



Modes interannuels de la variabilité climatique de l'Atlantique tropical, dynamiques oscillatoires et signatures en salinité de surface de la mer

Founi Mesmin Awo

► To cite this version:

Founi Mesmin Awo. Modes interannuels de la variabilité climatique de l'Atlantique tropical, dynamiques oscillatoires et signatures en salinité de surface de la mer. Météorologie. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2018. Français. NNT : 2018TOU30171 . tel-02316201

HAL Id: tel-02316201

<https://theses.hal.science/tel-02316201>

Submitted on 15 Oct 2019

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

En vue de l'obtention du DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par l'Université Toulouse 3 - Paul Sabatier

Cotutelle internationale : Université d'Abomey Calavi

Présentée et soutenue par

Founi Mesmin AWO

Le 10 octobre 2018

**Modes interannuels de la variabilité climatique de
l'Atlantique tropical, dynamiques oscillatoires et
signatures en salinité de surface de la mer**

Ecole doctorale : **SDU2E - Sciences de l'Univers, de l'Environnement et de
l'Espace**

Spécialité : **Océan, Atmosphère, Climat**

Unité de recherche :

LEGOS - Laboratoire d'Etudes en Géophysique et Océanographie Spatiale

Thèse dirigée par

Gaël ALORY et Ezinvi BALOITCHA

Jury

Mme Juliette MIGNOT, Rapporteur

M. Yves KOUADIO, Rapporteur

M. Mathieu ROUAULT, Rapporteur

M. Daouda MAMA, Examineur

M. Emmanuel LAWIN, Examineur

M. Yves MOREL, Examineur

M. Alexis CHAIGNEAU, Invité

M. Gaël ALORY, Directeur de thèse

M. Ezinvi BALOITCHA, Co-directeur de thèse



Université d'Abomey-Calavi (UAC), BENIN
Faculté des Sciences et Techniques (FAST)
Chaire Internationale en Physique Mathématique et Applications
(CIPMA - Chaire UNESCO)

N°.....PhD/CIPMA/UAC/2018

Cotutelle internationale: Université Toulouse 3 - Paul Sabatier

**Modes interannuels de la variabilité climatique de
l'Atlantique tropical, dynamiques oscillatoires et signatures
en salinité de surface de la mer**

Thèse de Doctorat en Océanographie Physique

Présentée et soutenue par

Founi Mesmin AWO

Le 10 octobre 2018

Directeurs de thèse: **Gaël ALORY & Ezinvi BALOÏTCHA**

Jury

Président: Daouda MAMA, Professeur, UAC, Bénin

Rapporteurs : Juliette MIGNOT, Chargée de recherche, UPMC, France

Mathieu ROUAULT, Professeur, UCT, Afrique du Sud

Emmanuel LAWIN, Professeur, UAC, Bénin

Examineurs: Yves MOREL, Directeur de recherche, LEGOS, France

Alexis CHAIGNEAU, Directeur de recherche, LEGOS, France

Directeurs: Gaël ALORY, Chargé de recherche, LEGOS, UPS, France

Ezinvi BALOÏTCHA, Professeur, CIPMA, UAC, Bénin

Cotonou, Rép. du Bénin, le 10 octobre 2018

Remerciements

Parce que tout se passe beaucoup mieux quand on est bien entouré, voici venu le moment de remercier ceux qui, de près ou de loin, m'ont permis de mener à bien cette thèse.

Je voudrais tout d'abord remercier très sincèrement mes directeurs de thèse, Gaël Alory et Ezinvi Baloïtcha, pour m'avoir fait confiance, et ce déjà bien avant la thèse, lorsque j'ai commencé mon stage de Master. Votre disponibilité et vos conseils m'ont beaucoup formé. Je garde un très bon souvenir de ces nombreuses années sous votre direction, scientifiquement et humainement.

Je tiens à remercier Yves Morel qui a été d'une aide plus qu'indispensable durant ce travail, surtout au cours de ma dernière année de thèse. Son expérience et ses immenses connaissances ont été un garde-fou imparable pour garder ce travail sur des rails scientifiques solides. Grand merci Yves pour ta présence très rassurante.

Je tiens également à remercier le personnel administratif de la CIPMA et du LEGOS pour leur aide attentionnée dans mes démarches administratives et pour leur bonne humeur. Je remercie l'ensemble des chercheurs du LEGOS, en particulier de l'équipe OLVAC (Océan du Large et Variabilité Climatique), qui m'ont soutenu de diverses manières et ont rendu le séjour à Toulouse très agréable. Surtout un grand merci à Frédéric, Julien, Thierry et Marie-Hélène pour votre accueil chaleureux et pour l'intérêt que vous avez porté à ma thèse depuis mon premier séjour. Un grand merci également au professeur Mahouton Norbert Hounkonnou pour sa disponibilité et ses conseils à l'endroit de tous les étudiants de la CIPMA.

Un grand merci à Alexis Chaigneau et Gilles Reverdin, pour avoir accepté de suivre avec beaucoup d'intérêt mes travaux, malgré votre agenda on ne peut plus chargé. J'ai été très séduit par votre pédagogie et votre rigueur dans l'orientation de la thèse.

Un merci à mes aînés Casimir, Frédéric, Guy-Hervé, Victor, Aubains, pour avoir partagé vos connaissances et expériences avec moi. Je suis très ravi de discuter avec vous. Un merci également aux compagnons de routes pour tous les bons moments partagés : Landry, Damien, Élias, Fifi, Michel, Grégoire, Sakaros, Marine, Simon, Aude, Alice et l'ensemble des thésards des deux laboratoires.

Parlons également des amis de longue date, Guy, Meschac, Gamal, Pascal, Jacques, Médard, Pautin, Romain, Léon, Toundé, Micael, Vanessa, Bourgeois, Edwige..., mais aussi des plus récents mais non moins précieux, Didier, Rodrigue, Serge, Arielle, Cosme, Michelle, Habib... Sans votre amitié et votre soutien je ne serai pas allé très loin. Et puis il y a ma famille, toujours présente sans qui rien n'aurait été possible. À mes parents donc, ma mère, mon père, mes frères et sœurs (Armel, Flora, Franck, Brice et Agnès) ; vous tenez tous une place de choix dans la réalisation de ce travail. C'est uniquement en pensant à vous que j'ai eu la force et le courage de surmonter les difficultés rencontrées durant cette thèse. À mes cousines et cousins, mes tantes et oncles, pour leur constant soutien moral et leurs encouragements lors de l'achèvement de la thèse.

Merci également à Colombe et Erwan, la petite famille de Gaël, pour ces moments de plaisir partagés avec vous à Cotonou comme à Toulouse. Spécial merci à Emmanuelle & Olivier pour m'avoir fait découvrir la neige en montagnes dans les Pyrénées. Je garde un bon souvenir de cette sortie randonnée en raquettes dans les Pyrénées, sans oublier mes nombreuses chutes !

Enfin, je remercie toutes les personnes qui ont contribué, de près ou de loin, à l'accomplissement de ce travail.

Résumé

Dans cette thèse, nous avons abordé plusieurs thématiques liées aux modes de variabilité climatique dans l'Atlantique tropical à l'échelle interannuelle. Les analyses statistiques nous ont permis dans un premier temps de mettre en évidence les deux principaux modes dominants de cette variabilité interannuelle: un mode équatorial et un mode méridien. Le mode équatorial est responsable d'anomalies de température de surface de la mer (SST) principalement dans le Golfe de Guinée et est identifié par des variations de la pente du niveau de la mer dans la bande équatoriale. Il est dû à des rétroactions dynamiques entre le vent, le niveau de la mer et la SST. Quant au mode méridien, il se manifeste par des fluctuations inter-hémisphériques de SST et est contrôlé par des rétroactions dynamiques et thermodynamiques entre le vent, l'évaporation et la SST. L'évaluation du couplage de ces variables clés du mode méridien nous a permis de proposer un modèle conceptuel pour expliquer les principaux mécanismes responsables des oscillations du mode méridien. Le modèle a montré que le mode méridien résulte de la superposition d'un mécanisme auto-entretenu basé sur les rétroactions positives et négatives générant des oscillations régulières de haute fréquence (2-3 ans) et d'un autre mécanisme d'oscillation basse fréquence (4-9 ans) lié à l'influence d'ENSO du Pacifique Est. Comme l'évolution de ces deux modes est fortement liée au déplacement méridien de la zone de convergence intertropicale (ITCZ) qui transporte les pluies, nous avons ensuite identifié la signature de ces modes sur la salinité de la surface de la mer à l'aide observations *in situ* et d'une simulation numérique régionale. Les processus océaniques et/ou atmosphériques responsables de la signature de chaque mode ont été également identifiés grâce à un bilan de sel dans la couche de mélange du modèle validé. Le bilan de sel a révélé que le forçage atmosphérique, lié à la migration de l'ITCZ, contrôle la région équatoriale tandis que l'advection, due à la modulation des courants, du gradient vertical et le mélange à la base de la couche de mélange, explique les variations de SSS dans les régions sous l'influence des panaches. Nous avons enfin étudié les caractéristiques et l'influence sur la densité des ondes de Kelvin équatoriales qui interviennent dans le processus de connexion des modes méridien et équatorial à l'aide d'un modèle très simplifié de propagation d'ondes de gravité le long de l'équateur. Après une description sommaire de ce modèle, qui a été initialement construit pour étudier la dynamique dans le Pacifique équatorial, nous l'avons appliqué au cas spécifique de l'Atlantique équatorial en validant ses solutions analytiques et numériques dans les conditions adiabatiques. Les résultats ont montré que le modèle numérique est en accord avec les solutions analytiques pour tous les champs physiques simulés, bien que ces derniers soient plus complexes dans l'Atlantique que dans le Pacifique, en particulier l'évolution du maximum des

perturbations de profondeur de couche de mélange et de densité. Cette complexité est liée à la présence d'une langue d'eau dessalée due aux décharges en eau douce des fleuves (Niger et Congo) qui existent au bord Est du bassin, et qui imposent donc une stratification spécifique à l'Atlantique. Nous avons également étudié un événement particulier où une telle onde était générée par le processus de connexion des modes méridien et équatorial.

Mots clefs : Modes climatiques, variabilité interannuelle, Atlantique tropical, oscillation australe El Niño, modèles conceptuels, salinité de surface de la mer, analyses en EOFs, Onde de Kelvin Équatoriale, couche de mélange, densité, modèle d'ondes équatoriales.

Abstract

In this thesis, we investigate several topics related to the interannual climatic modes in the tropical Atlantic. Statistical analyses allows us to extract the two main dominant modes of interannual variability: an equatorial mode and a meridional mode. The equatorial mode is responsible for Sea Surface Temperature (SST) anomalies mainly found in the Gulf of Guinea and is linked to variations of the sea-level slope in the equatorial band. It is due to dynamic feedbacks between zonal wind, sea level and SST. The meridional mode is characterised by inter-hemispheric SST fluctuations and is controlled by dynamic and thermodynamic feedbacks between the wind, evaporation and SST. After quantifying the coupling between key variables involved in the meridional mode, we develop a conceptual model to explain the main mechanisms responsible for meridional mode oscillations. The model shows that the meridional mode results from the superposition of a self-sustaining mechanism based on positive and negative feedbacks generating regular oscillations of high frequency (2-3 years) and another low frequency oscillation mechanism (4-9 years) related to the influence of ENSO. As the evolution of these two modes is strongly linked to the meridional shift of the Intertropical Convergence Zone (ITCZ) and associated rainfall maximum, we identify the signature of these modes on Sea Surface Salinity (SSS) using *in situ* observations and a regional numerical simulation. Oceanic and/or atmospheric processes responsible for the signature of each mode are also identified through a mixed-layer salt budget in the validated model. The salt balance reveals that the atmospheric forcing, related to the ITCZ migration, controls the equatorial region while the advection, due to the modulation of current dynamics, the vertical gradient and mixing at the base of the mixed layer, explains SSS variations in regions under the influence of plumes. Finally, we study the Equatorial Kelvin wave characteristics and influences on the density that are involved in the meridional and equatorial mode connection processes, using a very simplified model of gravity wave propagation along the equator. After a brief description of this model, which was initially constructed to study dynamics in the equatorial Pacific, we apply it to the specific case of the equatorial Atlantic by validating its analytical and numerical solutions under adiabatic conditions. The results shows that the numerical model is in agreement with the analytical solutions for all the simulated physical fields, although these are more complex in the Atlantic than in the Pacific, in particular the evolution of the maximum depth anomalies of the mixing layer and density. This complexity is linked to the presence of a fresh tongue due to freshwater discharges from the rivers (Niger and Congo) that exist in eastern part of the basin, which impose a specific stratification to the Atlantic. We also study a particular event

where such a wave was generated by the process of connection between the meridional and equatorial modes.

Keywords: Climatic modes, Interannual variability, tropical Atlantic, El Niño Southern Oscillation, Conceptual models, Sea Surface Salinity, EOF Analyzes, Equatorial Kelvin Wave, Mixed Layer, Density, Equatorial Wave Model.

Table des matières

Résumé.....	5
Abstract.....	7
Liste des acronymes	12
Préambule.....	13
 1 État des connaissances.....	 15
1.1 Importance climatique et sociétale de l’Atlantique tropical.....	15
1.2 Variabilité interannuelle couplée dans l’Atlantique tropical.....	19
1.2.1 Modes de variabilité dominants et leur dépendance saisonnière.....	21
1.2.1.a Mode équatorial.....	21
i- Caractéristiques du mode équatorial.....	22
ii- Processus de couplage du mode équatorial.....	24
1.2.1.b Mode méridien.....	27
i- Caractéristiques du mode méridien.....	27
1.2.2 Connexion entre le mode équatorial et le mode méridien	28
1.2.3 Impacts socio-économiques des modes équatorial et méridien.....	29
1.3 Oscillateurs climatiques tropicaux	30
1.3.1 Oscillateur retardé.....	31
1.3.2 Oscillateur rechargé.....	33
1.4 Objectifs et méthodologies.....	34
 2 Application des modèles oscillatoires à l’Atlantique tropical.....	 36
2.1 Introduction	36
2.2 Estimation des couplages du mode méridien.....	36
2.3 Conception d’un modèle oscillatoire pour le mode méridien.....	39
2.3.1 Description schématique du modèle oscillatoire.....	40
2.3.2 Processus physiques incorporés dans les termes du modèle.....	41
2.3.3 Estimations des paramètres clés du modèle.....	43
2.3.4 Solution numérique et validation du modèle.....	45
2.3.4.a Rôle du forçage ENSO dans le modèle.....	47
2.4 Conclusion.....	49

3 L'impact des modes climatiques sur la SSS.....	50
3.1 Introduction.....	50
3.1.1 Cycle saisonnier et variabilité interannuelle de la SSS dans l'Atlantique tropical.....	50
3.1.2 Données et modèles.....	51
3.2 Classifications des modes climatiques de l'Atlantique.....	51
3.2.1 Méthode des EOFs.....	51
3.2.1.a Principe des EOFs.....	51
3.2.1.b Application des EOFs.....	52
3.2.2 Méthode des clusters.....	54
3.2.2.a Principe des clusters.....	54
3.2.2.b Application des clusters.....	54
3.3 Article : Sea Surface Salinity signature of the tropical Atlantic interannual climatic modes..	61
3.3.1 Résumé en français.....	61
3.3.2 Article publié dans le <i>Journal of Geophysical Research-Ocean</i>	62
3.4 Conclusion.....	100
 4 Influence de l'onde de Kelvin sur les caractéristiques de la couche de surface.....	 103
4.1 Introduction.....	103
4.2 Modèle simplifié.....	104
4.3 Équations vérifiées par l'état moyen et les perturbations.....	106
4.3.1 État moyen.....	106
4.3.2 Perturbations initiales.....	107
4.4 Résolution numérique.....	109
4.5 Solutions analytiques dans les conditions adiabatiques.....	110
4.5.1 Solutions analytiques pour l'évolution (u, h, θ)	110
4.5.2 Solutions analytiques pour l'évolution de la densité.....	112
4.6 Validation des résultats analytiques.....	112
4.7 Application du modèle simplifié à une onde de Kelvin dans l'Atlantique Équatorial.....	118
4.7.1 Choix de l'année 2009.....	118
4.7.2 Analyse de l'évolution de la thermocline et la densité en 2009.....	119
4.7.2.a Onde de Kelvin de juillet-août-septembre 2009.....	121
4.8 Conclusion.....	124

5 Conclusion générale et perspectives.....	126
Annexe.....	131
Bibliographie.....	. 139

Liste des acronymes

ATL3	: Atlantic 3
CAH	: Classification Ascendante Hiérarchique
ACT	: Atlantic Cold Tongue
CMIP5	: Coupled Model Intercomparison Project Phase 5
ENSO	: El Niño- Southern Oscillation
EOF	: Empirical Orthogonal Function
GODAS	: Gobal Ocean Data Assimilation System
GLORYS	: GLobal Ocean mercator ReanalYsiS
ITCZ	: Inter-Tropical Convergence Zone
LEF	: Langue d'Eau Froide
NAO	: North Tropical Atlantic
NCEP	: National Center for Environmental Prediction
NCAR	: National Center for Atmospheric Research
NECC	: North Equatorial Counter Current
NEMO	: Nucleus for European Modelling of the Ocean
NTA	: North Tropical Atlantic
PIRATA	: Prediction and Research moored Array in The Atlantic
PREFACE	: enhancing PREdiction oF tropical Atlantic ClimatE and its impacts.
SST	: Sea Surface Temperature
SSS	: Sea Surface Salinity
SEC	: South Equatorial Current
STA	: South Tropical Atlantic
SNO	: Service National d'Observation
SMOS	: Soil Moisture and Ocean Salinity
WES	: Wind Evaporation Sea surface temperature

Préambule

Les pays d'Afrique de l'Ouest sont fortement tributaires de l'Océan Atlantique qui les borde. Leur climat se caractérise principalement par le phénomène de mousson, qui voit chaque été le vent marin apporter des pluies vitales pour les régions côtière et sahélienne, permettant l'agriculture et l'élevage nécessaire aux besoins alimentaires. La mousson est le résultat d'interactions complexes entre océan, atmosphère et continent (Sultan et Janicot, 2003 ; Caniaux et al., 2011). À grande échelle, les alizés de nord-est et sud-est se rejoignent dans la zone de convergence intertropicale (ITCZ : Inter-Tropical Convergence Zone) qui s'étale d'ouest en est dans l'Atlantique tropical, un peu au nord de l'équateur, et où se concentrent les pluies. En été, l'ITCZ se déplace vers le nord, quittant le nord du Golfe de Guinée pour apporter les pluies sur l'Afrique de l'Ouest jusque dans la région sahélienne, puis redescend vers l'océan. Ceci crée une saison des pluies vitale pour la région sahélienne en juin-juillet-août, et deux saisons des pluies dans les régions côtières autour de juin et septembre correspondant aux passages de l'ITCZ lors de sa remontée vers le nord puis sa redescente vers le sud. Ce déplacement saisonnier est fortement lié aux conditions océaniques, en particulier à l'apparition d'une Langue d'Eau Froide (LEF) le long de l'équateur dans le Golfe de Guinée (Sultan et Janicot, 2000 ; Meynadier et al., 2016).

Des variations importantes de la LEF ont été observées d'une année à l'autre (Marin et al., 2009), mais mal reproduites dans les modèles couplés océan-atmosphère qui sont utilisés pour prédire l'évolution future du climat et en particulier de la mousson ouest-africaine. Ces variations interannuelles sont en grande partie liées à une dynamique équatoriale (mode équatorial) proche de celle du phénomène El Niño- Oscillation Australe (ENSO : El Niño- Southern Oscillation) dans le Pacifique, impliquant notamment des ondes longues équatoriales (Keenlyside et al., 2007). De plus, des études montrent que la dynamique équatoriale intrinsèque à l'Atlantique ne suffit pas à expliquer les variations interannuelles de température dans le Golfe de Guinée. Celles-ci seraient aussi influencées par le mode méridien Atlantique impliquant des anomalies de température dans l'Atlantique tropical nord, en partie liées à ENSO, et qui peut influencer le mode équatorial par la propagation et réflexion d'ondes longues équatoriales (Lübbecke, 2013).

Dans le Pacifique, pour mieux comprendre ENSO, des modèles conceptuels basés sur la théorie mathématique des oscillateurs ont été développés (Suarez & Schopf, 1988 ; Jin, 1997 ; Baloïtcha et al., 2012). Ces modèles, à comportement oscillatoire, permettent d'interpréter la variabilité interannuelle qui par définition se caractérise par des changements de signe d'anomalies.

Plus généralement, les modèles conceptuels sont des outils de compréhension des mécanismes dominants de par leur utilisation aisée (coût de calcul bas) et de leur physique simplifiée (facilité d'interprétation). Ils ont en partie été adaptés à l'Atlantique équatorial (Jansen et al., 2009) sans prendre en compte toutes les spécificités de la dynamique tropicale, notamment la transmission d'anomalies thermiques du mode méridien au mode équatorial mise à jour ces dernières années et l'influence d'ENSO sur l'Atlantique. Les ondes équatoriales jouent un rôle-clé dans la dynamique intrinsèque du mode équatorial, et possiblement dans cette connexion entre mode méridien et équatorial (Foltz & McPhaden, 2010a). Ces deux modes de variabilité impliquent également des migrations de l'ITCZ qui affectent les régimes de pluie dans les tropiques et donc peuvent aussi affecter la salinité de surface de la mer (SSS : Sea Surface Salinity), dont les variations portent la signature du cycle hydrologique à l'interface océan-atmosphère (Terray et al., 2012 ; Alory et al., 2015).

Notre projet de thèse vise à améliorer ces modèles oscillatoires de la dynamique tropicale Atlantique pour mieux tester l'importance des différentes interactions océan-atmosphère, à déterminer l'impact de ces modes sur la SSS, et à étudier l'effet des ondes de Kelvin dans la couche de surface océanique lors de leur propagation à l'équateur.

Chapitre

1. État des connaissances

Dans ce chapitre, nous faisons une synthèse des connaissances actuelles sur la variabilité la variabilité saisonnière à interannuelle de l'Océan Atlantique tropical. Cette présentation est non-exhaustive et porte une attention particulière sur les modes interannuels de variabilité et la dynamique oscillatoire, éléments qui seront repris dans les chapitres suivants. À la fin de ce chapitre, nous présentons les objectifs et la méthodologie de cette thèse.

1.1 Importance climatique et sociétale de l'Atlantique tropical

Les océans tropicaux sont d'une importance majeure pour le système climatique. Sous les tropiques, le rayonnement solaire est intense et relativement constant tout au long de l'année. Les interactions entre l'océan et l'atmosphère sont fortes et la divergence du transport de chaleur océanique vers les pôles est maximale, ce qui fait que les régions tropicales jouent un rôle crucial dans le bilan thermique global (Chang et al., 2006). Dans la bande équatoriale, le réchauffement crée une zone de basses pressions vers laquelle affluent les masses d'air. Plus précisément, dans l'Atlantique tropical, ces masses d'air proviennent de deux centres d'action : l'anticyclone de Sainte-Hélène et l'anticyclone des Açores qui sont associés chacun à une masse d'air humide, centrée respectivement au-dessus de l'Atlantique sud et de l'Atlantique nord. Ces masses d'air (du sud et du nord) de la basse couche atmosphérique convergent près de l'équateur dans la Zone Intertropicale de Convergence (ITCZ) où se forment de nombreuses cellules convectives qui génèrent de fortes précipitations (figure 1.1.1). Ainsi, la zone intertropicale est soumise à un forçage de vents (les Alizés) dont l'intensité présente de fortes variations saisonnières qui conditionnent celles de l'océan notamment la température, salinité et les courants. En hiver boréal, les alizés du nord-est s'intensifient pendant que ceux du sud-est s'affaiblissent ; l'ITCZ se déplace donc vers l'équateur et s'associe au réchauffement saisonnier de la température de surface de la mer (figure 1.1.a). Par contre, en été boréal, l'ITCZ se déplace vers le nord (autour de 10°N), ce qui correspond à un affaiblissement des alizés du nord-est et une intensification de ceux du sud-est (figure 1.b). Cette migration saisonnière de l'ITCZ ne se limite pas à l'océan mais s'étend aussi sur le continent africain, en particulier au nord du Golfe de Guinée où la densité de population est particulièrement forte (figure 1.2), engendrant ainsi la mousson ouest-africaine (figure 1.3).

