, 672–675.
- Wunsch, C., 1999: The interpretation of short climate records, with comments on the North Atlantic and Southern Oscillations. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **80**, 245–255.
- Yang, J., 1999: A linkage between decadal climate variations in the Labrador Sea and the tropical Atlantic Ocean. *Geophys. Res. Letters*, **26(8)**, 1023–1026.
- Zhang, Y., J. M. Wallace, and D. S. Battisti, 1997: ENSO-like interdecadal variability: 1900-93. *J. Clim.*, **10**, 1004–1020.
- Zhou, T., T. Furevik, H. Drange, and M. Bentsen, 2002: interannual scale adjustment of the North Atlantic thermohaline circulation to the atmospheric forcing in a global air-sea coupled model. *submitted to Journal of Climate*.



Alexander and Penland Frankignoul and Hasselmann Frankignoul and Reynolds Guilyardi et al.  
Hall and Manabe Hasselmann Madec et al. Marotzke and Willebrand Mikolajewicz and Maier-Reimer  
Roeckner et al. Selten et al. Hakkinen Hakkinen