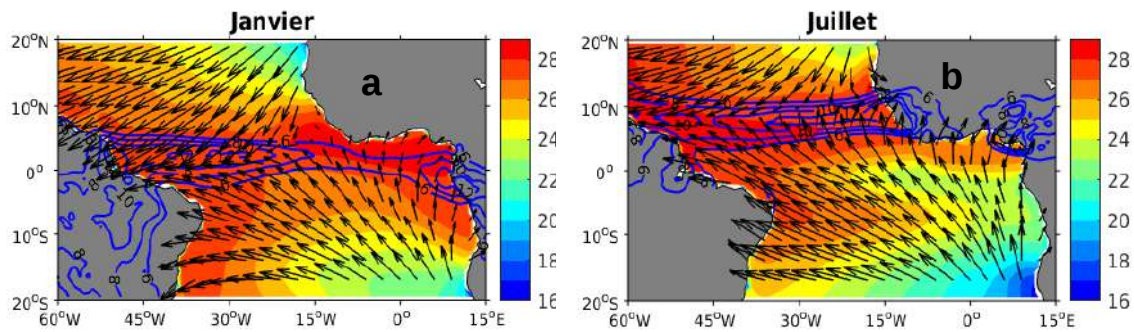


Figure 1.1 : Moyenne mensuelles climatologique en janvier (a) et en juillet (b) de la température de surface de la mer (SST, couleurs), des vents (vecteurs) et de précipitation (contours) issus de la ré-analyse Era Interim.

Les variations climatiques et l'intensité des précipitations qui se manifestent à différentes échelles de temps et qui sont associées à la mousson ouest-africaine sont d'une grande importance pour la société (Boko et al., 2007), car elles ont un impact direct sur l'agriculture, l'élevage et la pêche, qui sont les principales activités dans ces régions, et sur la santé de millions de personnes vivant en Afrique de l'Ouest (voir figure 1.2).

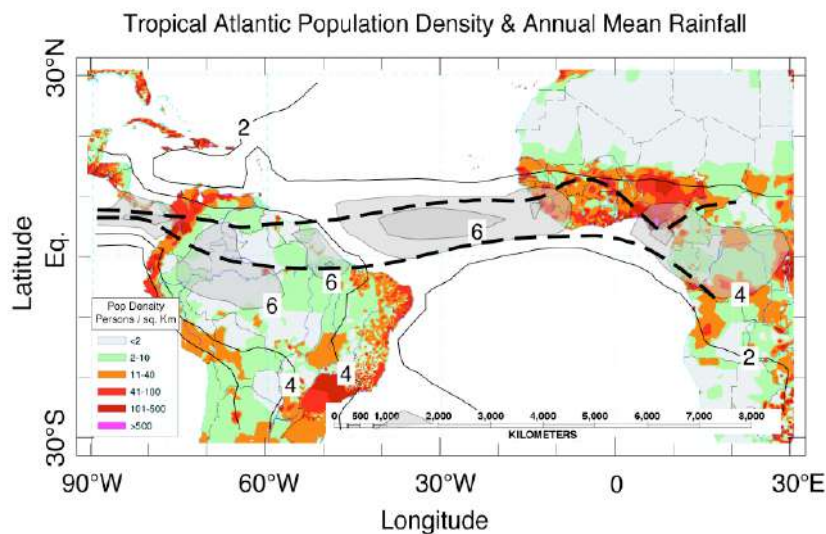


Figure 1.2 : Carte de densité de population en personnes/km² (couleurs, voir légende insérée), les contours représentent la pluviométrie moyenne annuelle (en mm/jour) avec des valeurs supérieures à 4 mm/jours et le transparent en gris indique la position moyenne de l'ITCZ. Les limites nord (juillet-août) et sud (mars-avril) du déplacement annuel de l'ITCZ sont indiquées par des traits pointillés épais. Figure tirée du rapport de conférence de Kushnir et al. (2002).

La figure 1.3 illustre l'ensemble des interactions entre l'océan, l'atmosphère et le continent dans le Golfe de Guinée qui régissent la mousson ouest-africaine. En été, l'ITCZ se déplace vers le nord, quittant le nord du Golfe de Guinée pour apporter les pluies sur l'Afrique de l'Ouest jusque dans la région sahélienne, puis redescend vers l'océan. Ceci crée une saison des pluies vitale pour la région sahélienne en juin – juillet – août, et deux saisons des pluies dans les régions côtières autour de juin et septembre correspondant aux passages de l'ITCZ lors de sa remontée vers le nord puis sa redescente vers le sud. Ce déplacement saisonnier est fortement lié aux conditions océaniques, en particulier à l'apparition saisonnière d'une langue d'eau froide (LEF) le long de l'équateur dans le Golfe de Guinée sur la période mai-juin (figure 1.3).

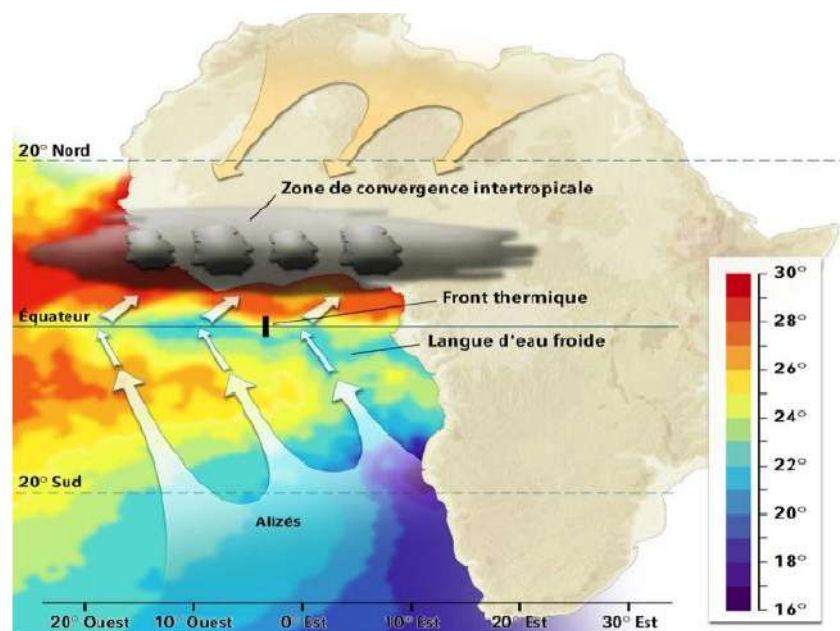


Figure 1.3 : Conditions atmosphériques (vents et précipitations) et océaniques (SST, en couleur) dans le Golfe de Guinée en été boréal, avec la présence de la langue d'eau froide et de l'ITCZ. Source : www.amma-international.org.

Cette LEF crée un fort gradient thermique nord-sud renforçant les vents du sud, qui contribue au déplacement rapide des pluies de la côte vers le Sahel appelé “saut de mousson” (Sultan et Janicot, 2000). Des variations importantes de la LEF ont été observées d'une année à l'autre, notamment entre les années 2005 et 2006 où ont eu lieu les campagnes EGEE (Marin et al., 2009). Sa date d'apparition en particulier est variable, et très corrélée à l'arrivée des pluies dans les régions

côtières (Nguyen et al, 2011) ainsi que dans les régions sahéliennes (Caniaux et al, 2011; figure 1.4).

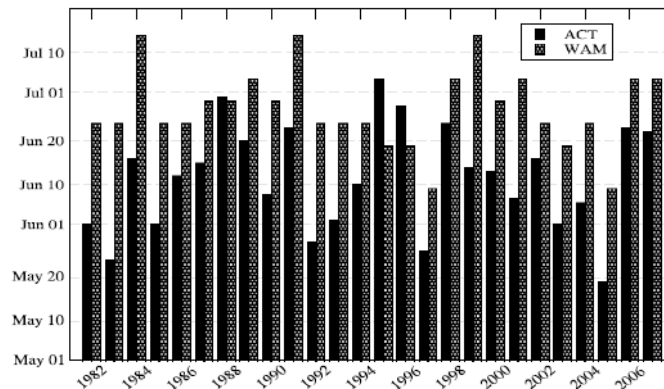


Figure 1.4 : Dates d'apparition de la LEF (ACT: Atlantic Cold Tongue) et de la mousson au Sahel (WAM: West African Monsoon) pour la période 1982-2007. Si l'on excepte les années 1988, 1995, 1996 et 1998 où il n'y a pas eu de véritable "saut de mousson", la corrélation est de 0,8 entre les deux séries. Figure tirée de Sultan et Janicot (2000).

Les pluies côtières sont de plus influencées par l'intensité de l'upwelling côtier au nord du Golfe de Guinée (Ali et al., 2011). La mousson connaît également des variations décennales, avec notamment des pluies plus faibles depuis les années 1950 jusqu'en 2000 où la tendance s'est renversée. Les modèles atmosphériques suggèrent que cette tendance est liée au réchauffement des océans autour de l'Afrique (Held et al., 2005). Les observations montrent un réchauffement particulièrement marqué dans la LEF (Tokinaga & Xie, 2011 ; figure 1.5.a).

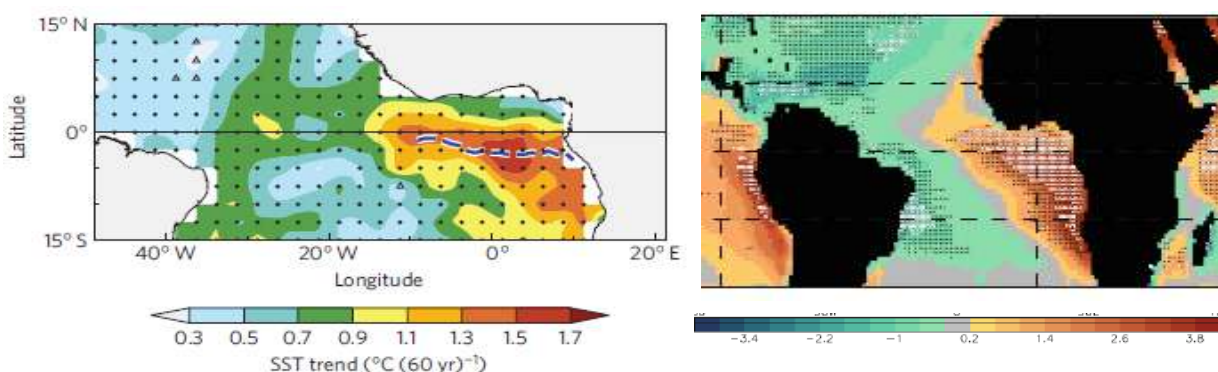


Figure 1.5 : Tendance en SST des mois de juin-juillet-août sur la période 1950-2009, la ligne bleue pointillée indique la position moyenne de la LEF (a). Biais dans les modèles couplés du CMIP5

dans la représentation de l'état moyen de la SST en juin-juillet-août ; les hachures blanches désignent les zones où le signe des erreurs est le même dans tous les modèles utilisés (b). La figure 1.5a est tirée de Tokinaga et Xie (2011) ; la figure 1.5.b est tirée de Toniazzo et Woolnough (2014).

Malheureusement, la LEF est mal reproduite dans les modèles couplés océan-atmosphère (Toniazzo et Woolnough, 2014 ; figure 1.5.b), avec des températures moyennes trop élevées (Richter & Xie, 2008). Ce dernier constat a motivé le lancement du programme européen PREFACE, dont l'objectif principal était de réduire les biais des modèles dans l'Atlantique tropical (figure 1.5.b), pour augmenter le degré de confiance que l'on peut accorder à leurs prévisions de l'évolution future du climat et en particulier de la mousson ouest-africaine. Mes travaux de thèse se situaient dans le cadre de PREFACE qui visait aussi plus généralement à améliorer nos connaissances de la dynamique du climat de l'Atlantique tropical Est.

Les variations interannuelles de la LEF sont en grande partie liées à un mode équatorial, dont la dynamique est proche de celle d'ENSO (El Niño – Southern Oscillation) dans le Pacifique. De plus, des études récentes (Lübbecke, 2013 & Burmeister et al., 2016) montrent que la dynamique équatoriale intrinsèque à l'Atlantique ne suffit pas à expliquer les variations interannuelles de température dans le Golfe de Guinée. Celles-ci seraient aussi influencées par le mode méridien Atlantique, plus lent que le mode équatorial, impliquant des anomalies de température dans l'Atlantique tropical nord. Les caractéristiques et les mécanismes relevant de ces modes interannuels de la variabilité climatique seront présentés plus en détail dans la section suivante.

1.2 Variabilité interannuelle couplée dans l'Atlantique tropical

Contrairement au Pacifique tropical, où les signaux climatiques interannuels liés à ENSO sont du même ordre de grandeur que le cycle saisonnier, le cycle saisonnier des couches océaniques de surface est dominant dans l'Atlantique tropical (Vauclair et du Penhoat, 2001). Ce cycle répond directement à la variabilité du forçage atmosphérique (vents et flux de chaleur). Par exemple, l'inclinaison zonale et les variations de la thermocline à l'équateur sont directement liées aux variations des vents équatoriaux (eg : Xie, 1994 ; Jouanno et al., 2013). Les variations de la circulation océanique, qui résultent de l'équilibre entre les forces de gradient de pression, les forces de Coriolis et la tension du vent, sont également importantes au cours de ce cycle saisonnier. Cependant, l'océan Atlantique tropical est aussi le siège d'une forte variabilité climatique aux échelles de temps interannuelles à décennales, bien qu'elle soit moins marquée que celle de l'océan

Pacifique. Ainsi, la température de surface en Atlantique équatorial connaît des fluctuations importantes d'une année à l'autre. Sur la figure 1.6, la variabilité de la SST dans le Golfe de Guinée, plus précisément dans la boîte de référence Atl3 définie par Zebiak (1993), à laquelle nous avons retiré le cycle saisonnier, fait apparaître plusieurs échelles de variabilité. On observe par exemple qu'une partie significative de l'énergie se projette dans la bande de fréquence allant de 1 à 5 ans, avec aussi une composante décennale non négligeable (période autour de 11 ans). Néanmoins, l'amplitude de ces fluctuations interannuelles est significativement inférieure à celle observée dans le Pacifique équatorial Est (région Nino3, figure 1.6b) dominée par la signature d'ENSO. Sur la période 1980 à 2012, la variabilité interannuelle de la SST dans la boîte Atl3 est de 0,49 °C alors que celle de la boîte Nino3 est 0,91 °C. Ces chiffres montrent une variabilité deux fois plus faible dans l'Atlantique que dans le Pacifique.

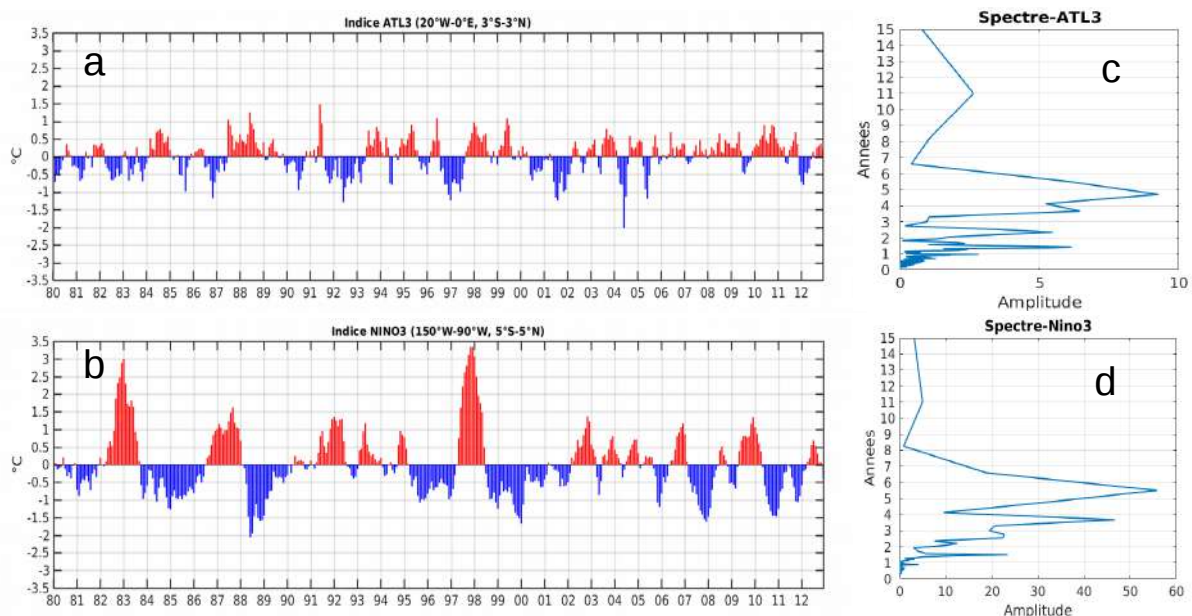


Figure 1.6 : *Séries temporelles des anomalies de SST (°C) moyennées dans le Golfe de Guinée (a) (boîte Atl3 : 20°W – 0°E ; 3°S – 3°N) et dans l’Est du Pacifique Tropical (b) (boîte Nino 3 : 150°W – 90°W ; 5°S – 5°N). Le cycle saisonnier ainsi que la tendance linéaire ont été retirées. Analyse spectrale de ces séries temporelles respectives (c et d).*

Malgré cela, les variations interannuelles et décennales ont un impact conséquent sur l'Atlantique tropical et le climat régional, en particulier dans les régions du Sahel (Folland et al., 1986) et du nord-est (Nordeste) du Brésil (Servain, 1999). On observe d'une année à l'autre des conditions

climatiques fortement perturbées. Par exemple, la variabilité interannuelle du régime de précipitation au nord-est du Brésil est une illustration marquante de ces fluctuations climatiques.

1.2.1 Modes de variabilité dominants et leur dépendance saisonnière

Contrairement au Pacifique tropical, où la variabilité climatique interannuelle est dominée par le phénomène El Niño, celle de l'Atlantique tropical se manifeste selon deux modes distincts. Le premier, le mode équatorial ou Niño Atlantique, similaire à El Niño du Pacifique, est en partie responsable des anomalies de la SST en été boréal dans le Golfe de Guinée et se caractérise aussi par une modification des régimes de vents dans l'ouest du bassin. Le second, le mode méridien, encore appelé le mode inter-hémisphérique, se traduit par des fluctuations de la SST dans les parties nord et sud de l'Atlantique tropical au printemps boréal. Des études antérieures ont montré que ces deux modes sont fortement liés à la position de l'ITCZ où se concentrent les plus fortes précipitations dans l'Atlantique tropical (Par exemple, Murtugudde et al., 2001 ; Xie et Carton, 2004).

1.2.1.a Mode équatorial

Lors des campagnes de recherche du programme d'observation EQUALANT en 1963, il a été observé, durant l'été boréal, des anomalies de température de surface qui ont excédé 1,5 °C dans le Golfe de Guinée. Dans la même saison, un ralentissement des Alizés à l'ouest du bassin équatorial et un déplacement vers le sud de la zone de convection ont été aussi observés. En raison de la connexion entre les anomalies chaudes de température dans l'est du bassin, de la relaxation des Alizés à l'ouest et du déplacement vers le sud de la zone de convection qui caractérisent les événements El Niño du Pacifique, Merle (1980) et Hisard (1980) ont baptisé ce phénomène de l'été 1963 Niño Atlantique. Les analyses de Servain et al. (1982) sur des observations ont permis de mettre en évidence les liens entre les variations de vent à l'ouest du bassin et le réchauffement observé dans le Golfe de Guinée (sans pour autant étudier la dynamique d'onde associée). Trois ans plus tard, lors d'un autre programme d'observation appelé FOCAL/SEQUAL en 1983-1984, il a été observé que l'évolution du cycle saisonnier (qui était la principale motivation de ce programme franco-américain) a été très différente d'une année à l'autre dans la bande équatoriale Atlantique. L'année 1983 a été considérée comme « normale », c'est-à-dire proche de la moyenne climatologique. Par contre, l'année 1984 a montré des perturbations importantes dans la SST, le vent et la circulation océanique. Les observations de subsurface ont révélé un approfondissement de

la thermocline équatoriale dans l'Est du bassin (Philander, 1986), qui résultait d'un déplacement vers l'est d'anomalies chaudes le long du guide d'onde équatorial (Carton et Huang, 1994). Plus tard, lors de la phase de mesure de l'expérience AMMA (Analyses Multidisciplinaires de la Mousson Africaine) et pendant les campagnes EGEE des étés 2005 et 2006, Marin et al. (2009) et Caniaux et al. (2011) ont observé une forte variabilité interannuelle avec des différences de SST intenses entre juin 2005 et juin 2006 dans le centre Est du bassin (dans la zone Atl3), associées à des anomalies de vent d'ouest à l'ouest du bassin. L'observation de ces anomalies interannuelles le long de l'équateur a confirmé l'existence du mode équatorial Atlantique.

i- Caractéristiques du mode équatorial

Le mode équatorial ou Niño Atlantique est un phénomène climatique interannuel quasi périodique, qui se manifeste tous les 2 à 4 ans en moyenne dans l'océan Atlantique équatorial. Ce mode, qui domine la variabilité interannuelle dans la bande équatoriale, se caractérise par une alternance d'épisodes chauds et froids de SST accompagnés de changements dans la circulation atmosphérique. Pendant un épisode chaud, on observe une relaxation des Alizés dans la partie ouest du bassin équatorial et inversement lors d'un épisode froid. Conformément à la théorie linéaire de propagation des ondes longues équatoriales (Philander, 1978 ; Cane et Sarachik, 1976), une telle perturbation des vents zonaux génère des ondes équatoriales de Kelvin qui se propagent vers l'est dans la couche de surface. Pendant un épisode chaud, ces ondes sont de type downwelling, c'est-à-dire qu'elles ont tendance à approfondir la thermocline au cours de leur propagation. Rapidement, ces ondes stoppent les remontées d'eaux froides, jusqu'à leur arrivée près des côtes africaines (après un mois et demi). De ce fait, il apparaît des anomalies chaudes de la température de surface dans le Golfe de Guinée, comme ce fut le cas durant l'été boréal de 1988 (figure 1.7). Le dernier événement en date est l'épisode froid de l'été 2015. Nous classifions tous les épisodes de ce mode dans le chapitre 3.

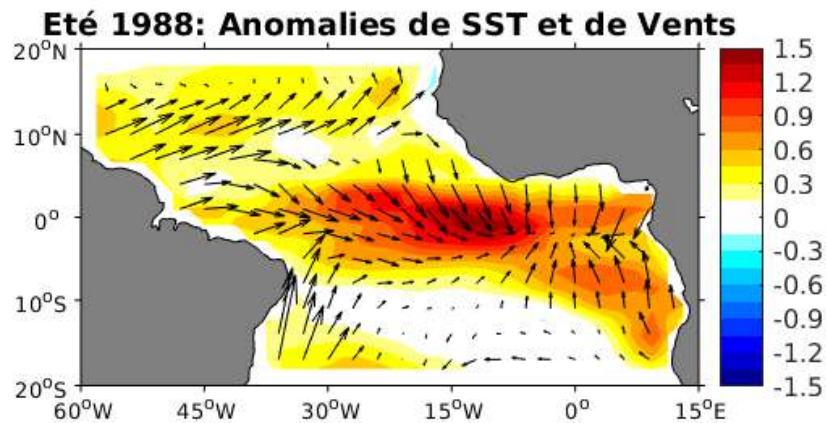


Figure 1.7 : Anomalies de SST (couleur) et de vent (flèche) de l'été 1988 à partir des réanalyses océaniques du NCEP – GODAS. Les anomalies sont calculées par rapport au cycle saisonnier sur la période 1980-2012.

L'anomalie positive de SST dans le Golfe de Guinée due à ces ondes de Kelvin de downwelling s'amplifie jusqu'à atteindre son maximum en été boréal. Cette amplification résulte de rétroactions (actions-réactions) entre les diverses variables du système, notamment la SST, le vent et le niveau de la mer ou la profondeur de la thermocline, ces deux dernières variables dynamiques étant fortement corrélées dans les tropiques (Neelin et al., 1998 ; Vauclair et Du Penhoat, 2001). La rétroaction positive décrite par Bjerknes (1969) explique comment une anomalie positive initiale de la SST à l'est du Pacifique équatorial peut, en diminuant le gradient zonal de la SST, réduire l'intensité de la cellule de Walker et donc des alizés équatoriaux, entraînant une anomalie de vents d'ouest, qui à son tour approfondit la thermocline (ou élève le niveau de la mer) et par conséquent renforce l'anomalie de SST initiale. Cette rétroaction est le principal processus responsable de la variabilité ENSO dans le Pacifique (Keenlyside et al., 2007 et Jansen et al., 2009) et se subdivise en trois éléments importants :

- Couplage entre la SST et la tension zonale du vent. Ce couplage est en lien avec la réponse du vent au gradient de SST qui crée un gradient de pression (modèle de Gill, 1980)
- Couplage entre la tension zonale du vent et le niveau de la mer : Ce couplage est en lien avec la « poussée » des eaux par le vent le long de l'équateur qui génère des ondes équatoriales caractérisé par des variations du niveau de la mer.

- Couplage entre le niveau de la mer et la SST : Ce couplage est en lien avec les variations du niveau de la mer par les ondes équatoriales qui font varier la SST par advection et mélange verticaux à la base de la couche de mélange.

ii- Processus de couplage du mode équatorial

Se basant sur des analyses statistiques, notamment les régressions linéaires et les corrélations entre les diverses variables que nous avons précédemment énumérées, Keenlyside et Latif (2007) ont montré que les trois éléments de la rétroaction de Bjerknes existent dans l'Atlantique (figure 1.8) et sont spatialement similaires à ceux du Pacifique.

Pour le premier couplage de la rétroaction de Bjerknes, la régression linéaire des anomalies mensuelles du vent zonal sur l'anomalie de SST dans la boîte Atl3 du Golfe de Guinée (figure 1.8.a) montre que c'est dans la partie ouest de l'Atlantique équatorial que les vents zonaux sont les plus sensibles à la SST. Pour une élévation de 1 °C de l'anomalie de SST dans la boîte Atl3, les anomalies de vent d'ouest y sont de l'ordre de 0,6 – 0,8 m/s (figure 1.8.a). Dans le Pacifique, une modification équivalente de la SST entraînerait des anomalies de vent d'ouest de l'ordre de 1,2 – 1,4 m/s. Cette relation explique un peu plus de 10 % de la variabilité totale du vent dans l'Atlantique alors qu'elle s'approche de 20 % dans le Pacifique. On retient donc que l'anomalie de SST dans la boîte Atl3 influence largement l'anomalie de vent zonal à l'ouest et que ce couplage est plus faible dans l'Atlantique que dans le Pacifique. Pour Keenlyside et Latif (2007), cette différence entre le Pacifique et l'Atlantique est due à l'absence quasi permanente de la piscine d'eau chaude (warm pool, en anglais) à l'ouest de l'Atlantique équatorial qui affaiblit les gradients zonaux de SST et donc le vent réagit le moins contrairement au Pacifique.

Pour le second couplage de la rétroaction de Bjerknes, la régression entre les anomalies de niveau de la mer et de tension zonale du vent (figure 1.8.b) indique qu'une anomalie de vent d'ouest à l'ouest du bassin équatorial correspond à une élévation anormale du niveau de la mer dans la partie Est équatoriale et une diminution anormale dans l'ouest de l'Atlantique, soit un basculement du niveau de la mer le long de l'équateur. Les chiffres nous indiquent qu'une augmentation de la tension de vent d'ouest de 10^{-2} Pa correspond à une élévation de 2 cm du niveau de la mer à l'est et une diminution d'environ -2 cm à l'ouest, représentant 30 % de la variance. Ces vents d'ouest dans l'ouest du bassin génèrent des ondes équatoriales qui remontent la thermocline (diminution du niveau de la mer) à l'ouest de part et d'autre de l'équateur et l'approfondissent (remontée du niveau de la mer) à l'est le long de l'équateur (figure 1.8.b). Tout comme le premier couplage, Keenlyside

et Latif (2007) ont aussi trouvé que ce second couplage est plus faible et dans l'Atlantique que dans le Pacifique.

Le dernier élément de la rétroaction de Bjerknes est le couplage entre la dynamique de l'océan et la variabilité de la SST. La régression calculée entre les anomalies de niveau de la mer et de SST (figure 1.8.c) montre un lien local fort entre ces deux variables dans la partie est du bassin équatorial. Une augmentation de 1 cm de la SSH est associée à une anomalie positive de 0,15 °C de la SST dans le Golfe de Guinée avec une variance expliquée de 40 %. Ce coefficient est égal aux résultats du Pacifique dans la région équivalente (boîte Nino3) à l'exception de la variance expliquée qui va jusqu'à 80 % dans le Pacifique (Keenlyside et Latif 2007). Ce couplage montre que la dynamique équatoriale qui se manifeste par des variations de niveau de la mer, liées aux ondes équatoriales, influence fortement la température de surface dans le Golfe de Guinée, car la profondeur de la thermocline, qui est fortement liée au niveau de la mer, est relativement proche de la surface dans cette région d'upwelling équatorial et non dans la partie ouest du bassin.

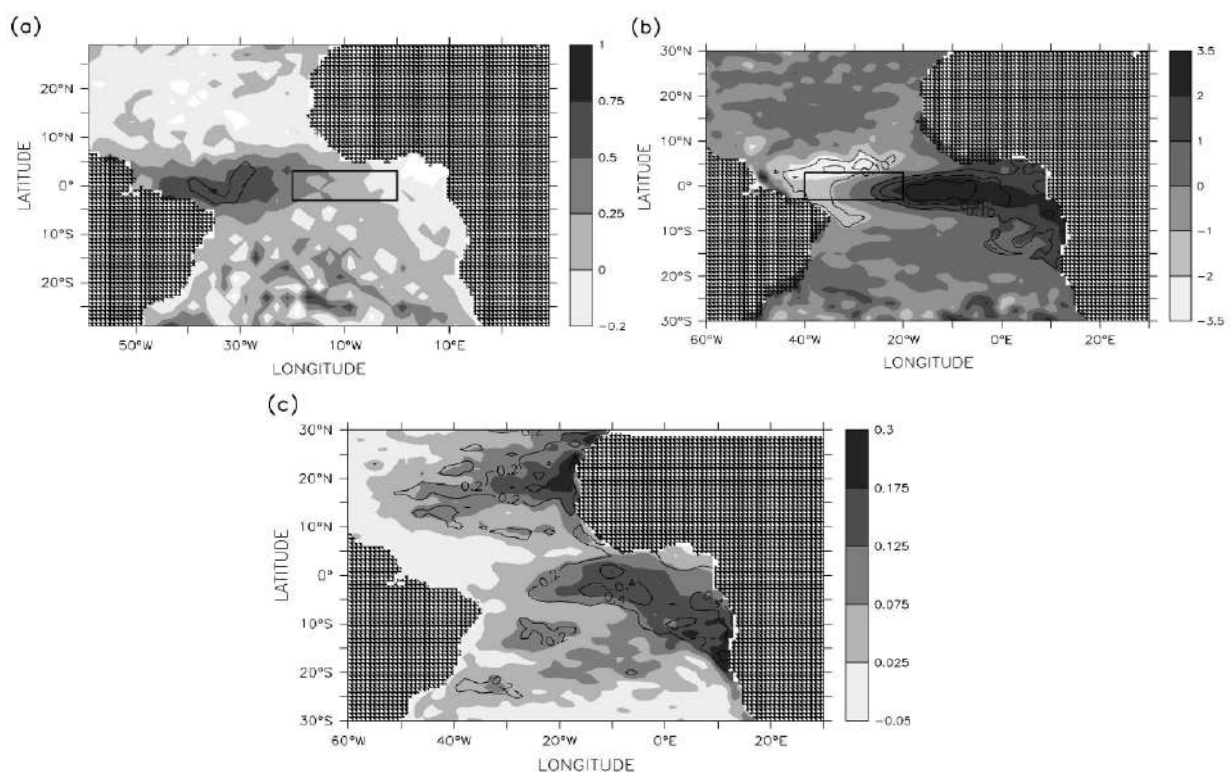


Figure 1.8 : (a) Coefficient de régression des anomalies de vent zonal sur l'anomalie de SST dans la boîte Atl3 (boîte noire) ($m.s^{-1} / ^\circ C$). (b) Coefficient de régression des anomalies de niveau de la mer sur l'anomalie de tension zonale du vent dans la boîte Atl4 (3°S-3°N, 40°-20°W) ($m / 10^{-2} Pa$). (c)

Coefficient de régression locale des anomalies de niveau de la mer sur les anomalies de SST en tout point ($^{\circ}\text{C} / \text{m}$). Les variances expliquées significatives sont superposées sur les cartes (en contour). Les données proviennent des observations et de réanalyses. Figure tirée de Keenlyside et al. (2007).

De plus, comme le cycle saisonnier est dominant dans l'Atlantique, Keenlyside et Latif (2007) ont poussé leur étude en évaluant la saisonnalité dans les paramètres de couplages. Ils ont trouvé que la rétroaction de Bjerknes est forte au printemps et en été boréal mais faible dans les autres saisons, ce qui explique pourquoi les plus grandes anomalies de SST apparaissent en été boréal.

De tout ce qui précède sur les trois couplages (figure 1.8) du mode équatorial, il ressort le mécanisme suivant : un réchauffement de température de surface dans le Golfe de Guinée (boîte Atl3) génère une anomalie de vent d'ouest à l'ouest du bassin (boîte Atl4) (figure 1.8.a) qui à son tour affecte la dynamique de la thermocline en la remontant (diminution du niveau de la mer) à l'ouest de part et d'autre de l'équateur et en l'approfondissant (remontée du niveau de la mer) à l'est le long de l'équateur et plus précisément dans le Golfe de Guinée (figure 1.8.b). Cet approfondissement à l'est entraîne une intensification du réchauffement de la température de surface initial (figure 1.8.c). Cet ensemble de processus qui amplifie la cause qui les produit caractérise la rétroaction positive de Bjerknes observée dans l'Atlantique équatorial.

La figure 1.9 de Kushnir et al. (2006) présente les structures spatiales d'anomalies associées aux événements Niño Atlantique, à partir d'une analyse conjointe de données océaniques et atmosphériques. On observe tout d'abord la signature en anomalies positive de SST, caractéristique du mode équatorial en phase chaude, bien que plus confinée dans l'Est du bassin et plus étendue en latitude que dans l'analyse de Kao et Yu (2009) pour le Pacifique. Les Alizés soufflent moins fort à l'ouest de 20°W , tandis que les vents du sud associés à la mousson ouest-Africaine sont affaiblis. Ce réchauffement de la SST dans le Golfe de Guinée s'accompagne d'un déplacement vers le sud de la cellule de convection tropicale (Murtugude et al. 2001). Cette convection est accrue au sud de la position moyenne de l'ITCZ et légèrement diminuée plus au nord, ce qui entraîne de plus fortes précipitations dans la bande équatoriale et le long de la bande côtière au nord du Golfe comme illustré dans la figure 1.9 (Caniaux et al., 2011 & Brandt et al., 2011). Au contraire, pendant une phase froide, les alizés à l'ouest sont renforcés et des eaux plus froides, surtout à l'Est, sont observées.

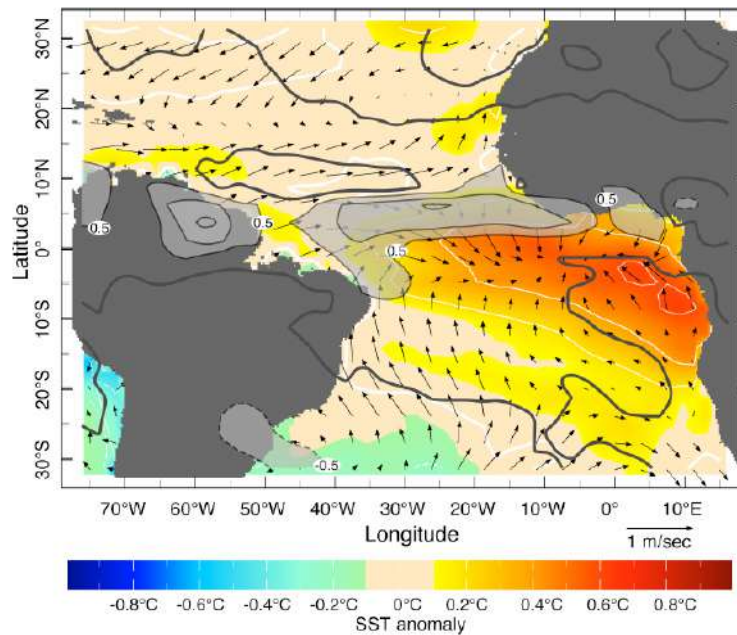


Figure 1.9 : Illustration de la phase chaude du mode équatorial dans l'Atlantique tropical en été boréal. Les anomalies de SST sont représentées en couleur (voir échelle), les isolignes représentent les anomalies de précipitation et les flèches les anomalies du vent de surface. Figure tirée de Kushnir et al. 2006.

1.2.1.b Mode méridien

Il existe dans l'océan Atlantique un autre mode de variabilité interannuelle, sans équivalent dans l'océan Pacifique. Il s'agit du mode méridien qui se manifeste par des fluctuations de température au nord de l'équateur (5°N-20°N) et au sud de l'équateur (5°S-20°S) à l'échelle de temps interannuelle voire décennale (Servain, 1991 ; Zhu et al., 2012). Ce mode a été mis en évidence lors des premières études qui visaient à mieux comprendre les importantes fluctuations du régime de précipitation dans le Nordeste (nord-est) Brésilien (Moura et Shukla, 1981), cruciale dans cette une région dont l'économie est très dépendante des rendements agricoles (Rapport FAO, 2017). La majeure partie des précipitations s'y produit de mars à mai, lorsque l'ITCZ est à sa position la plus au sud.

i- Caractéristiques du mode méridien

Le mode méridien ou encore le dipôle Atlantique se caractérise par un gradient inter-hémisphérique d'anomalies de SST de signe opposé dans chaque hémisphère et se manifeste essentiellement au

printemps boréal. La figure 1.10 est la phase positive du mode méridien avec des anomalies positives (négatives) de SST dans l'hémisphère nord (sud), associées à de plus fortes précipitations sur le Sahel en Afrique de l'Ouest et au nord de l'Amérique du Sud, et au contraire de moindres précipitations dans le Golfe de Guinée et sur le bassin amazonien. Dans Le chapitre 2, nous étudions les mécanismes pouvant expliquer la variabilité de ce mode Atlantique.

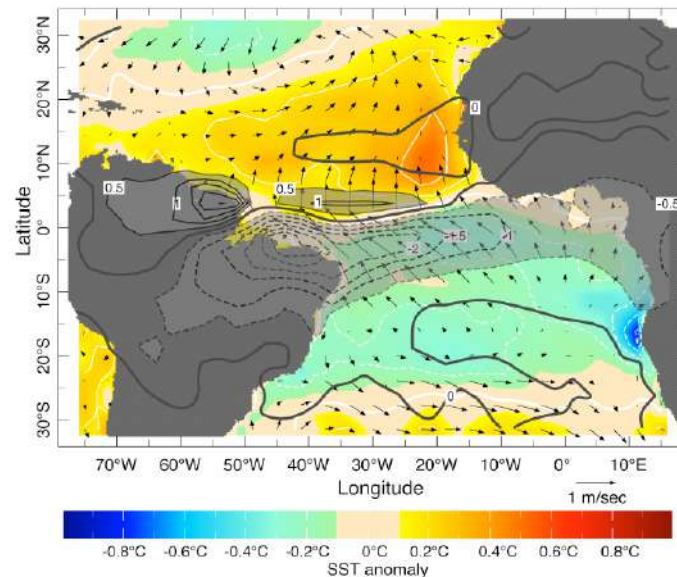


Figure 1.10 : Comme la figure 1.9, mais pour la phase chaude du mode méridien dans l'Atlantique tropical au printemps boréal. Figure tirée de Kushnir et al. (2006).

1.2.2 Connexion entre le mode équatorial et le mode méridien

Les études de Servain et al. (1999, 2000), basé sur des observations et une simulation de modèle générale de 1979 à 1993, ont montré que les modes méridien et équatorial sont corrélés aux échelles interannuelles et décennales, et qu'ils sont forcés de manière dynamique par le déplacement de l'ITCZ. Plus tard, les études de modélisation de Murtugudde et al. (2001) ont réévalué cette corrélation en analysant une période plus longue (1949-2000). Ils montrent que le « changement climatique de 1976 » observé dans l'océan Pacifique s'est également manifesté dans l'Atlantique tropical et a affecté la relation entre les deux principaux modes de variabilité. Ils trouvent que la corrélation entre ces modes est intermittente. Une bonne corrélation (de l'ordre de 0,8) est obtenue lorsqu'on considère de manière séparée les périodes avant et après l'année 1976. Par contre une faible corrélation (environ 0,3) est obtenue en considérant toute la période de 1949 à 2000.

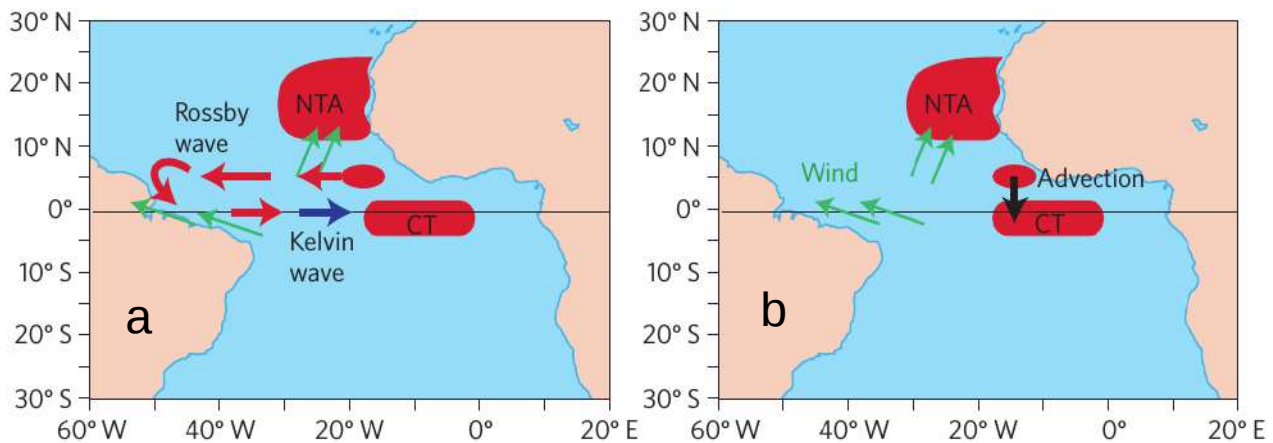


Figure 1.11 : *Processus pouvant expliquer la connexion entre les modes équatorial et méridien ; NTA (North Tropical Atlantic), CT (Cold Tongue). Figure tirée de Lübbecke et al. (2013).*

Plus tard, Foltz et Mc Phaden (2010b), voulant expliquer l'impact du mode méridien sur le mode équatorial, ont mis en évidence des mécanismes illustrés sur la figure 1.11.a qui pourraient relier les deux modes : les anomalies de vent zonal à l'équateur associées au réchauffement de la SST dans la boîte NTA durant la phase chaude du mode méridien, génèrent des ondes de Kelvin d'upwelling qui se propagent du centre vers l'est du bassin équatorial et peuvent amplifier la phase froide du mode équatorial (refroidissement dans la partie est du bassin équatorial). Les anomalies de vent vont aussi générer vers 5°N, par pompage d'Ekman, des ondes de Rossby de downwelling qui se propagent vers l'ouest et qui vont se réfléchir aux côtes ouest en ondes Kelvin de même effet thermique. Ces dernières vont se propager vers l'est et auront tendance à réchauffer les eaux froides de la partie est du bassin équatorial initiées par les ondes de Kelvin d'upwelling, faisant alors basculer le mode équatorial dans sa phase chaude. Richter et al. (2013) ont suggéré que l'apparition des anomalies positives de la SST dans la région de la langue d'eau froide est due à l'advection en subsurface des eaux chaudes du nord vers l'équateur (figure 1.11b). Cette advection peut aussi faire basculer le mode équatorial dans sa phase chaude.

1.2.3 Impacts socio-économiques des modes climatiques interannuels

Comme les événements El Niño dans le Pacifique, les anomalies interannuelles observées dans le Golfe de Guinée ont d'importantes conséquences climatiques et socio-économiques. Nous avons expliqué précédemment que l'arrivée des pluies sur le continent ouest-africain est fortement liée

aux conditions océaniques dans le Golfe Guinée. De ce fait, les anomalies de SST associées aux modes équatorial et méridien sont un des facteurs, avec les conditions de surface continentale comme l'albédo, l'humidité des sols et la végétation (Folland et al. 1986 ; Janicot et al. 2001), qui conditionnent l'intensité de la mousson ouest africaine. De plus, l'affaiblissement des remontées d'eau froide observé dans les zones d'upwelling équatorial et côtier vont fortement perturber les activités de pêche, d'agriculture et de l'élevage qui sont les principales sources alimentaires des populations riveraines (Crawford et al. 1990 ; Boyd et al., 1992). Par exemple, durant les années Niño Atlantique, on observe une fluctuation des pêches de certaines espèces pélagiques le long des côtes africaines ainsi que des captures de thons dans l'ensemble du bassin (Servain et al. 1998). L'étude de Carton et al (1996) a montré qu'un affaiblissement de la production primaire le long des côtes sud-ouest du continent africain, au niveau du front entre les courants d'Angola et du Benguela, est aussi observé pendant ces années. Sur le continent sud américain, des anomalies pluviométriques considérables sont observées avec des conséquences dramatiques pour les populations locales en lien avec le déplacement de l'ITCZ associés au mode méridien (Hounsou-gbo et al. (2015). Par exemple, en juin 2010, plus de 1000 personnes ont disparu en raison des grandes inondations survenues dans certaines villes côtières du Brésil (Kouadio et al., 2012).

1.3 Oscillateurs climatiques tropicaux

Pour interpréter ces modes climatiques interannuels, des modèles conceptuels, basés sur la théorie mathématique des oscillateurs (Jansen et al., 2009) et prenant en compte les principaux couplages océan-atmosphère, les variables-clés de ce couplage et les ondes planétaires océaniques (de Kelvin et Rossby), ont été construits. Les principaux modèles conceptuels proposés pour expliquer ENSO dans le Pacifique sont l'oscillateur retardé (Suarez & Schopf, 1988), l'oscillateur du Pacifique ouest (Weisberg & Wang, 1997), l'oscillateur rechargé (Jin, 1997) et l'oscillateur advectif-réfléctif (Picaut et al., 1997). Ces modèles simples, essentiellement linéaires, fournissent des solutions analytiques à la dynamique équatoriale qui ont permis de grand progrès dans la compréhension d'ENSO en tant que cycle interannuel, de ses modulations à plus long terme (An & Jin, 2000), et mis en avant le potentiel prédictif du phénomène (Meinen & McPhaden, 2000). Une combinaison des oscillateurs retardé et rechargé a été testée dans les autres océans tropicaux où existent aussi des modes interannuels équatoriaux. Elle s'est révélée inadaptable au dipôle de l'Océan Indien mais en partie valide dans l'Atlantique (Jansen et al, 2009), même si elle ne prend pas en compte toutes les spécificités de la dynamique tropicale Atlantique mises à jour récemment, notamment la

transmission d'anomalies thermiques du mode méridien au mode équatorial (figure 1.11). Nous rappelons ici les deux principaux oscillateurs qui ont été testés dans l'Atlantique tropical.

1.3.1 Oscillateur retardé

Le modèle d'oscillateur retardé est un modèle simple, d'abord proposé par Suarez et Schopf (1988) afin de mieux expliquer les oscillations d'ENSO, puis utilisé par d'autres auteurs pour expliquer les observations et les résultats de nombreux modèles plus complexes (Jansen, et al. 2009, Graham et al 2015, Sun et al., 2015). Le principal processus qui génère les oscillations dans ce modèle est la réflexion des ondes longues équatoriales (figure 1.12). Ces ondes se propagent vers l'est ou l'ouest, et se réfléchissent à l'ouest, en augmentant ou en diminuant la SST par downwelling ou upwelling (sauf dans la partie ouest où la thermocline est trop profonde).

La formulation de l'oscillateur retardé se décline en deux principales étapes, détaillées comme suit :
 – Modélisation de la rétroaction positive de Bjerknes identifiée pour le mode équatorial (figure 1.8) :

$$\frac{d}{dt}T(t) = \alpha T(t) \quad (1.1)$$

où $T(t)$ représente l'anomalie de SST à l'est du bassin équatorial, $\alpha T(t)$ la rétroaction positive de Bjerknes avec α son taux de croissance. En solvant l'équation (1.1), on obtient un mode exponentiellement croissant, ce qui est contraire à la nature oscillatoire d'ENSO. Pour corriger une telle croissance, des effets non linéaires sont introduits dans le modèle linéaire pour donner une limite à la rétroaction positive. La nouvelle équation donne :

$$\frac{d}{dt}T(t) = \alpha T(t) - \varepsilon T^3(t) \quad (1.2)$$

où $-\varepsilon T^3(t)$ est le terme non linéaire qui limite cette croissance.

– Modélisation de la rétroaction négative :

Pour prendre en compte la nature quasi-oscillatoire d'ENSO, Suarez et Schopf (1988) proposent une rétroaction négative pour expliquer le passage de l'événement El Niño à l'état neutre ou à l'événement La Niña et vice versa. Cette rétroaction est représentée comme suit : Les anomalies de vent induites par une perturbation positive de SST à l'est du bassin génèrent des ondes de Rossby

d'upwelling qui remontent la thermocline. Ces ondes se propagent vers l'ouest à partir du centre du bassin et, en atteignant le bord ouest, se réfléchissent en ondes équatoriales de Kelvin de même effet thermique se propageant vers l'est. En arrivant quelques mois plus tard au bord est, où la thermocline moyenne est relativement peu profonde, ces ondes de Kelvin la remontent davantage, ce qui diminue la SST jusqu'à la faire basculer en phase opposée. Cette rétroaction introduite dans l'équation (1.2) donne ceci :

$$\frac{d}{dt}T(t) = \alpha T(t) - \varepsilon T^3(t) - \beta T(t - \tau) \quad (1.3)$$

Où le terme $-\beta T(t - \tau)$ représente l'effet des ondes équatoriales qui génèrent une rétroaction négative, avec τ le temps de propagation (aller + retour) des ondes de Rossby et de Kelvin réfléchies.

La figure 1.12 résume l'ensemble des processus inclus dans l'oscillateur retardé qui se décrivent comme suit : Des anomalies positives de SST à l'est du bassin équatorial créent des anomalies de vent d'ouest au centre (1). Ces derniers génèrent des ondes de Kelvin de downwelling (2) qui se propagent vers l'est et qui amplifient les anomalies initiales de SST. C'est la rétroaction positive de Bjerknes. Les anomalies du vent d'ouest génèrent également des ondes de Rossby d'upwelling (3), qui se propagent vers l'ouest et se réfléchissent au bord ouest sous forme d'ondes équatoriales de Kelvin (4) d'upwelling. En atteignant la partie Est du bassin quelques mois plus tard, ces ondes Kelvin réfléchies (4), de signe opposé à celles des ondes de Kelvin directement forcées (2), créent des anomalies négatives de SST à l'Est du bassin équatorial. C'est la rétroaction négative qui permet les oscillations du système couplé.

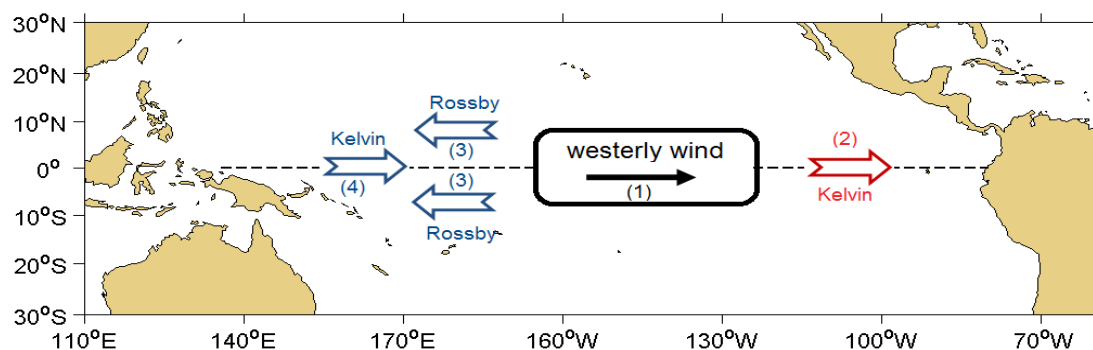


Figure 1.12 : Représentation schématique de l'oscillateur retardé dans le Pacifique

1.3.2 Oscillateur rechargé

Ce modèle a été proposé pour le Pacifique équatorial par Jin et al. (1997). Le principe fondamental de ce modèle est schématisé sur la figure 1.13. Durant la phase chaude du mode équatorial, la divergence du transport de Sverdrup associé aux anomalies du vent d'ouest au-dessus du Pacifique central et les anomalies de la SST aboutissent à une décharge du contenu thermique équatorial. La décharge du contenu thermique équatorial conduit à une phase de transition pendant laquelle l'ensemble de la thermocline équatoriale est moins profonde, ce qui permet aux eaux froides sous la thermocline de pénétrer dans la couche mélangée de surface par upwelling climatologique, résultant dans la création d'une anomalie négative de SST à l'est du bassin et une anomalie de vent d'est à l'ouest du bassin. Le transport de Sverdrup change alors de signe, sa convergence permet une recharge du contenu thermique équatorial. L'équation proposée est la suivante :

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} T_E \\ h \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} T_E \\ h \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

où a_{ij} représentent les paramètres du modèle, T_E dénote l'anomalie de SST à l'est du Pacifique équatorial et h l'anomalie de profondeur de la thermocline moyennée au-dessus du Pacifique équatorial.

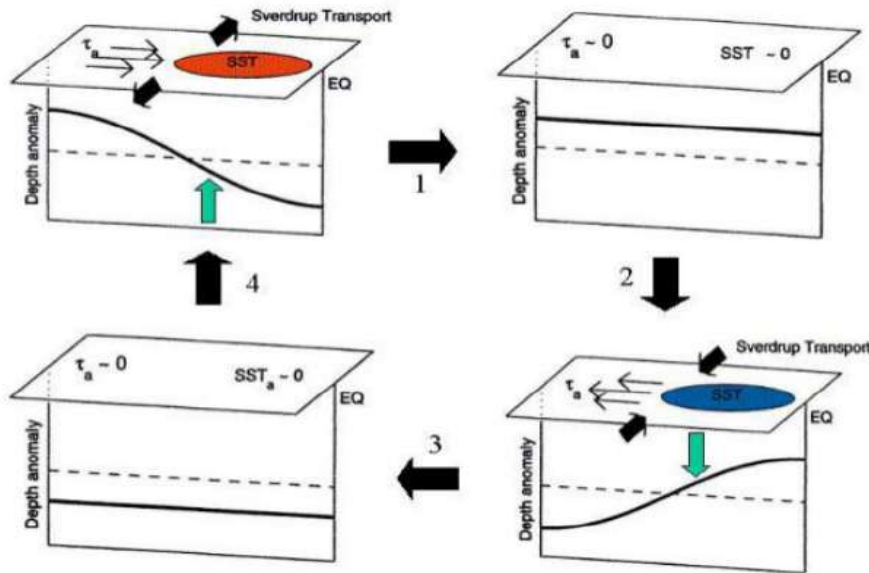


Figure 1.13 : Représentation schématique des 4 phases de l'oscillateur rechargé. La phase chaude (1), la transition vers la phase froide (2), la phase froide (3) et la transition vers la phase chaude (4). Figure tirée de Jin (1997).

Jansen et al. (2009) ont plus tard couplé ces deux modèles, obtenant le modèle de l'oscillateur linéaire retardé/rechargé proposé défini par le système d'équations suivant:

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt}T_E &= \gamma_T T_E - c h_E \\ \frac{d}{dt}h_E &= \gamma_h h_E - k \tau - r \tau(t - \delta) \\ \tau &= b T_E\end{aligned}\tag{1.5}$$

où $\gamma_T, \gamma_h, k, r, c, b, \delta$ sont les paramètres du modèle, T_E et h_E représentent respectivement l'anomalie de la SST et la profondeur de la thermocline à l'est de l'Atlantique équatorial. L'équation en T_E est analogue à celle de l'oscillateur rechargé (équation 1.4), et l'équation en h_E est analogue à celle de l'oscillateur retardé (équation 1.3). Jansen et al. (2009) ont également montré que ce modèle était capable d'expliquer en grande partie le mode équatorial de l'Atlantique tropical.

1.4 Objectifs et méthodologies

Cette thèse aborde diverses thématiques liées aux mécanismes, ondes équatoriales et dynamique oscillatoire, et à l'impact sur la salinité des modes climatiques interannuels de l'Atlantique tropical. Ces thématiques se regroupent en trois chapitres. Chaque chapitre (du chapitre 2 au chapitre 4) aborde une thématique spécifique et peut être considéré indépendamment, bien que les thématiques soient liées pour que le manuscrit suive une progression logique et technique. Par ordre d'apparition, les thématiques suivantes seront abordées :

- ◆ **Chapitre 2 : Application de modèles oscillatoires à l'Atlantique tropical**
- ◆ **Chapitre 3 : Impact des modes climatiques sur la salinité de surface de la mer**
- ◆ **Chapitre 4 : Influence de l'onde de Kelvin équatoriale sur les caractéristiques de la couche de surface**

Dans le chapitre 2, nous tenterons de répondre aux questions scientifiques suivantes :

– Quels sont les différents couplages océan-atmosphère qui interviennent dans la dynamique du mode méridien et peut-on les quantifier ?

– En se basant sur les couplages identifiés et leur quantification, peut-on proposer un nouveau modèle conceptuel pour le mode méridien permettant d'en reproduire les périodes caractéristiques ?

– L'influence extérieure d'ENSO peut-elle être prise en compte dans le modèle conceptuel et améliorer ses performances ?

Dans le chapitre 3, nous tenterons de répondre aux questions scientifiques suivantes :

– Peut-on classer, à partir de séries longues et à l'aide d'outils statistiques, les années d'apparition des différents modes de variabilité interannuels dominants de l'Atlantique tropical ?

– Existe-t-il une signature caractéristique en SSS pour chacun de ces modes de variabilité, que l'on peut extraire des observations *in situ* et satellite ?

– Si oui, un modèle de circulation générale peut-il reproduire ces signatures, et nous aider à identifier les mécanismes principaux, océaniques et /ou atmosphériques, qui en sont responsables ?

Dans le chapitre 4, nous tenterons de répondre aux questions scientifiques suivantes :

– Peut-on appliquer à l'Atlantique équatorial le modèle simplifié de propagation d'ondes de gravité le long de l'équateur construit pour étudier la dynamique dans le Pacifique équatorial ?

– Si oui, quels sont les effets d'une onde de Kelvin sur les caractéristiques de la couche océanique de surface lors de sa propagation dans l'Atlantique équatorial, et sont-ils similaires au cas du Pacifique ?

– Peut-on évaluer le réalisme du modèle en l'appliquant à un événement particulier où une telle onde est générée par le processus de connexion des modes méridien et équatorial ?

Chapitre

2. Application de modèles oscillatoires à l'Atlantique tropical

2.1 Introduction

Plusieurs modèles oscillatoires ont été mis en avant pour expliquer les mécanismes d'ENSO dans le Pacifique et ont été en partie adaptés à l'Atlantique notamment au mode équatorial (Jansen et al. 2009, section 1.3 du chapitre 1). Dans ceux-ci, les rétroactions positives et négatives du système couplé océan-atmosphère sont représentées par des paramètres qui permettent d'expliquer les caractéristiques oscillatoires des modes de variabilité climatiques. Les équations qui régissent ces modèles oscillatoires sont présentées à la section 1.3 du chapitre 1. Nous avons aussi fait une revue de littérature du principe de ces modèles conceptuels qui ont été développés pour expliquer les principaux modes climatiques (ENSO, la NAO et le mode équatorial Atlantique), que nous avons présenté lors d'une conférence internationale sur la modélisation appliquée à l'environnement, et qui a donné lieu à un proceeding (Awo et al. 2016, voir annexe).

Dans ce chapitre, nous estimons les différents couplages océan-atmosphère qui interviennent dans la rétroaction positive du mode méridien et dérivons ensuite un nouveau modèle conceptuel pour le mode méridien en nous basant essentiellement sur ces couplages mais aussi en tenant compte de l'influence extérieure notamment d'ENSO sur l'Atlantique tropical (Alexander et Scott, 2002). Nous avons mis en évidence une boucle de rétroaction positive qui permet la croissance du mode et fait des hypothèses supplémentaires sur la rétroaction négative qui permettrait au mode d'osciller.

2.2 Estimation des couplages du mode méridien

Carton et al. (1997) et Chang et al. (1997, 2001) ont recherché les mécanismes pouvant expliquer la variabilité du mode méridien. Ils ont trouvé que les flux atmosphériques, notamment le vent et le flux de chaleur latente (évaporation) interagissaient avec le gradient inter-hémisphérique de SST. Ils montrent que ce couplage SST – vent – évaporation est dû à une rétroaction thermodynamique où les anomalies initialement créées s'amplifient par une chaîne de processus qu'elles ont généré. Une anomalie chaude de SST dans l'un des hémisphères entraîne un gradient nord-sud de SST, et par

conséquent de pression, les deux variables étant fortement liées en zone tropicale. Le gradient de pression accélère alors les alizés dans l'autre hémisphère et les ralentit localement. L'évaporation qui est directement proportionnelle à la vitesse du vent diminue dans l'hémisphère local et augmente dans l'autre hémisphère. Cela réduit la perte de chaleur latente à la surface de l'océan dans l'hémisphère anormalement chaud et inversement dans l'autre hémisphère. Ce flux de chaleur induit par le vent tend donc à renforcer le gradient initial de SST nord-sud, ce qui renforce encore les anomalies de vent. Ce renforcement mutuel et thermodynamique, appelé « WES (Wind-Evaporation-SST) feedback » en anglais (Mahajan et al., 2009), constitue la rétroaction positive du mode méridien et se subdivise en trois couplages à savoir :

- Couplage entre la SST et le vent
- Couplage entre le vent et le flux de chaleur latente
- Couplage entre le flux de chaleur latente et la SST

En se basant sur la méthodologie d'estimation des paramètres de couplage du mode équatorial (figure 8, chapitre 1), nous avons quantifié ces couplages impliqués dans la rétroaction positive du mode méridien au printemps boréal (Figure 2.1).

La Figure 2.1a présente les anomalies de vent associées aux anomalies de SST du mode méridien. Cette figure résulte de la projection du champ de vent sur l'indice en SST du mode méridien défini par Servain et al. (1991 & 1998). Cet indice est égal à la différence entre l'anomalie de SST moyennée dans l'hémisphère nord (5°N-20°N) et celle moyennée dans l'hémisphère sud (5°S-20°S) qui quantifie le gradient inter-hémisphérique du mode méridien. La Figure 2.1.a montre que pour un gradient de 1 °C (l'équivalent d'un dipôle, avec un réchauffement de 0,5 °C dans l'hémisphère nord et un refroidissement de -0,5°C dans l'hémisphère sud, par exemple) entraîne une intensification des alizés du sud-est de 1,6 à 2 m.s⁻¹ au sud de l'équateur et une relaxation simultanée des alizés du nord-est de l'ordre de -0,6 à -1,6 m.s⁻¹ dans la partie nord entre 10°N et 20°N. Cette dynamique du vent correspond à un déplacement de l'ITCZ vers le nord suite à un renforcement de l'anticyclone de St-Hélène et un affaiblissement de l'anticyclone des Açores. Ces modifications du vent s'expliquent par le fait que le réchauffement de la SST dans l'hémisphère nord crée un flux d'air chaud ascendant, et donc une zone de dépression atmosphérique qui attire les vents lointains (selon la théorie du modèle de Gill, 1980), d'où des anomalies de vent qui convergent vers l'hémisphère nord.

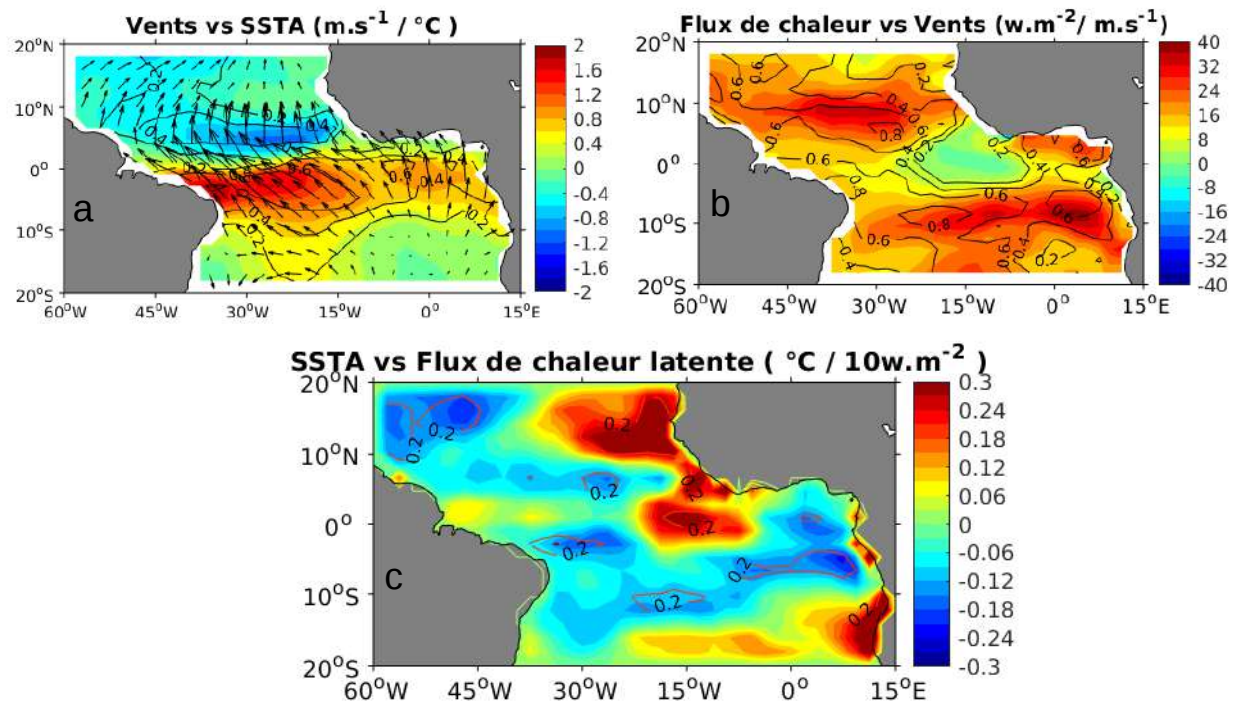


Figure 2.1 : (a) Coefficient de régression linéaire des anomalies de vent (flèches) et de module du vent (couleurs) en chaque point du bassin sur l'indice du gradient inter-hémisphérique de la SST (différence entre anomalies de SST moyennées dans la bande 5°N-20°N et dans la bande 5°N-20°S). (b) Coefficient de régression linéaire en chaque point des anomalies du flux de chaleur latente sur celles du module du vent. (c) Coefficient de régression linéaire en chaque point des anomalies de SST sur celles du flux de chaleur latente. Les régressions sont faites sur les anomalies moyennées au printemps boréal, correspondant à la saison principale du mode méridien. La variance expliquée significative pour chaque couplage est superposée sur les cartes (isolignes). Les données sont issues des réanalyses océaniques GODAS et atmosphérique NCEP/NCAR. Le flux de chaleur est positif de l'océan vers l'atmosphère.

Pour le deuxième couplage, une régression locale entre les anomalies du module du vent et celles du flux de chaleur latente a été faite. La Figure 2.1b représente les coefficients de couplage entre ces deux variables. Ainsi, on observe que l'océan perd 20 à 40 w.m^{-2} de sa chaleur par évaporation à la suite d'une variation de 1 m.s^{-1} de la vitesse du vent au sein du bassin.

Le dernier couplage (Figure 2.1c) montre qu'une augmentation de 10 W.m^{-2} du flux de chaleur latente entraîne d'une façon générale un refroidissement de $-0,14^{\circ}\text{C}$ dans la majeure partie du bassin

à l'exception des régions d'upwellings côtières (régions au large des cotes sénégalaises et Angolaises) et équatoriale (région de la langue d'eau froide) où la variabilité de SST est plus liée aux processus dynamiques de l'océan que thermodynamiques (Jouanno et al., 2017). Donc, en faisant le lien avec la SST, on peut dire que les anomalies positives de SST dans l'hémisphère nord et négatives dans l'hémisphère sud durant un mode méridien entraînent une structure dipolaire de signe opposé dans les flux de chaleur latente ; c'est-à-dire que les anomalies de flux sont négatives dans l'hémisphère nord et positives dans l'hémisphère sud. Les études de Chang et al. (2001) ont aussi observé ce lien étroit entre la SST et le flux de chaleur latente durant le mode méridien.

De cette analyse, il ressort qu'un réchauffement de la température de surface de la mer dans l'hémisphère nord entraîne une intensification des vents méridiens vers le nord au sud de la position moyenne de l'ITCZ, correspondant au déplacement de celle-ci vers le nord (Figure 2.1a). Cette intensification des vents entraîne une augmentation du flux de chaleur latente (Figure 2.1b) qui produit un refroidissement de SST au sud de la position moyenne de l'ITCZ (Figure 2.1c). Ce refroidissement au sud entraîne donc un renforcement du gradient méridien de température initié par le réchauffement au nord, qui peut à son tour renforcer le vent, et constitue donc la rétroaction positive du mode méridien.

2.3 Conception d'un modèle oscillatoire pour le mode méridien

Les régions-clés choisies après l'analyse statistique des variables couplées (Figure 2.1) du mode méridien sont présentées sur la Figure 2.2. Foltz & McPhaden (2010b) ont aussi utilisé ces régions pour définir l'indice du mode méridien dans leur étude.

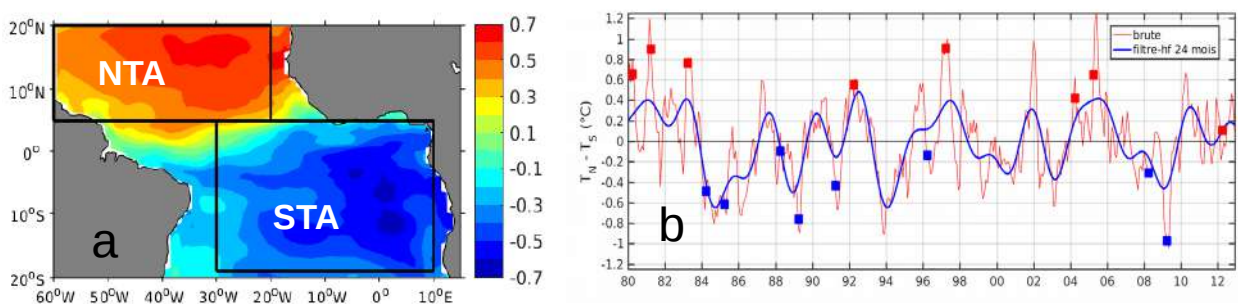


Figure 2.2 : (a) Corrélation de l'anomalie de SST avec (b) l'indice filtré (en bleu) du mode méridien (différence de l'anomalie de SST moyennée dans la bande nord, 5°N- 20°N et celle du sud, 5°N- 20°S, selon Servain et al., 1991 & 1997 ; Foltz & McPhaden, 2010b). Les boîtes représentent les zones géographiques considérées pour le modèle, où la boîte NTA (North Tropical Atlantic)

représente l'hémisphère nord et la boîte STA (South Tropical Atlantic) celui du sud. Les rectangles en (b) correspondent aux événements positifs (en rouge) et négatifs (en bleu) du mode méridien identifiés par les analyses en EOFs et Clusters au chapitre 3. Le filtre haute fréquence (hf) utilisé permet de filtrer les variations de fréquence inférieure ou égale à 2 ans du signal brut.

2.3.1 Description schématique du modèle oscillatoire

La Figure 2.3 résume l'ensemble des processus pouvant expliquer l'oscillation du mode méridien en considérant les deux boîtes précédemment citées. Le cycle proposé est le suivant : une perturbation initiale par réchauffement de la SST dans la boîte NTA (T_N) augmente (1) le gradient de température ($T_N - T_S$). Ce gradient entraîne une intensification des vents méridiens vers le nord au sud de la position moyenne de l'ITCZ, correspondant au déplacement de celle-ci vers le nord (2). Cette intensification des vents entraîne une augmentation du flux de chaleur latente qui produit un refroidissement de la SST dans la boîte STA (T_S), au sud de la position moyenne de l'ITCZ (3). Il se crée ainsi des anomalies chaudes dans la boîte NTA et froides dans la boîte STA. Ce refroidissement dans la boîte STA entraîne donc un renforcement du gradient méridien (4) de température initié par le réchauffement au nord, qui peut à son tour renforcer le vent, et constitue donc une rétroaction positive pour le mode méridien. Par le biais des courants méridiens moyen entre ces deux boîtes, la température des eaux froides de la boîte STA est advectée vers les eaux chaudes de la boîte NTA (6), avec un retard lié au temps de transport de ces anomalies par les courants méridiens (Chang et al., 1997). Cette advection va contrebalancer le réchauffement initial de la température (T_N) en un refroidissement. Ce dernier réduira le gradient de température (7), affaiblira l'intensité du vent méridien au sud de la position moyenne de l'ITCZ. La relaxation du vent entraînera la diminution du flux de chaleur latente qui produira le réchauffement dans la boîte STA et constituera donc une rétroaction négative pour le mode méridien.

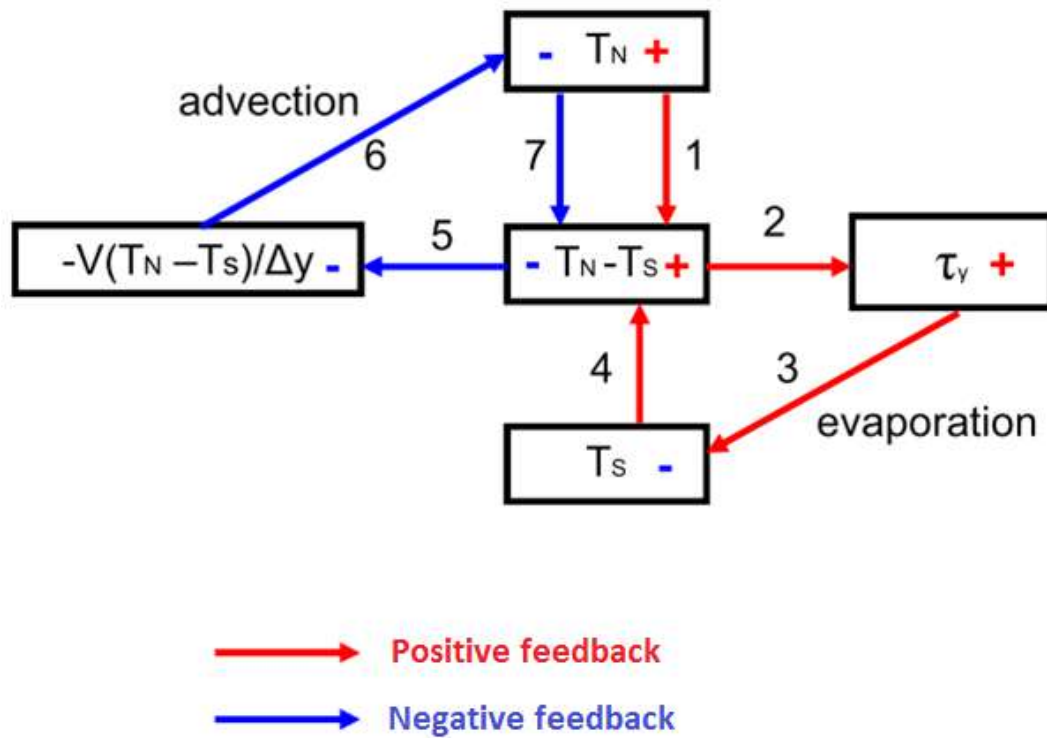


Figure 2.3 : *Modèle schématique. T_N représente l'anomalie de température dans la boîte NTA et T_S l'anomalie de température dans la boîte STA.*

2.3.2 Processus physiques incorporés dans les termes du modèle

$+\alpha T(t)$: ce terme est la représentation mathématique de la rétroaction positive sur le gradient méridien de température (T). Cette rétroaction résulte de l'intensification du vent méridien illustrée sur la Figure 2.3. En effet, cette intensification du vent augmente le flux de chaleur latente et produit un refroidissement de la température T_S . Ce refroidissement dans la boîte STA entraîne donc un renforcement du gradient méridien de température initié par le réchauffement au nord et constitue donc une rétroaction positive pour le mode méridien. Ce gradient méridien (T) va donc croître en fonction du temps à un taux proportionnel à l'amplitude de la rétroaction positive que nous paramétrons dans le modèle sous forme de $+\alpha$.

À ce stade, l'équation du modèle est sous la forme de : $\frac{d}{dt}T(t) = +\alpha T(t)$ dont la solution est une fonction exponentielle croissante dans le temps ($T(t) = Ae^{+\alpha t}$) où l'amplitude A correspondant au gradient de température initiale $T(0)$. Cela signifie que les anomalies SST se

développeraient indéfiniment si la tendance naturelle du système océan-atmosphère ne rétablissait pas l'équilibre en atténuant les différences de température air-mer par l'augmentation du flux thermique net de surface et aussi par la convection atmosphérique associée à l'ITCZ qui limite la température de surface au nord (seuil de convection). Cette atténuation peut s'introduire dans le modèle sous la forme d'un terme non linéaire $-\beta T^3(t)$ qui correspond à un amortissement (damping term, en anglais) de la rétroaction positive $\alpha T(t)$.

$-\nu T(t-\tau)$: Ce terme représente la rétroaction négative retardée (Figure 2.3) due aux processus d'advection méridienne qui déclenchent les oscillations du mode avec un temps de retard τ . Dans ce terme, ν s'apparente au courant méridien moyen qui advecte les anomalies de SST de la boîte sud vers la boîte nord en un temps approximatif égal à τ . Selon les études de Chang et al. (1997); Seager et al. (2001) et Kushnir et al. (2002), cette rétroaction négative sur le gradient T est due à l'advection par les courants moyens au bord ouest, en particulier le Courant Nord Brésil, qui transporte les eaux du sud vers le nord en un temps approximatif τ qui correspond au temps nécessaire pour déclencher le changement de phase du mode. L'équation qui résume l'ensemble de ces processus est la suivante :

$$\frac{d}{dt}T(t) = \alpha T(t) - \beta T^3(t) - \nu T(t-\tau) \quad \text{où } T = T_N - T_S \quad (2.1)$$

Les études de Czaja et al. (2002) et Vimont (2010) ont montré que le mode méridien n'est pas qu'un mode auto-entretenu, c'est-à-dire un mode qui se maintient tout seul, mais est aussi un mode sous l'influence de la dynamique extérieure. En effet, la variabilité climatique du Pacifique notamment le phénomène El Niño impacte les variations de l'Atlantique tropical via les mécanismes de télé-connexion. En particulier, un réchauffement de la SST dans la boîte NTA apparaît quelques mois après le pic Niño. Nous avons donc intégré ce forçage extérieur dans le modèle afin d'évaluer son impact. Ce forçage est représenté par le terme : $+\sigma Nino(t-\delta)$ dans l'équation 2.2, où $+\sigma$ représente l'amplitude du forçage qui affecte l'Atlantique quelques mois plus tard. Ce temps de retard correspond à δ dans le modèle. L'équation 2.1 du modèle devient donc :

$$\frac{d}{dt}T(t) = \alpha T(t) - \beta T^3(t) - \nu T(t-\tau) + \sigma Nino(t-\delta) \quad (2.2)$$

2.3.3 Estimations des paramètres clés du modèle

L'ensemble des paramètres du modèle est présenté dans le tableau 1. Les paramètres physiques à savoir : α , ν , τ , σ et δ sont estimés à partir des données d'observation. L'ordre de grandeur moyen du paramètre $\alpha = |-0,04^\circ C / w.m^{-2}|$ de la rétroaction positive est obtenu par une régression linéaire moyenne entre le flux de chaleur latente et la SST. Plus précisément, la valeur d' α est le coefficient de régression entre les indices du mode méridien calculés à partir de l'anomalie de SST ($T_N - T_S$) d'une part et de l'anomalie du flux de chaleur latente ($Flux_N - Flux_S$) d'autre part. Les valeurs locales (en chaque point de la grille spatiale) de la régression entre ces deux variables sont montrées dans la Figure 2.1.c où nous avons présenté les couplages intervenants dans la rétroaction positive du mode méridien. Ensuite, nous normalisons α par les écarts types respectifs ($0,5^\circ C$ et $5,65 w.m^{-2}$) des deux variables afin de le rendre adimensionnel pour le modèle. La valeur adimensionnelle α devient donc : $\alpha = 0,41$. Notons que la valeur absolue sur α permet de ne pas tenir compte du sens de l'évaporation (de l'océan vers l'atmosphère ou vice versa) dans le modèle.

Le temps de décalage δ , estimé à 2 mois, correspond au décalage de temps du maximum de corrélation ($r=0,4$) entre l'indice d'El Niño moyennée dans la boîte Niño 3 (SSTA- Niño 3) et celui du mode méridien (voir figure 2.4). Le choix de cette boîte Niño 3 par rapport aux autres existantes se justifie de par sa proximité avec le bassin Atlantique, ce qui la rend plus susceptible d'avoir un impact significatif sur l'Atlantique. De plus, les études de Saravanan & Chang 2000 et Alexander et Scott (2002) ont montré aussi que l'influence d'El Niño, qui se manifeste essentiellement en hivers boréal, a un impact significatif sur l'Atlantique 2 à 3 mois plus tard, soit au printemps boréal correspondant à la saison du mode méridien. Ceci justifie également ce décalage de temps. Le signe positif du coefficient σ montre qu'un événement El Niño renforce un réchauffement dans l'Atlantique Nord et peut donc intensifier un gradient méridien positif (phase positive du mode méridien) et vice versa.

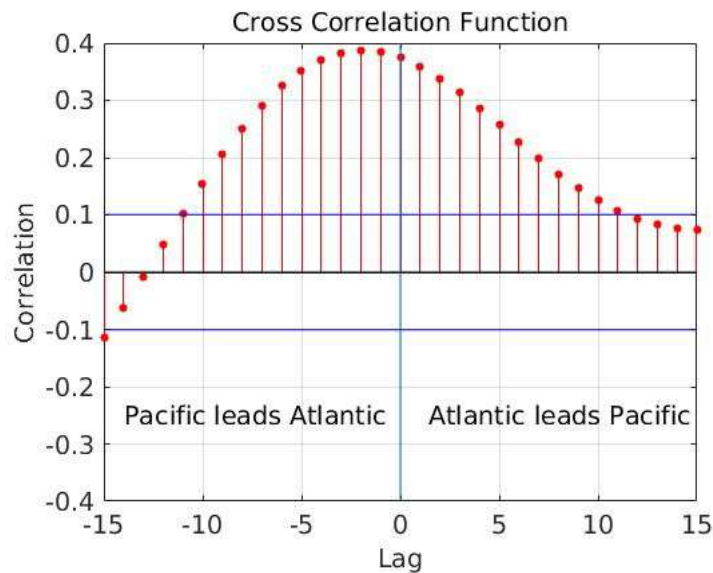


Figure 2.4 : Corrélation entre l'indice du mode méridien (T) et l'indice d'El Niño du Pacifique équatorial Est (Moyenne de l'anomalie de la SST dans la boîte Niño 3). Les corrélations $\pm 0,1$ correspondent au seuil de significativité à 95 %

Paramètres	α	β	ν	τ	σ	δ	dt
	0,41	2,1	0,27	05 mois	0,02	02 mois	$\frac{1}{30}$ mois

Table 1 – Paramètres utilisés dans le modèle conceptuel

Pour la rétroaction négative, la vitesse moyenne du courant de bord ouest impliquer dans l'advection est estimée à $\nu = 0,27 \text{ m/s}$. Cette vitesse permet d'advecter les anomalies du centre de la boîte sud vers celui du nord, soit sur une distance d'environ 30° , en un temps approximatif de $\tau = 5 \text{ mois}$. Ce temps de retard correspond à peu près à la distance entre le centre des deux boîtes ($30^\circ = 33.10^6 \text{ m}$) divisée par le courant moyen ($\nu = 0,27 \text{ m/s}$). Ce temps pourrait être rallongé si nous tenons compte de l'advection par le SEC (South Equatorial Current, en anglais), et peut-être aussi par le NECC (North Equatorial Counter Current, en anglais) au nord de l'équateur, mais pourrait être raccourci si nous tenons compte de l'accélération de ces courants pendant le mode méridien (voir figure 8, de l'article inséré dans le chapitre 3), ce qui pourrait se compenser.

Les autres paramètres β et σ du modèle sont estimés à partir d'une méthode itérative d'optimisation que nous avons développée, dont le principe est basé sur le critère des moindres carré. Nous recherchons par cette méthode les coefficients optimaux β et σ pour lesquels l'erreur quadratique moyenne RMSE (Root Mean Square Error, en anglais) de l'indice du mode méridien reproduit par le modèle par rapport à celui observé est minimale. Pour calculer le RMSE, les erreurs instantanées calculées sont tout d'abord élevées au carré, puis additionnées les unes aux autres. On divise le résultat obtenu par le nombre total d'erreurs instantanées, puis on en prend la racine carrée. Cette erreur nous donne une mesure synthétique de l'erreur globale dans une seule valeur. Pour $\beta=2,1$ et $\sigma=0,02$ dans le modèle la valeur de cette erreur est de 0,25.

2.3.4 Solution numérique et validation du modèle

Le modèle oscillatoire que nous proposons pour le mode méridien est résolu de façon numérique (Figure 2.5) et intégré dans le temps sur la période de l'indice du mode méridien (1980-2012) avec une condition initiale qui correspond à la période initiale de l'indice observé (voir les 5 premiers mois de l'année 1980 sur la Figure 2.5). Nous avons ensuite évalué les propriétés statistiques de cette solution numérique afin de valider les capacités du modèle à reproduire l'indice du mode.

La figure 2.5 montre que le modèle reproduit relativement bien l'indice observé (corrélation de 0,63 et significative à 95 %).

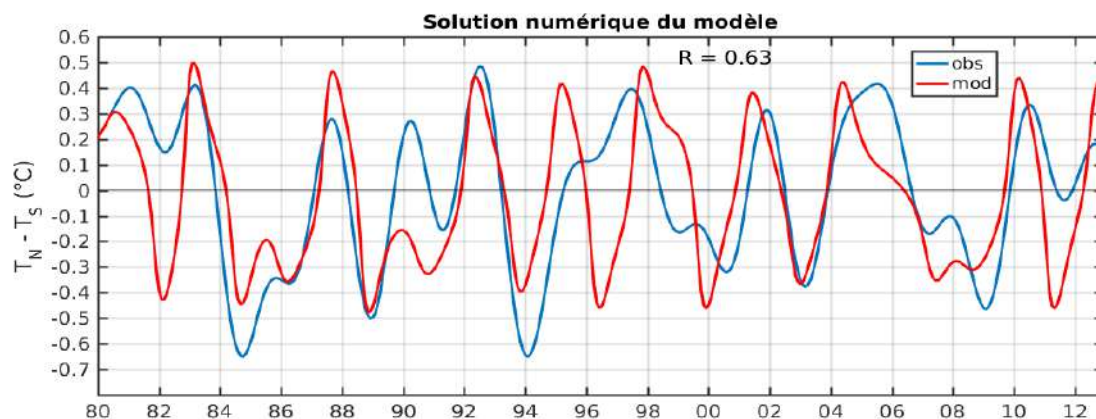


Figure 2.5: Série temporelle de l'indice du mode méridien observé (en bleue) et issu du modèle (en rouge).

Les différents événements du mode méridien identifiés au printemps boréal (saison dominante du mode) par les analyses en EOF au chapitre 3 et dont les années d'apparition sont indiquées sur la Figure 2.2.b sont tous captés par le modèle conceptuel à l'exception de l'événement 1997 qui est apparu un peu plus tard dans l'année dans le modèle. Ces résultats montrent la capacité du modèle conceptuel à simuler les différents événements du mode et mêmes ceux qui sont apparus en dehors du printemps boréal (1994, 2002, 2003). Notons que le modèle arrive à identifier l'événement de 1996 qui n'apparaît pas dans l'indice filtré (à cause de la fenêtre de filtrage utilisée) mais est bien présent dans l'indice brute (voir Figure 2.2b).

Ensuite, nous effectuons une analyse spectrale du modèle que nous comparons à celle des observations (Figure 2.6). Cette analyse révèle que l'oscillation du mode méridien possède deux bandes de fréquence très énergétiques. La première bande, de période comprise entre 2-3 ans, renferme deux pics de fréquence (environ 2,5 et 3 ans) et la deuxième bande, de période comprise entre 4 et 9 ans, renferme également deux pics de fréquence (environ 4,5 et 8 ans). Le modèle arrive à reproduire les deux pics de la bande haute fréquence (environ 2,5 et 3 ans) et montre un troisième pic inclus dans la basse fréquence avec une période d'environ 5,5 ans. L'amplitude relative des différents pics est cependant différente des observations.

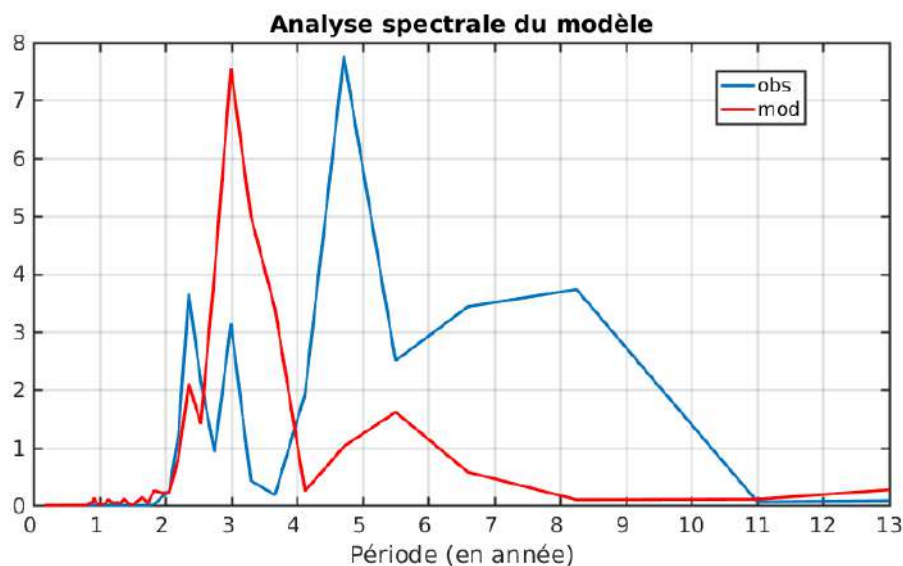


Figure 2.6 : Analyse spectrale de la série temporelle de l'indice du mode méridien observé (bleue) et issu du modèle (rouge).

2.3.4.a Rôle du forçage ENSO dans le modèle

Pour mieux identifier les mécanismes associés à ces différentes bandes de fréquence, nous avons analysé le comportement du modèle sans forçage ($\sigma=0$). La simulation du modèle sans forçage montre une oscillation régulière autour de $0,25\text{ }^{\circ}\text{C}$, qui s'amortit très vite dans le temps sans pouvoir générer des oscillations de signe opposé (Figure 2.7). Cela montre que la rétroaction négative n'est pas suffisante pour déclencher le changement de phase et l'oscillation du système autour de son état d'équilibre. Pour corriger cela, nous avons amplifié le paramètre ν qui contrôle l'amplitude de la rétroaction négative à $\nu=0,27+0,02$ qui correspond à la valeur à partir de laquelle l'oscillation est stable et non amortie. La nouvelle simulation avec ce paramètre amplifié montre une oscillation régulière, d'amplitude constante (Figure 2.7) et de période d'environ 2,5 ans appartenant donc à la bande haute fréquence (Figure 2.9).

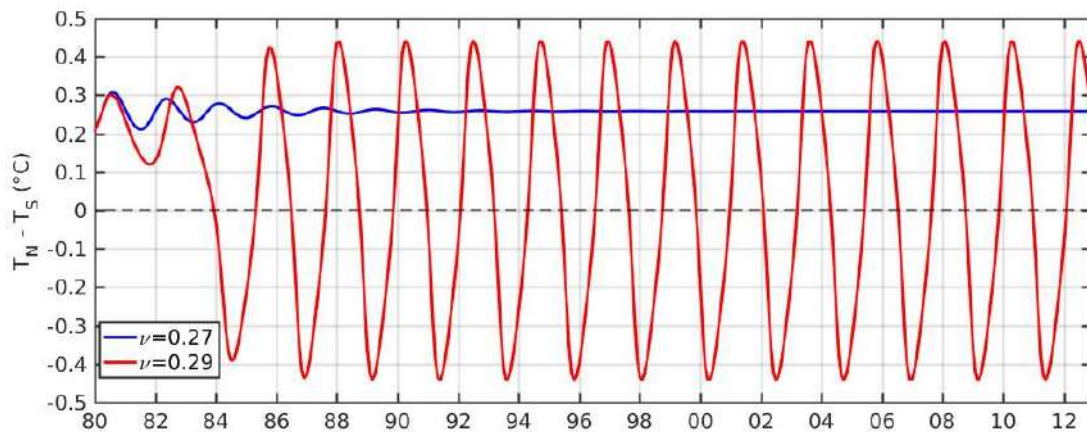


Figure 2.7 : Solution numérique du modèle sans forçage El Niño pour le paramètre de la rétroaction négative $\nu=0,27$ (bleu) et $\nu=0,29$ (rouge)

Pour s'assurer que l'amplification de la rétroaction négative n'impose pas la bande de fréquence au signal du modèle sans forçage, nous avons évalué le spectre du signal associé à un ensemble de valeurs autour de ν . La Figure 2.8 montre que pour des valeurs de ν appartenant à l'intervalle $[0,26-0,35]$, la fréquence est en moyenne autour de 2 ans (de 20 mois à 27 mois) avec un maximum égal à 27 mois (environ 2,5 ans) pour $\nu=0,27+0,02$. Ces fréquences sont toutes incluses dans la bande à haute fréquence du modèle ce qui nous permet de conclure que le spectre du modèle sans forçage est moins sensible aux variations autour de ν , donc que le pic de fréquence d'environ 2,5 ans n'est pas lié à l'amplification du paramètre ν mais que celle-ci permet de maintenir le système dans son état oscillant (état non amorti).

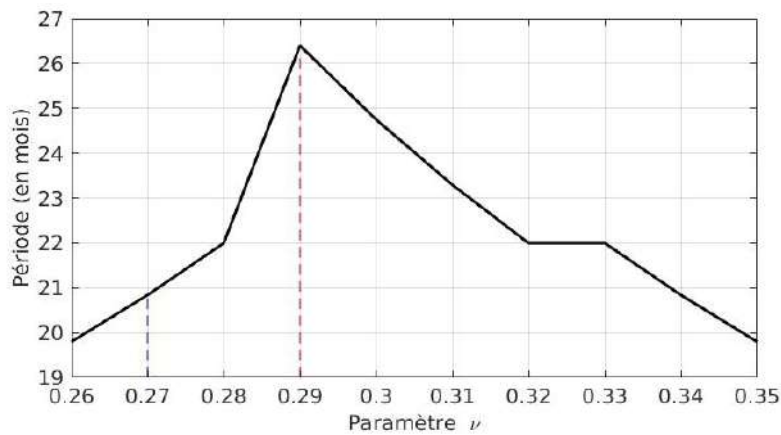


Figure 2.8 : Analyse spectrale de la solution numérique du modèle sans forçage El Niño en fonction du paramètre ν de la rétroaction négative. Les paramètres $\nu = \{0,27 \text{ et } 0,29\}$ correspondent à ceux utilisés à la Figure 2.7.

Dans ce modèle sans forçage, c'est la présence d'une rétroaction positive rapide et d'une rétroaction négative lente ($\alpha > \nu$) qui permet au système d'osciller. À partir d'une perturbation initiale du système, la rétroaction positive rapide entraîne la croissance du gradient de température. Par contre la rétroaction négative lente vient ensuite renverser la croissance initiale en sa phase opposée, et le même mécanisme de croissance/renversement se répète ainsi de suite, ce qui résulte en une oscillation régulière auto-entretenu (sans besoin de forçage externe) de période d'environ 2,5 ans. L'analyse spectrale d'ENSO montre que les événements El Niño se manifestent plus ou moins régulièrement tous les 2 à 7 ans (Yeh et al., 2009), majoritairement dans deux pics de fréquence dont l'un est d'environ 3,5 ans et l'autre plus énergétique de 5,5 ans (Figure 2.9). Comparé au modèle avec forçage, on retrouve le pic de 5,5 ans dans le modèle alors que celui de 3,5 ans n'y est pas de façon explicite (Figure 2.9). Cela suggère que la variabilité basse fréquence (pic de fréquence de 5,5 ans) d'ENSO s'infiltre linéairement dans le modèle auto-entretenu alors que celle de la haute fréquence (pic de fréquence de 3,5 ans) dissipe son énergie dans le modèle en interagissant de façon non linéaire avec l'oscillation auto-entretenu (pic de fréquence de 2,5 ans) pour générer le pic à 3 ans observé dans le modèle forcé.

On retient donc que le mode méridien résulte de la superposition d'un mécanisme auto-entretenu basé sur les rétroactions positives et négatives générant des oscillations régulières de haute fréquence et d'un autre mécanisme d'oscillation basse fréquence lié à l'influence d'ENSO du Pacifique.

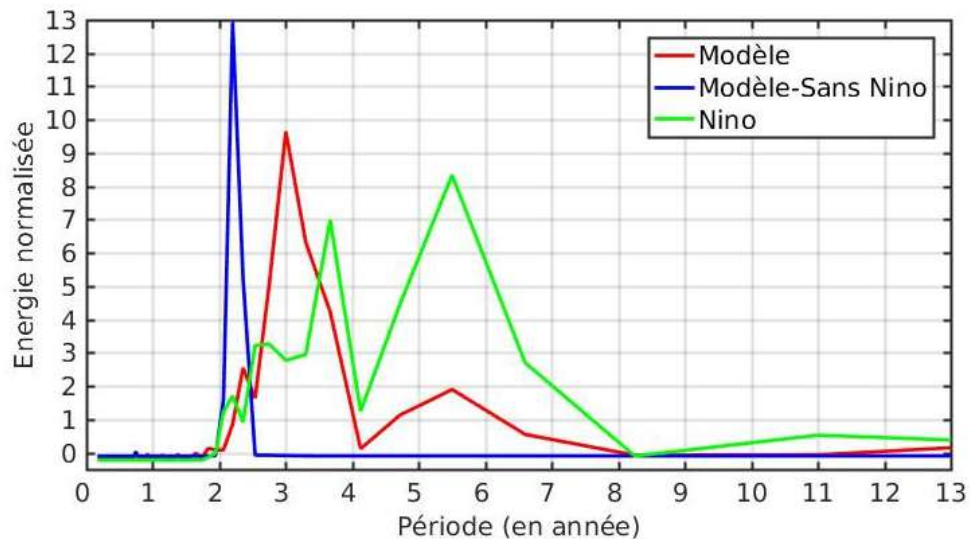


Figure 2.9 : Analyse spectrale de la série temporelle de l'indice du mode méridien issu du modèle avec forçage (en rouge), sans forçage (en bleu) et de l'anomalie de SST à l'Est du Pacifique équatorial moyennée dans la boîte Niño 3 (en vert).

2.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons estimé les différents couplages océan-atmosphère qui interviennent dans les mécanismes du mode méridien et avons ensuite proposé un nouveau modèle conceptuel pour expliquer les principaux mécanismes responsables des oscillations ce mode. C'est la présence d'une rétroaction positive rapide, dite « WES » impliquant la SST, le vent et l'évaporation, et d'une rétroaction négative lente, liée à l'advection méridienne d'anomalies, dans le modèle qui génère des oscillations régulières de haute fréquence (période entre 2-3 ans) du mode méridien. Sa composante basse fréquence (période entre 4-9 ans) est liée à l'influence du phénomène ENSO du Pacifique sur l'interaction entre l'océan et l'atmosphère dans l'Atlantique tropical. L'évaluation de cette influence a montré qu'ENSO interagit de façon non linéaire avec le mode méridien aux hautes fréquences alors qu'elle impose ses oscillations au mode méridien aux basses fréquences.

Dans notre modèle conceptuel, l'hypothèse que nous faisons sur la rétroaction négative est essentiellement liée à l'estimation du temps nécessaire pour que les courants de bords ouest advectent les anomalies du sud vers le nord et ainsi déclenchent l'oscillation du mode. L'existence de la rétroaction négative a été démontrée par des études antérieures (e.g. Chang et al. 1997 ; Seager et al. 2001 et Kushnir et al. 2002).

Chapitre

3. Impact des modes climatiques sur la salinité de surface de la mer

3.1 Introduction

3.1.1 Cycle saisonnier et variabilité interannuelle de la SSS dans l'Atlantique tropical

Tout comme la température, la salinité est un paramètre important qui intervient dans les processus d'échanges entre l'océan et l'atmosphère. Elle est un bon indicateur des flux d'eau douce à la surface de l'océan (Yu, 2011), qu'ils proviennent de l'atmosphère ou des continents. Dans l'Atlantique tropical, la distribution spatiale de la SSS reflète celle des flux E-P (différence entre Évaporation et Précipitation) : les zones de fortes valeurs de salinité sont caractérisées par un flux dominé par une forte évaporation associée aux centres des gyres subtropicaux et inversement les régions de faible salinité sont marquées par un flux dominé par une forte précipitation sous la zone de convergence intertropicale. Son cycle saisonnier a été étudié à partir d'observations et modèles. Il est régi par les processus océaniques et atmosphériques dont l'équilibre diffère d'une région à une autre (Da-Allada et al., 2013, 2014b et Camara et al., 2015). Au Nord-est, ce sont l'advection zonale et les précipitations qui dominent le cycle saisonnier de la SSS alors qu'au Nord-ouest et dans le Golfe de Guinée, où les gradients horizontaux sont importants à cause des décharges fluviales des fleuves Amazone, Niger et Congo, ce sont l'advection horizontale et les processus verticaux qui le dominent.

Alors que son cycle saisonnier est maintenant assez bien documenté, on en sait peu sur la variabilité interannuelle de la SSS dans l'Atlantique tropical en raison de la relativement faible densité des données *in situ*. Néanmoins, Da-Allada et al. (2014b) ont commencé à étudier cette variabilité dans le Golfe de Guinée à l'aide des données SSS *in situ* compilées sous forme de produit grillé pour la période 1970-2013 par le SNO-SSS du LEGOS, et d'un modèle régional.

Le couplage océan-atmosphère à l'œuvre dans les modes méridien et équatorial, que nous avons expliqué dans le chapitre 1, et qui se manifeste par un lien entre les déplacements de l'ITCZ et la circulation océanique, suggère que ces modes peuvent avoir un impact sur la variabilité à grande échelle de la SSS, tout comme ENSO affecte la SSS dans le Pacifique (par exemple, Delcroix et

Hénin, 1991 ; Singh et al., 2011 ; Hasson et al., 2013). À notre connaissance, l'impact de ces modes sur la SSS dans l'Atlantique tropical n'a pas encore été étudié. Reverdin et al. (2007) ont mis en évidence l'impact de modes climatiques comme ENSO et la NAO sur la SSS, mais n'ont établi aucun lien avec les modes méridien et équatorial. Leur étude s'est essentiellement concentrée sur l'Atlantique Nord où les données *in situ* recueillies étaient assez longues pour analyser les changements interannuels ou décennaux.

Dans ce chapitre, nous procéderons à une extraction et classification des modes climatiques dominants de l'Atlantique tropical et de leurs années d'apparition. Nous identifierons ensuite la signature en SSS des modes dominants à l'aide d'observations *in situ* et satellite. Enfin nous rechercherons les principaux mécanismes (océaniques et /ou atmosphériques) responsables de cette signature à l'aide d'un modèle de circulation générale.

3.1.2 Données et modèles

Pour cette étude, nous avons utilisé essentiellement des données *in situ* de SSS, des données issues du satellite SMOS, des produits de réanalyse Era-Interim et une simulation numérique régionale du modèle NEMO. Les caractéristiques détaillées de chacune de ces données et du modèle seront présentées dans la publication insérée à la section 3.2.

3.2 Classifications des modes climatiques de l'Atlantique tropical

Plusieurs méthodes d'analyse des données ont été appliquées sur les anomalies de SST, vent et précipitation afin de classifier les différents modes de variabilité interannuelle dans l'Atlantique tropical. Ces méthodes sont, la décomposition en Fonctions Empiriques Orthogonales (Empirical Orthogonal Functions, EOFs), la régression linéaire et la Classification Ascendante Hiérarchique (CAH), ou Agglomerative Hierarchical Clustering en anglais (Kohonen, 1989). Nous avons choisi de présenter les résultats issus des analyses EOFs qui sont bien connues et de la technique CAH qui est moins fréquemment utilisée.

3.2.1 Méthode des EOFs

3.2.1.a Principe des EOFs

L'analyse en EOF est une méthode de réduction de données qui fournit une description compacte de la variabilité spatiale et temporelle d'une série de données en termes de fonctions orthogonales (ou modes EOF) dont les premières expliquent généralement la plus grande partie de la variance.

Son principe de base consiste à décomposer chaque variable climatique sous la forme :

$$F(x, t) = \sum_{i=1}^{\infty} \alpha_i g_i(t) f_i(x) \quad \text{où } f_i \text{ et } g_i \text{ sont respectivement des fonctions orthogonales spatiales}$$

et temporelles obtenues par diagonalisation de la matrice de covariance. La valeur propre correspondante est la portion de la variance associée à la carte dans l'espace physique.

Comme les principaux modes de variabilité grande échelle de l'Atlantique tropical résultent d'un couplage entre l'océan et l'atmosphère, nous avons effectué une analyse en EOF multivariée (Alory et Delcroix, 2002) en combinant dans une même matrice les variables océanique (SST) et atmosphérique (composante zonale et méridienne du vent) toutes normalisées sur la même période.

3.2.1.b Application des EOFs

La figure 3.1 présente les deux modes de variabilité couplée les plus énergétiques en SST et vents du printemps boréal. Les valeurs positives représentent un réchauffement et les valeurs négatives un refroidissement de la SST par rapport à la moyenne saisonnière, quand la série temporelle est positive, et vice-versa. Le premier mode (figure 3.1.a) représente environ 30 % de la variance totale avec une structure spatiale qui est celle du mode méridien que nous avons décrit au chapitre 1. Un dipôle d'anomalies de SST de signe opposé au nord et au sud de la position moyenne de l'ITCZ (vers 3-5°N) est associé à une intensification des alizés de sud-est à l'équateur durant sa phase positive. L'EOF multivariée impose que les structures spatiales de SST et vent varient selon la même fonction de temps. Les valeurs excédant l'écart-type de la fonction temporelle normalisée (figure 3.1.b) indiquent l'existence d'un mode méridien bien marqué, soit positif en 1980, 1981, 1983, 1992, 1997, 2004, 2005, 2012 ou négatif en 1984, 1985, 1986, 1989, 1991, 1996, 1999, 2008, 2009.

La décomposition des anomalies des mêmes variables en été boréal fait ressortir les deux modes dominants présentés sur la figure 3.2. Le premier mode représente environ 20 % de la variance totale et est caractérisé par un réchauffement anormal de la SST dans le Golfe de Guinée, avec des anomalies de vent d'ouest correspondant à un ralentissement des alizés dans la région ouest équatoriale (figure 3.2.c). Ces caractéristiques correspondent bien au mode équatorial décrit au chapitre 1. Les valeurs excédant l'écart-type de la fonction temporelle normalisée (figure 3.2.d) indiquent la présence d'un mode équatorial, soit positif en 1988, 1989, 1995, 1996, 1998, 1999, 2008, 2010, ou négatif en 1982, 1983, 1992, 1997, 2001, 2002, 2014, 2015 (figure 3.2.d).

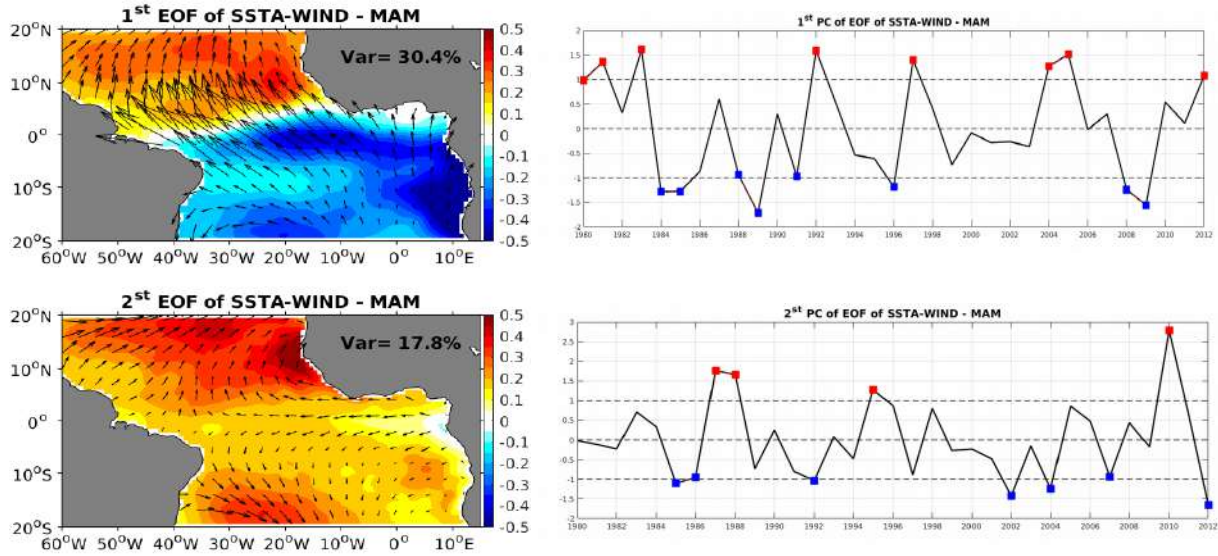


Figure 3.1: Structure spatiale et série temporelle du premier (a) et du deuxième (b) mode de l'analyse en EOF multivariée des anomalies de SST (couleurs) et vent (flèches) du printemps boréal et leurs séries temporelles normalisées respectives (b, d). Les points rouges et bleus de la série chronologique indiquent des valeurs supérieures à ± 1 écart-type.

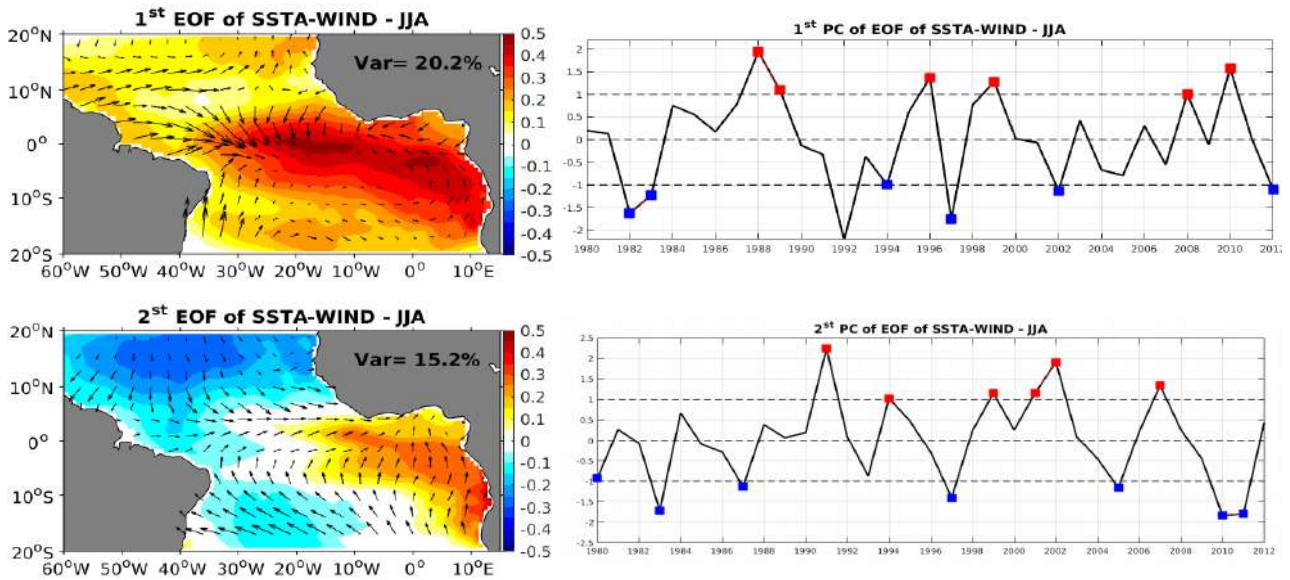


Figure 3.2 : Structure spatiale et série temporelle du premier (a) et du deuxième (b) mode de l'analyse en EOF multivariée des anomalies de SST (couleurs) et vent (flèches) de l'été boréal et leurs séries temporelles normalisées respectives (b, d). Les points rouges et bleus de la série temporelle indiquent des valeurs supérieures à ± 1 écart-type.

3.2.2 Méthode des clusters : Classification Ascendante Hiérarchique

3.2.2.a Principe des clusters

La Classification Ascendante Hiérarchique (CAH) est une méthode de classification itérative qui permet de réduire de grands ensembles de données à un plus petit nombre de groupes (Ward, 1963). Dans la procédure CAH, chaque singleton (défini comme une carte d'anomalies mensuelle et considéré comme un élément unique de l'ensemble de données) est initialement fusionné avec un autre en fonction de la plus petite distance euclidienne (distance entre deux points) entre chaque paire de singletons. Chaque groupe fusionné résultant, appelé cluster, est ensuite apparié avec un autre groupe fusionné selon le critère de Ward (1963) (qui est analogue à la distance euclidienne pour les singletons). Ce critère utilise cette distance euclidienne pour fusionner chaque paire de singleton (s) et (ou) singleton (s) déjà fusionné (s) en fonction de la plus petite somme de la distance au carré entre le singleton et le centroïde du cluster. Cela garantit une similarité maximale entre les éléments formant le cluster et une dissimilarité maximale entre tous les clusters.

Cette procédure est répétée jusqu'à ce que les deux clusters restants se fusionnent finalement dans l'ensemble de données complètes. La procédure de regroupement peut être représentée par un dendrogramme ou arbre de classification, qui illustre les fusions effectuées à chaque étape successive de l'analyse et la distance de liaison (séparation) entre chaque regroupement successif. L'abscisse de cet arbre montre les numéros de chaque singleton ou cluster unique et l'ordonnée indique la hauteur. Les lignes horizontales relient les clusters tandis que les lignes verticales indiquent la distance entre chaque paire de clusters fusionnés.

Par conséquent, pour identifier les principaux modes de variabilité, il suffit de découper le dendrogramme horizontalement pour représenter l'ensemble des données en partant seulement de quelques clusters uniques fusionnés qui peuvent être physiquement expliqués (similaire à une procédure EOF où seuls les premiers modes dominants sont utilisés). Cette limite peut être définie arbitrairement afin de maximiser de manière optimale la similarité au sein du cluster et la dissemblance entre les clusters. Des exemples de l'utilisation de cette technique de classification peuvent être trouvés dans les travaux de Kao et Yu (2009), Vincent et al. (2009) et Singh et al. (2011).

3.2.2.b Application des clusters

Comme nous l'avons précédemment dit, l'avantage de l'analyse en EOF est qu'elle donne une description compacte de la variabilité spatiale et temporelle. Cependant, elle assume une symétrie

directe entre les phases positive et négative de chacune des structures spatiales identifiées. Or certaines études (par exemple, Larkin et Harrison, 2002) ont montré que dans le Pacifique, les structures spatiales des événements El Niño et La Niña ne sont pas strictement opposées. De plus, Singh et al. (2011) ont aussi noté cette dissymétrie sur la signature en SSS associée à ENSO. Pour cette raison, nous avons appliqué la méthode des clusters à la SST dans l'Atlantique tropical afin de comparer les résultats à ceux précédemment obtenus avec l'analyse en EOFs pour in fine définir la méthodologie optimale permettant de mieux suivre et étudier ces modes dans la suite du travail.

La figure 3.3 représente les 5 premiers modes dominants issus de l'analyse en cluster appliquée sur la SST du printemps boréal. Les structures spatiales en SST sont représentées par les clusters 1, 2, 3, 4 et 5 et pour chaque cluster, on peut voir ses années d'apparition sur l'abscisse de l'arbre de classification (dendrogramme).

On note donc que les clusters 1 et 2 montrent la structure spatiale du mode méridien respectivement en phase positive et négative. Le cluster 1 est apparu en 1980, 1981, 1982, 1983, 1992, 1997, 2004, 2005, 2012 et le cluster 2 dans les années : 1985, 1986, 1989, 1991, 1994, 1999, 2002, 2003, 2009. En comparant ces résultats à ceux obtenus à partir des analyses en EOFs à la figure 3.1a.b, on remarque que toutes les années identifiées par l'analyse en cluster se retrouvent dans le classement issu des EOFs à l'exception des années soulignées dont les amplitudes des anomalies sont inférieures à l'écart type et donc ne sont pas pris en compte dans le classement général. L'analyse en cluster ne permet pas de quantifier l'amplitude du mode pour les différentes années où il se manifeste, mais seulement le signe. Il est aussi à noter que les années 1984 et 2008 ont été identifiées, avec les EOFs, comme des années du mode méridien en phase négative alors qu'elles sont ici classées dans le cluster 4, qui sera décrit dans le prochain paragraphe. De cette comparaison, il ressort donc que le mode méridien peut être vu comme un mode à caractère symétrique, du moins, du point de vue qualitatif et peut être identifié à l'aide d'une analyse en EOF multivariée.

Le cluster 3 montre un réchauffement à l'échelle du bassin comparable au deuxième mode de l'analyse en EOF (figure 3.1.c.d), apparu en 1988, 1996, 1998 et 2010 où l'analyse EOF montre également un mode positif, particulièrement fort les années 1988 et 2010. Ce réchauffement semble être lié aux événements El Niño du Pacifique apparu en 1988, 1998 et 2010 (voir figure 3.5). Enfield et Mayer (1997) ont mis évidence ce lien entre le Pacifique et l'Atlantique qui s'explique par les mécanismes de téléconnexion. Ils montrent que cette influence sur anomalies de SST dans l'Atlantique atteint son pic la saison succédant à la phase mature d'ENSO. Le cluster 4 montre en 1984, 1995, 2001, 2006, 2007, 2008 et 2011, un fort réchauffement au large des côtes sud africaines (Angola, Namibie). Ces événements chauds sont appelés Benguela Niño (Shannon et al., 1985), par

analogie à El Niño du Pacifique. Le Benguela Niño a un fort impact sur l'écosystème marin, les précipitations et le système d'upwelling côtier de la région (Rouault et al., 2007). Rouault (2012) et Reason et al. (2015) ont classifié tous les événements du Benguela Niño depuis les années 1950, à partir de la série temporelle de l'indice d'ABA ("Angola Benguela area", définie par Florenchie et al., 2003), défini par la moyenne des anomalies de SST dans la boîte ABA (20°S-10°S, 8°E-15°E, voir la position de la boîte sur le cluster 4, figure 3.3). Les dates d'apparition des événements chauds du cluster 4 sont en accord avec leurs résultats à l'exception des années 2007 et 2008 où l'amplitude des anomalies est inférieure à leur écart type moyen (leur critère de classification) dans cette région. Ceci confirme que le mode identifié dans le cluster 4 est bien le Benguela Niño. Les processus liés à ce mode sont maintenant assez bien documentés. Il est principalement dû à un forçage lointain qui est caractérisé par un ralentissement des alizés à l'ouest de la bande équatoriale (Philander, 1986 ; Carton et Huang, 1994 ; Vauclair et du Penhoat, 2001; Reason et al., 2006 et Imbol et al., 2017). Les anomalies de température de subsurface associées aux ondes de Kelvin générées par ces alizés se propagent sous la thermocline jusqu'à la région d'Angola-Benguela où elles apparaissent à la surface sous forme d'anomalies SST (Florenchie et al., 2003, 2004, Rouault et al., 2007). Cependant, l'épisode froid de ce mode, appelé Benguela Niña, n'a pas été explicitement identifié par notre analyse en cluster. Rouault (2012) et Imbol et al. (2017) ont noté son apparition lors des années 1983, 1992, 1997, 2004, 2005 et 2012. On pourrait donc s'attendre à un cluster de structure spatiale opposée à celle du cluster 4 (Benguela Niño), ce qui ne ressort pas de nos analyses. Les EOFs et clusters montrent plutôt que les 6 années de Benguela Niña se caractérisent par des phases positives du mode méridien (figure 3.1.a.b et cluster 1 de la figure 3.3). Ces résultats ne sont pas contradictoires, puisque la phase positive du mode méridien est caractérisée par un refroidissement général au sud de l'équateur, avec des anomalies négatives de SST bien marquées dans la région du Benguela (figure 3.1.a.b et cluster 1 de la figure 3.3). Puisque le Benguela Niño et la phase négative du mode méridien sont 2 clusters distincts (cluster 4 et 2 de la figure 3.3, respectivement), alors que le Benguela Niña et la phase positive du mode méridien ne sont qu'un seul et même cluster (cluster 1, figure 3.3), nous en concluons que le Benguela Niño est un mode asymétrique, avec des processus a priori distincts régissant Benguela Niño et Niña. En effet, les mécanismes responsables des anomalies de SST du mode méridien, qui sont aussi en partie celles du Benguela Niña, sont surtout liés aux interactions thermodynamiques entre l'océan et l'atmosphère (WES feedback, voir chapitre 1) alors que ceux du Benguela Niño sont surtout liés à la dynamique équatoriale (Imbol et al., 2017).

Le dernier cluster (cluster 5) fait ressortir un réchauffement au large des côtes nord-ouest de l'Afrique (au large du Sénégal) apparu en 1987, 1990, 1993, 2000. Ce mode n'a pas encore été

identifié dans la littérature et semble asymétrique et non oscillatoire, car il ne correspond à aucun mode issu de l'analyse en EOF et ne semble pas avoir de phase négative. En dehors de la région de réchauffement et de quelques anomalies froides très localisées, le reste du bassin ne présente pas d'anomalies marquées. Cela nous amène à suggérer que ce cluster pourrait être une phase transitoire pour les autres clusters et par conséquent un mode neutre.

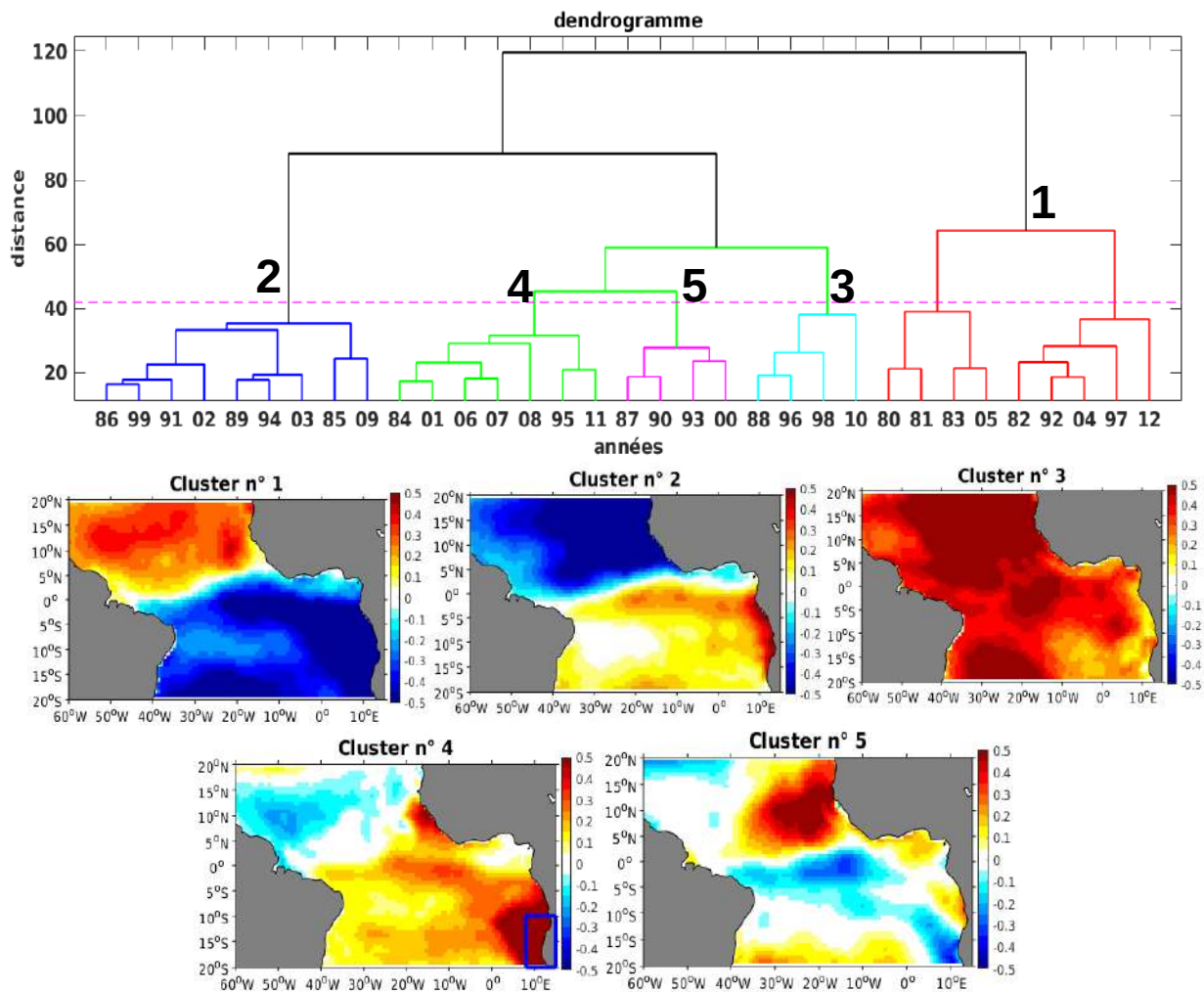


Figure 3.3 : Structures spatiales (clusters 1, 2, 3, 4, 5) et dendrogramme issus de l'analyse en cluster appliquée sur l'anomalie de SST du printemps boréal. La boîte ABA (rectangle bleu sur le Cluster n°4, 20°S-10°S, 8°E-15°E).

La figure 3.4 présente les résultats de l'analyse en cluster effectuée sur l'anomalie de SST de l'été boréal. Deux principaux modes sont identifiés : les clusters 1 et 2 s'apparentent respectivement à la

phase positive et négative du mode équatorial et le troisième mode (cluster 3) semble être une phase neutre. Le cluster 1 est apparu en 1984, 1985, 1987, 1988, 1989, 1995, 1996, 1998, 1999, 2006 ; 2008, 2010 alors que le cluster 2 est apparu en 1980, 1981, 1982, 1983, 1992, 1997, 2005. Toutes ces années identifiées sont en accord avec les résultats issus de l'analyse en EOFs pour le mode équatorial (figure 3.2.a.b) à l'exception des années soulignées pour lesquelles l'amplitude des anomalies est faible par rapport à l'écart type de la fonction temporelle de l'EOF 1 (figure 3.2.b). Ce mode équatorial étant de structure quasi symétrique, l'analyse en cluster ne fait donc principalement que confirmer l'analyse en EOF.

Il faut noter que la faible amplitude des anomalies des années soulignées aussi bien pour le mode méridien que pour le mode équatorial pourrait être liée à la prise en compte du couplage océan-atmosphère dans l'analyse en EOF tandis que l'analyse en cluster se base uniquement sur une variable (SST) et donc ne prend pas en compte ce couplage.

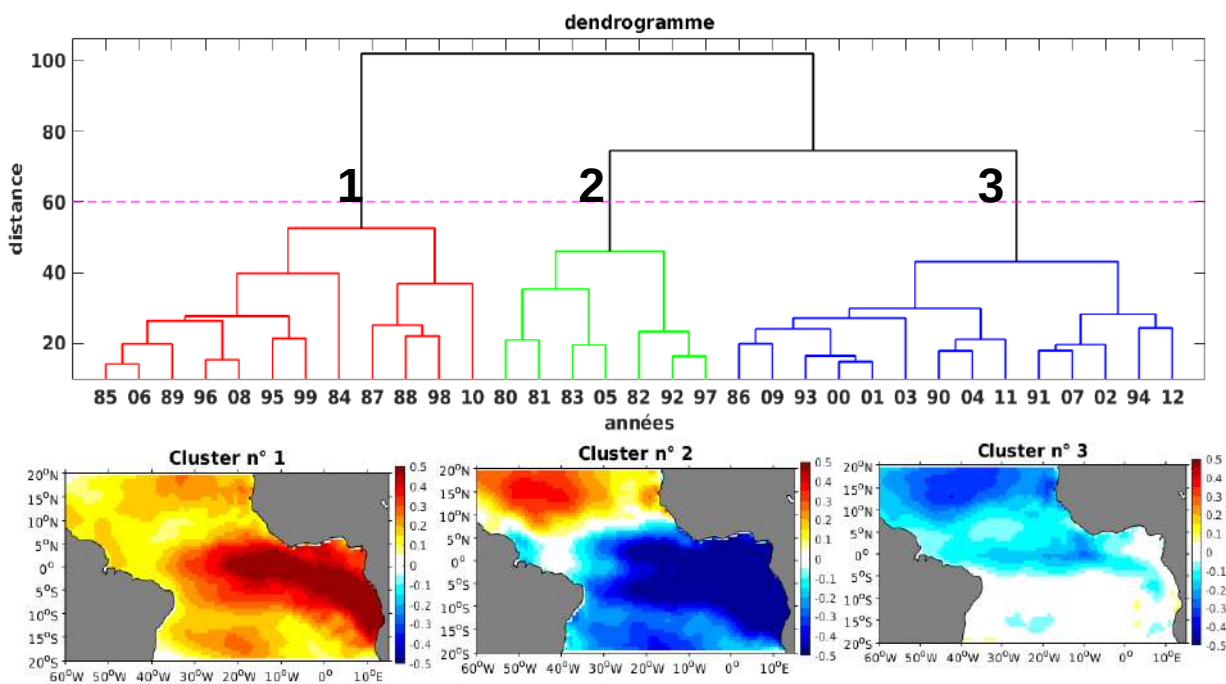


Figure 3.4 : Structures spatiales (clusters 1, 2, 3, 4, 5) et dendrogramme issus de l'analyse en cluster appliquée sur l'anomalie de SST de l'été boréal.

Années	Saisons					
	DJF					
		MAM		JJA		
		EOF	Cluster	EOF	Cluster	
1980		MMe	MMe		MEq	
1981		MMe	MMe		MEq	
1982			MMe	MEq	MEq	
1983	Niño	MMe	MMe	MEq	MEq	
1984		MMe	BNiño		MEq	
1985	Niña	MMe	MMe		MEq	
1986			MMe			
1987		MBasin			MEq	
1988	Niño	MBasin	MBasin	MEq	MEq	
1989	Niña	MMe	MMe	MEq	MEq	
1990						
1991		MMe	MMe			
1992	Niño	MMe	MMe	MEq	MEq	
1993						
1994			MMe			
1995		MBasin	BNiño		MEq	
1996		MMe	MBasin	MEq	MEq	
1997		MMe	MMe	MEq	MEq	
1998	Niño		MBasin		MEq	
1999			MMe	MEq	MEq	
2000	Niña					
2001			BNiño			
2002			MMe	MEq		
2003			MMe			
2004		MMe	MMe			
2005		MMe	MMe		MEq	
2006			BNiño		MEq	
2007			BNiño			
2008	Niña	MMe	BNiño	MEq	MEq	
2009		MMe	MMe			
2010	Niño	MBasin	MBasin	MEq	MEq	
2011			BNiño			
2012		MMe	MMe	MEq		

Figure 3.5 : Tableau récapitulatif des évènements positifs (rouge) et négatifs (bleu) du mode méridien (MMe), Benguela Niño (BNiño), du mode à l'échelle du Basin (MBasin) au printemps boréal (MAM) et du mode équatorial (MEq) en été boréal (JJA). Les évènements El Niño (rouge) et La Niña (bleu) du Pacifique Équatorial Est (boîte Niño3 : 150°W – 90°W ; 5°S – 5°N, figure 3.5, Chapitre 1) en hiver boréal (DJF). Les évènements neutres correspondent aux boîtes vides (blanc)

Pour la suite du travail, nous nous focalisons sur les deux principaux modes climatiques identifiés, à partir des analyses en EOFs, à savoir le mode méridien et le mode équatorial. Dans un premier temps, nous rappelons l'impact de ces modes sur les précipitations et ensuite, nous montrons pour la première fois son impact sur la SSS, qui fera l'objet de l'article ci-après.

La figure 3.6 présente les résultats de l'analyse en EOF des précipitations dans l'Atlantique tropical. Le premier mode du printemps boréal (figure 3.4.a.b) représente 30 % de la variabilité totale et est caractérisé par un dipôle avec de fortes précipitations dans la bande 3°-10°N et moins de précipitations dans la bande 1°N-10°S durant sa phase positive, et vice versa. En été boréal, le premier mode représente 19 % de la variance totale et est caractérisé par une forte précipitation dans la bande équatoriale entre 1°S – 3°N.

La fonction temporelle des modes de précipitation dominants au printemps et en été est respectivement très bien corrélée au mode méridien ($R=0,95$) et au mode équatorial ($R=0,84$), avec une significativité de 95 %. Ce lien confirme les travaux de Kushnir et al. (2006) et de Murtuggude et al. (2001). Ces derniers expliquent cette relation par le déplacement vers le nord de l'ITCZ qui entraîne plus de pluies au nord de sa position moyenne et moins au sud durant la phase positive du mode méridien, alors qu'elle se déplace vers la bande équatoriale où elle entraîne plus de pluies durant la phase positive du mode équatorial, et vice versa durant leur phase négative.

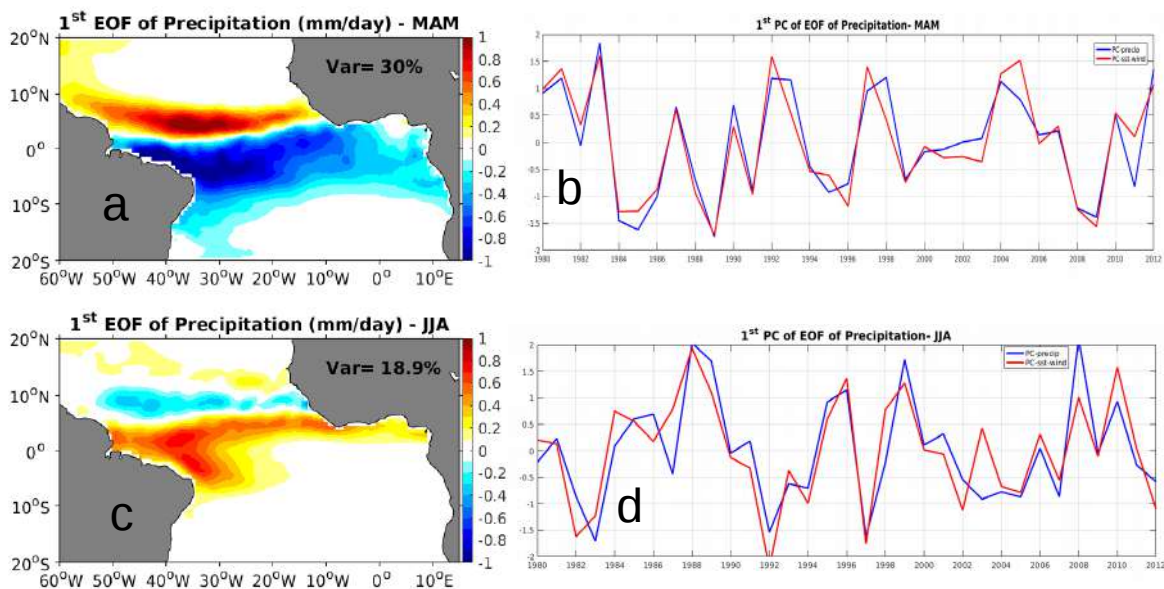


Figure 3.6 : Structures spatiales (a, c) et séries temporelles normalisées respectives (b, d) du premier mode issu de l'analyse en EOF de l'anomalie de précipitation du printemps boréal (a,b) et

de l'été boréal (c, d). Les fonctions temporelles (figure 3.1.b et 2.b) des modes méridien et équatorial sont respectivement superposées.

3.3 Article : Sea Surface Salinity signature of the tropical Atlantic interannual climatic modes

La prolongation de ces travaux a donné lieu à un article publié (Awo et al., 2018) dans le Journal of Geophysical Research – Oceans, que nous reproduisons ici dans son intégralité. Nous présentons dans l'article plus en détail toutes les données utilisées, les caractéristiques du modèle, et les différentes méthodes qui nous ont permis de quantifier l'impact des modes méridien et équatorial sur la SSS dans l'Atlantique tropical et les mécanismes associés.

3.3.1 Résumé en français

Une consistante signature de la salinité de surface de la mer (SSS) des modes méridien et équatorial de l'Atlantique tropical à l'échelle interannuelle est extraite des observations *in situ* et d'une simulation numérique régionale, à partir d'une analyse statistique sur la période 1980-2012. Les processus océaniques et/ou atmosphériques responsables de la signature de chaque mode sont identifiés grâce à un bilan de sel dans la couche de mélange du modèle validé. Le mode méridien est associé au printemps à un dipôle de SSS nord-sud dans la bande équatoriale, dû à des changements dans le flux d'eau douce liés à un déplacement latitudinal de la zone de convergence intertropicale (ITCZ). Le mode méridien est également associé à de grandes anomalies de SSS dans l'Atlantique tropical nord et sud ouest, dues à l'advection d'eaux équatoriales relativement douce par le renforcement des courants de bord ouest, et au large du fleuve Congo où l'advection méridienne et verticale est impliquée. Le mode équatorial est associé en été à 3 bandes zonales d'anomalies alternées de SSS entre 5°S et 10°N. La bande la plus au sud est due à l'advection et la diffusion verticales à la base de la couche de mélange, les deux autres à un déplacement du maximum de précipitations lié à l'ITCZ, avec une contribution supplémentaire d'advection méridienne dans la bande la plus au nord. Le mode équatorial conduit également à de fortes anomalies de SSS dans la région de rétroflexion du courant nord du Brésil, principalement dues à l'advection horizontale des anomalies de SSS équatoriales. Les signatures de SSS des modes méridien et équatorial décrits ci-dessus sont bien capturées par le satellite SMOS lors d'événements particuliers.

Sea Surface Salinity signature of the tropical Atlantic interannual climatic modes

F. M. Awo^{1,2,4}, G. Alory², C. Y. Da-Allada^{1,3,4,5}, T. Delcroix², J. Jouanno², E. Kestenare², E. Baloïtcha¹

¹CIPMA, Université d'Abomey Calavi, Cotonou, Bénin.

²LEGOS, UMR CNES, CNRS, IRD, Université de Toulouse, Toulouse, France.

³IRD/LOPS, IFREMER, CNRS, Université de Brest, IUEM, Brest, France.

⁴LHMC/IRHOB, IRD, Cotonou, Bénin.

⁵ESTBR/UNSTIM, Abomey, Bénin.

Abstract

The characteristic Sea Surface Salinity (SSS) patterns associated with the tropical Atlantic meridional and equatorial interannual modes are extracted from in situ observations, by a statistical analysis performed on the 1980-2012 period. These SSS signatures of the interannual climatic modes are reproduced in a regional numerical simulation. For each mode, oceanic and/or atmospheric processes driving the SSS signature are identified through a mixed-layer salt budget in the validated model. During a positive meridional mode in spring, a northward shift of the Inter-Tropical Convergence Zone (ITCZ) and related precipitation maximum creates a south-north dipole of positive-negative SSS anomalies around the equator. Western boundary currents strengthen and advect relatively fresh equatorial waters, which creates negative SSS anomalies in the north and south west tropical Atlantic. Meridional and vertical advection create positive SSS anomalies off the Congo River. During a positive equatorial mode in summer, a southward shift of the ITCZ-related rainfall maximum creates a south-north dipole of negative-

positive SSS anomalies between the equator and 10°N. Meridional advection also contributes to the positive SSS anomalies between 5°N and 10°N. Vertical advection and diffusion at the mixed layer base create positive SSS anomalies between 5°S and the equator. Horizontal advection creates large SSS anomalies in the North Brazil Current retroflection region, negative along the coast and positive further offshore. The SSS signatures of the meridional and equatorial modes described above are well captured by the SMOS satellite during the 2010 and 2012 events.

1 Introduction

Sea Surface Salinity (SSS) is an essential climate variable that can affect oceanic circulation through seawater density (Gelderloos et al., 2012 ; Maes, 1998 ; Gasparin & Roemmich, 2016). In the tropics, low SSS regions are often associated with strong surface stratification that can strengthen ocean-atmosphere interactions (Maes et al., 2005 ; Bosc et al., 2009 ; Grodsky et al., 2012). SSS also bears the signature of the marine hydrological cycle (e.g. Schmitt, 1995; Schmitt, 2008 ; Schanze et al., 2010 ; Yu, 2011 ; Terray et al., 2012). In particular, its long-term trends reflect the intensification of the hydrological cycle in a warming climate (Curry et al., 2003; Hosoda et al., 2009; Durack & Wijffels, 2010; Durack et al., 2012; Levang & Schmitt, 2015).

In the tropical Atlantic, the mean SSS has a very contrasted distribution (Figure 1) with low SSS around 5°N due to strong precipitation under the Inter-Tropical Convergence Zone (ITCZ), high SSS near the center of large-scale subtropical gyres where Evaporation (E) dominates over Precipitation (P) (Gordon et al., 2015). In addition, strong freshwater discharges by the Amazon, Congo and Niger rivers create low SSS plumes (Figure 1). The SSS seasonal cycle is maximum around these plumes, with an opposite phase in the Amazon region and in the Congo-Niger region, partly controlled by freshwater inputs in the Amazon region only (Tzortzi et al., 2013). Da-Allada et al. (2013, 2014b) and Camara et al. (2015) have recently revisited the SSS

seasonal cycle through observations and salt budget in models. They found that SSS is driven by both oceanic and atmospheric processes and the balance differs from one region to another. In boreal spring and summer, in the Northeast tropical Atlantic, zonal advection, associated with the North Equatorial Counter Current (NECC), and precipitation, linked to ITCZ seasonal variation, mainly control the balance. However, in the Northwest tropical Atlantic and Gulf of Guinea (GG), where there are strong horizontal gradients and strong currents (North Brazil Current, Guinea Currents and South Equatorial Current, see Figure 1), it is mainly controlled by horizontal advection, vertical diffusion and entrainment. In the Congo region, it is mainly driven by vertical processes due to strong vertical gradients.

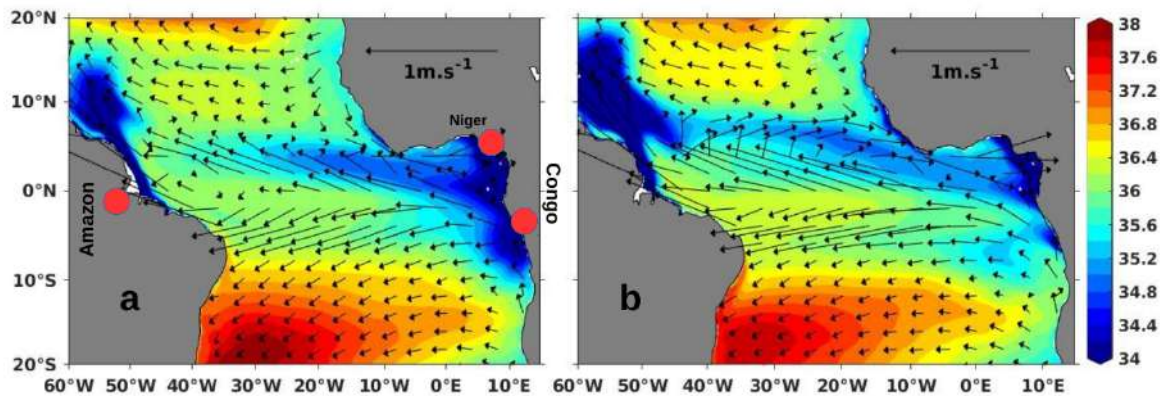


Figure 1: Boreal spring (a) and summer (b) SSS (shadings) and surface current (arrows) from model. The positions of the three major rivers (the Amazon, the Congo and the Niger) are indicated as red circles in a.

While the seasonal cycle of tropical Atlantic SSS is now rather well documented, little is known of its interannual variability due to a lack of relatively long observational records in tropical Atlantic, compared to the North Atlantic (e.g. Mignot and Frankignoul 2004, Reverdin et al. 2007, Friedman et al. 2017). Using observations collected from research vessels and Voluntary Observing Ships (VOS), Dessier and Donguy (1994) dealt with this

problem. They found that SSS variability is mainly controlled by precipitation due to the ITCZ in the eastern Atlantic, while it is mainly due to freshwater outflow from the Amazon and Orinoco rivers in the west. Da-Allada et al. (2014b) extended these results in GG with an oceanic model. They showed that in the GG north of the equator, changes in SSS are firstly driven by changes in precipitation associated with the ITCZ migration and secondly by wind-forced changes in currents that affect horizontal and vertical advection, as well as vertical diffusion due to current shear. However, south of the equator, farther from the ITCZ influence and with no interannual variations in the Congo runoff considered in the model, wind forcing was found to be the main driver .

Results based on analysis of Sea Surface Temperature (SST) and surface winds interannual anomalies have shown that interannual climate variability in the tropical Atlantic Ocean is dominated by a meridional and an equatorial mode (Xie & Carton, 2004; Foltz & McPhaden, 2010). The meridional mode peaks in boreal spring as an inter-hemispheric SST fluctuation (Kushnir et al., 2006). The equatorial mode, often viewed as the Atlantic counterpart to the Pacific El Niño Southern Oscillation (ENSO), peaks in boreal summer and creates SST anomalies in the GG (Kushnir et al. 2006).

Both modes involve some ocean-atmosphere coupling. The meridional mode appears to be mainly driven by thermodynamics through wind-induced evaporation and positive wind-evaporation-SST feedback (Chang et al., 1997). In contrast, SST anomalies associated with the equatorial mode are mainly driven by ocean dynamics, as reflected in the strong positive correlation between sea level and SST anomalies in the eastern equatorial Atlantic (Hu & Huang, 2006; Keenlyside & Latif 2007). Like ENSO, the equatorial mode is nevertheless driven by the positive Bjerknes feedback between SST, zonal wind and thermocline depth (Keenlyside & Latif, 2007).

Both modes are associated with surface wind anomalies. During a positive meridional mode, the tropical Atlantic warming in the north and cooling in the south drives southerly surface winds anomalies, resulting in a northward migration of the ITCZ (Nobre & Shukla, 1996; Murtugudde et al., 2001). During a positive equatorial mode, westerly wind anomalies precede the

positive SST anomalies in GG (Lübbecke et al., 2010; Richter et al., 2013). These anomalies correspond to a relaxation of trade winds in the west equatorial region, which leads to a southward migration of ITCZ. These ITCZ migrations affect rainfall regimes in the tropical Atlantic with strong impacts on the surrounding countries. The positive phase of the meridional mode results in higher precipitation in the West African Sahel and northern South America, and, on the contrary, less precipitation in the GG and the Amazon basin. During its positive phase, the equatorial mode is associated with higher rainfall in the northern GG (Kushnir et al. 2006).

Beside their impact on precipitation, interannual modes also influence ocean circulation. The ITCZ migration related to the meridional mode affects the Guinea Dome in fall (Doi et al. 2009). Moreover, Hormann et al. (2012) observed a relationship between NECC variability and these modes. They found that the NECC shifts northward during the positive phase of the meridional mode, while it strengthens during the negative phase of the equatorial mode. It means that these modes can potentially influence the processes driven by oceanic currents, such as heat and salt advection and diffusion that occur in the mixed-layer.

As these modes affect precipitation and currents, they can also affect SSS large-scale variability, in the same way that Pacific SSS is related to ENSO (e.g., Delcroix & Hénin, 1991; Singh et al., 2011; Hasson et al., 2013). To our knowledge, the impact of these modes on Tropical Atlantic SSS has not been studied yet. Reverdin et al. (2007) and Friedman et al. (2017) highlighted the impact of climatic modes like ENSO, North Atlantic Oscillation and Atlantic Multidecadal Oscillation on Atlantic SSS, but did not establish any link between SSS and the meridional and equatorial Atlantic modes. Their study essentially focused on the North Atlantic where collected *in situ* data were long enough to analyse interannual or decadal changes. However, Tchilibou et al. (2015) showed that the mean position of the E-P minimum, associated with the ITCZ, closely matches a SSS minimum in the tropical Atlantic and that, at interannual timescale, the E-P and SSS minima have a similar meridional migration, mainly driven by the meridional mode.

The goal of the present study is to identify the SSS signature (the signature is here defined as the typical pattern and amplitude of SSS anomalies) of the two tropical Atlantic interannual modes with *in situ* observations and investigate the main driving mechanisms (oceanic and/or atmospheric) responsible for it using an Ocean General Circulation Model (OGCM). The observations, numerical simulation and methodologies used in this study are described in Section 2. Section 3 provides results, including SSS signature, model validation and process studies. Special attention is given to the regions where oceanic contribution is important, in particular, the impact of changes in surface current. Section 4 provides a summary and a discussion of the most important results.

2. Data and Methods

For the analysis, *in situ* data, satellite data, reanalysis products and a regional numerical simulation are used.

2.1 Data

2.1.a *In situ* data

An updated version of the Atlantic (30°S–50°N; 1970–2013) SSS product described in Reverdin et al. (2007) is used. This 1° x 1° x 1 month gridded product is based on an objective analysis of *in situ* SSS data. This product is mainly based on observations from thermosalinographs installed on board VOS (Alory et al., 2015) research vessels and sailing ships, PIRATA moorings and Argo floats (since 2004), surface drifters and few cruise-derived CTD casts. This results in an heterogeneous coverage with high density along three Europe-South America and Europe-South Africa VOS lines and low density south of 10°S, which produces data gaps in the gridded product (see <http://dx.doi.org/10.6096/SSS-LEGOS-GRID-ATL>). Regions with temporal data coverage lower than 50% are reported in our figures. Also, due to the low density of observations during the 1970s, data from 1980 only are used in this study.

2.1.b Satellite data

We use data from the SMOS (Soil Moisture - Ocean Salinity) satellite mission (Boutin et al., 2016). In this study we use the so-called L3_DEBIAS_LOCEAN_v1 SSS fields produced at LOCEAN and distributed by CATDS. This product is available on a $0.25 \times 0.25^\circ$ grid at weekly timescale from July 2010 to March 2016 and the systematic coastal biases have been removed (Kolodziejczyk et al., 2016). The spatial and temporal decorrelation scales deduced from SMOS are consistent with others satellite products in tropical Atlantic (Tzortzi et al., 2016). As the calibration of the instrument was not stable and the polarization mode was not fixed in the first months of the SMOS mission (Boutin et al., 2016), we also removed in July-August 2010 a bias of 0.15 that appeared in the comparison with *in situ* data.

2.1.c Reanalysis products

The monthly SST, wind, evaporation and precipitation reanalysis products are derived from the European Center for Medium Range Weather Forecasts (ECMWF) ERA-interim reanalysis (Dee et al., 2011). We used the full 1979-2016 period available.

2.1.d Model

The model used here is the Nucleus for European Modelling of the Ocean (NEMO3.6) OGCM described by Madec et al. (2016). It solves three-dimensional primitive equations in spherical coordinates discretized on a C-grid and at fixed vertical levels. The regional configuration used here covers the tropical Atlantic with a horizontal resolution of $1/4^\circ$ and provides daily outputs. The model is forced at the lateral boundaries with daily outputs of the global MERCATOR reanalysis GLORYS2V3 (Ferry et al., 2012). On the vertical, the model resolves 75 levels, with 24 levels in the upper 100 m. The salinity budget terms in the mixed layer are computed online and averaged daily. The model has been integrated from 1958 to 2015 but only outputs for the 1980-2012 period are used in this study, so that they can be compared with observations. This configuration has already been used for salinity studies by Da-Allada et al. (2017) within the Gulf of Guinea, and Hernandez et al. (2016)

in the Amazon-Orinoco river plume region. The atmospheric fluxes are provided by bulk formulae (Large & Yeager, 2004) and DFS5.2 forcing (Dussin et al. 2016). There is neither SSS restoring nor SST restoring in this simulation. The monthly climatology of continental runoff from Dai and Trenberth (2002) is prescribed for surface freshwater flux near each river mouth. The use of climatological runoff is justified by Berger et al. (2014), who tested different simulations with interannual river flows, and found that their interannual variability do not have much effect on interannual SSS variability within the eastern tropical Atlantic Ocean, which seems also to be true off the Amazon River (Mama et al., 2011). For further details regarding parameterization and some elements of validation, including comparisons with in situ observations, one can refer to Hernandez et al. (2017) for temperature and mixed-layer depth, and Da-Allada et al. (2014b, 2017) for salinity variations.

2.2 Methodology

2.2.a Empirical Orthogonal Function (EOF) and regression analysis

As the meridional and equatorial modes are respectively the dominant interannual signals in boreal spring and summer (Foltz & McPhaden, 2010), driven by ocean-atmosphere interactions where SST and wind play a key role (Chang et al., 1997 ; Keenlyside and Latif, 2007), we performed a multivariate EOF analysis (e.g., Alory & Delcroix, 2002) on boreal spring and summer SST and wind anomalies (relative to the monthly mean climatology) to extract their covarying patterns. An individual EOF analysis of SST and wind variations did not show significantly different results, and the multivariate analysis allow to present results in a more synthetic way. We finally computed annual time series of SSS averaged over the peak season of each mode, *i.e.* spring (March-April-May) for the meridional mode and summer (June-July-August) for the equatorial mode. To extract the SSS signature of each interannual mode, we then regressed these seasonally averaged SSS time series onto the normalized temporal function of the first EOF mode of the SST-wind multivariate analysis, as SSS can be indirectly affected by both SST (through convection and related precipitation) and wind (through evaporation or currents) variations related to

these modes. The regression method on SSS made it easier to deal with *in situ* data gaps, however a regression or EOF analysis of the model SSS gives similar results, as will be shown later. A test of the 90% level significance of the correlation associated with the regression analysis, taking into account the number of observations, was systematically performed and reported in our figures.

2.2.b SSS budget

To investigate processes driving SSS anomalies in our regional simulation, we used the mixed layer salinity budget terms computed online in the model. Mixed layer budget has been widely used in ocean surface processes studies, for instance in SST within the tropical Atlantic Ocean (e.g., Jouanno et al., 2011a) and for SSS within the western tropical Atlantic Ocean (Ferry & Reverdin 2004) and the Gulf of Guinea (Berger et al., 2014; Da-Allada et al., 2014a, 2014b and 2017; Camara et al., 2015).

For the SSS budget, we relied on the following mixed-layer salinity evolution equation:

$$\partial_t SSS = \underbrace{-\langle u \partial_x S \rangle}_{ADU} - \underbrace{\langle v \partial_y S \rangle}_{ADV} - \underbrace{\langle w \partial_z S \rangle}_{ADW} + \underbrace{D_l(S)}_{DIFL} - \underbrace{\frac{(k_z \partial_z S)_{z=-h}}{h}}_{DIFV} - \underbrace{\frac{1}{h} \frac{\partial h}{\partial t} (SSS - S_{z=-h})}_{ENT} + \underbrace{\frac{(E-P-R)SSS}{h}}_{FWF} \quad (2.1)$$

with $\langle . \rangle = \frac{1}{h} \int . dz$

where S is the model salinity, u , v , and w are the components of the current in the zonal (positive eastward), meridional (positive northward), and vertical (positive upward) direction, respectively. $D_l(S)$ is the lateral diffusion operator, k_z is the vertical diffusion coefficient, h is the mixed-layer depth, E is evaporation, P is precipitation, and R is river runoff. The terms in Equation 2.1 represent, from left to right, mixed-layer salinity tendency, zonal advection (ADU), meridional advection (ADV), vertical advection (ADW), horizontal diffusion (DIFL), vertical diffusion at the mixed-layer base (DIFV), mixed-layer salinity tendency due to entrainment at the mixed-layer base (ENT), and freshwater flux forcing (FWF). All terms are computed explicitly in the model except for the entrainment term that is estimated as a residual.

2.2.c Integration method

To link the spring SSS signature of the meridional mode and the summer SSS signature of the equatorial mode, extracted through the methodology described above, and the SSS budget, several steps were necessary. Firstly, we integrated the SSS budget terms of the mixed-layer salinity equation 2.1 from winter (December-January-February, DJF) to spring (March-April-May, MAM) and from spring to summer (June-July-August, JJA) through equations 2.2 and 2.3, respectively. Secondly, we regressed the results onto the temporal function of each mode to extract the associated processes. The details of the integration method are given in the appendix.

$$\underbrace{\frac{1}{92} \sum_{i=93}^{184} S_{-33+i}}_{\bar{S}_{MAM}} = \underbrace{\frac{1}{92} \sum_{i=1}^{92} S_{-33+i}}_{\bar{S}_{DJF}} + \frac{1}{92} \left[\sum_{i=1}^{92} i * \Delta S_{-33+i} + \sum_{i=1}^{91} (92-i) * \Delta S_{59+i} \right] \quad (2.2)$$

$$\underbrace{\frac{1}{92} \sum_{i=93}^{184} S_{59+i}}_{\bar{S}_{JJA}} = \underbrace{\frac{1}{92} \sum_{i=1}^{92} S_{59+i}}_{\bar{S}_{MAM}} + \frac{1}{92} \left[\sum_{i=1}^{92} i * \Delta S_{59+i} + \sum_{i=1}^{91} (92-i) * \Delta S_{151+i} \right] \quad (2.3)$$

Here, S_i is the daily mean of mixed-layer Salinity for calendar day i , and

$$\Delta S_i = \frac{dS}{dt_i} \Delta t \text{ with } dS/dt_i \text{ the tendency. } \bar{S}_{DJF}, \bar{S}_{MAM} \text{ and } \bar{S}_{JJA} \text{ are the winter,}$$

spring and summer mean SSS anomalies, respectively. Number 92 denotes the number of days in one season; see the Appendix for other numbers. The last two terms represent the integrated SSS budget terms of equation 2.1 from winter to spring and from spring to summer, respectively. This relation links the observed SSS signature and the model evolution equation 2.1 that we will use later to quantify the contribution of each process.

3. Results

3.1 SST and wind interannual modes of variability

To set the context, the SST and wind spatio-temporal structures of the meridional and equatorial modes during their peak season, as extracted from

observations by a multivariate EOF analysis, are shown in Figure 2. In spring, the first EOF mode accounts for 29.3% of the interannual variance whereas in summer it accounts for 20.5% of the interannual variance.

The dominant spring mode (Figure 2a or 2b) shows an inter-hemispheric SST gradient with positive anomalies north of a slightly southwest – northeast tilted line near the equator and negative anomalies to the south. The associated wind pattern shows basin-wide northward wind anomalies, corresponding to a strengthening of the southeast trade winds and a relaxation of the northeast trade winds. These characteristics define the meridional mode (Servain et al., 1999; Chang et al., 2000 and Foltz & McPhaden, 2010). Values outside one standard deviation range in the normalized time function (Figure 2.c) indicate the occurrence of a well-marked meridional mode, either positive in 1981, 1983, 1992, 1997, 2004, 2005, 2012, or negative in 1984, 1985, 1986, 1989, 1996, , 2008, 2009.

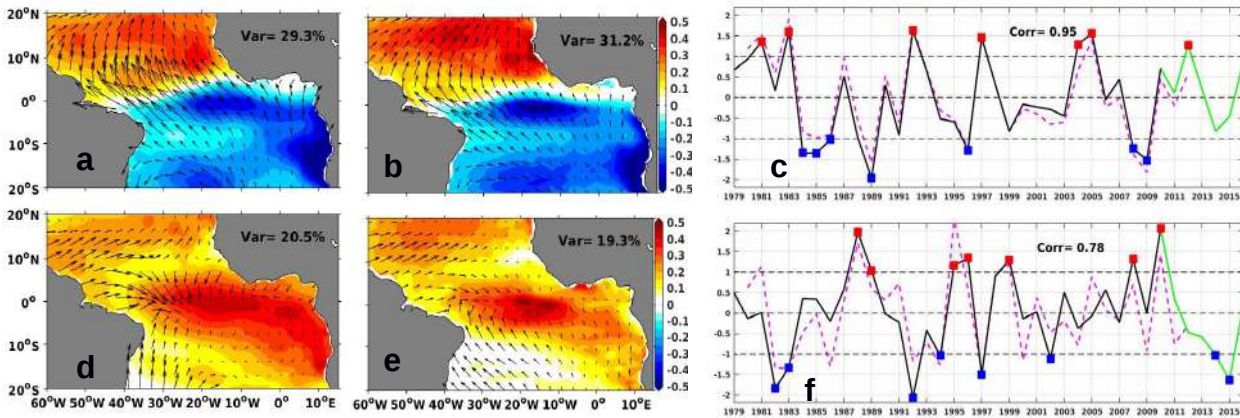


Figure 2: First combined EOF analysis maps performed on SST-wind anomalies in boreal spring (a, b) and summer (d, e) from ERA-interim reanalysis (a, d, black lines in the time series), model (b, e, dashed magenta lines in the time series) and their respective normalized time series (c, f) for the 1979-2016 period. The green lines in the time series correspond to the SMOS period. Red and blue dots in the time series denote values in excess of +/- one standard deviation.

The dominant summer mode is characterized by an anomalous SST warming particularly strong in the Gulf of Guinea, with westerly wind anomalies corresponding to a relaxation of trade winds in the west equatorial region (Figure 2d or 2e). These characteristics define the equatorial mode (Foltz & McPhaden, 2010). Values outside the standard deviation range in the normalized time function (Figure 2f) indicate the occurrence of an equatorial mode, either positive in 1988, 1989, 1995, 1996, 1999, 2008, 2010, or negative in 1982, 1983, 1992, 1994, 1997, 2002, 2014, 2015. A similar EOF analysis performed on the simulation outputs gives patterns very consistent with observations (Figure 2). Similarly, the first EOF mode accounts for 31.2% of the interannual variability in spring and 19.3% in summer. The correlations between the model and observation time functions reach 0.95 for the meridional mode and 0.78 for the equatorial mode, both significant at the 95% level. The wind anomalies, likely to affect currents and evaporation, combined with ITCZ-related rainfall anomalies also associated with these modes (Hastenrath & Greischar, 1993; Carton & Huang, 1994; Nobre & Shukla, 1996; Servain et al., 1999) and large river discharges in the tropical Atlantic, suggest that these modes can also affect SSS. This expected impact is explored in the next section.

3.2 SSS signature of the meridional and equatorial modes

Using the regression method defined in part 2.2.a, we extracted the SSS signature related to the meridional and equatorial modes from the *in situ* product (Figure 3a,d) and the model simulation (Figure 3b,e). Generally, the model reproduces relatively well the results from the *in situ* product especially in regions with strong SSS anomalies represented by boxes in Figure 3. However, the model shows smoother patterns, probably due to its homogeneous grid strongly contrasting with the much more heterogeneous coverage of observations. We also performed an EOF analysis on the model SSS anomalies (Figure 3c,f). The patterns of the dominant modes correspond well to the regression maps in Figure 3 and their time functions are strongly correlated to the meridional and equatorial modes time functions of Figure 2c

and 2f (correlation values are 0.84 and 0.60 respectively, both significant at the 95% level). This suggests that the SSS signatures are due to a physical coupling with SST and wind rather than imposed by the statistical analysis. As expected, the results of a multivariate EOF analysis combining SSS, SST and wind give results even closer to the regression analysis (not shown).

Comparing model and observations, we however notice slight differences (around 0.03 pss) in the South tropical region between 5°S-20°S and 30°W-10°E for both the meridional (Figures 3a, b) and equatorial (Figures 3d,e) modes. These differences may be due, on one hand, to the inability of the model to reproduce well the observations and on the other hand, to the low density of *in situ* observations in this region (Figure 1 in Reverdin et al., 2007, Figure 1 in Da-Allada et al., 2013). We will therefore mainly focus on the boxes represented in Figure 3, where observed SSS anomalies are strong and significant, and reproduced by the model in both the regression and EOF analyses.

During the positive phase of the meridional mode (Figures 3a, 3b and 3c), a north-south dipole of SSS anomalies appears along the equatorial region, with positive and negative anomalies around 5°S (box 3) and 5°N (box 2), respectively. The equatorial frontal zone in SSS (Figure 3a and 3b, magenta lines) remarkably matches the SST front (Figure 2a). Negative SSS anomalies also appear off the South American coast around 15°S (box 4) and 10°N (box 1) where they are particularly strong. Positive SSS anomalies appear off the African coast with a maximum around 10°S (box 5). SSS anomalies of opposite sign appear during the negative phase of the meridional mode.

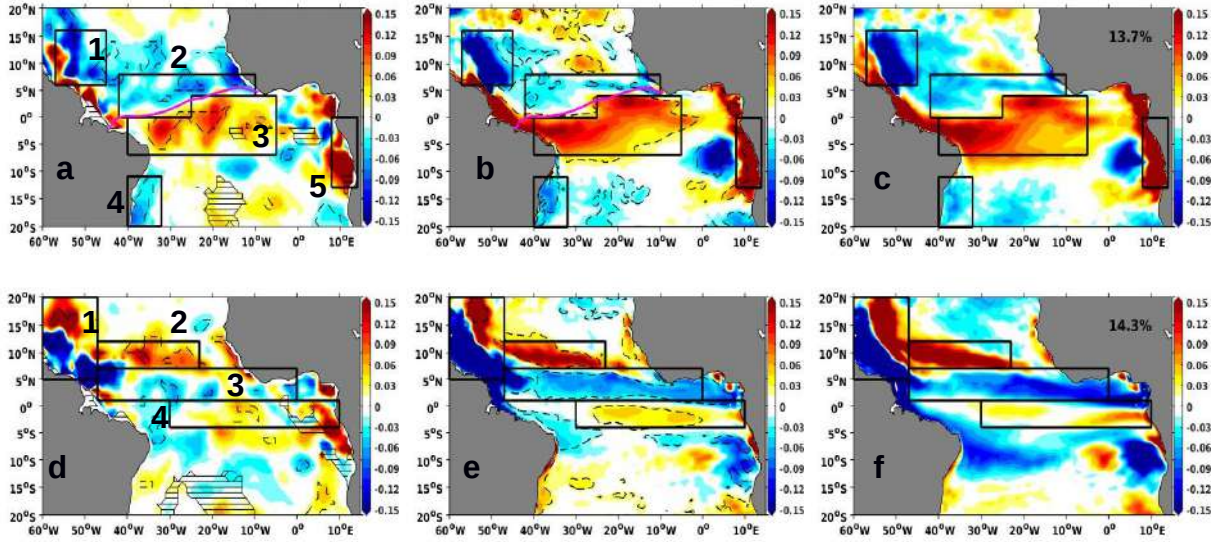


Figure 3: SSS signature of the positive phase of the meridional (a,b,c) and equatorial (d,e,f) modes from in situ observations (a,d) and model (b,c,e,f). Plots (a,b,d,e) represent regression coefficients of SSS anomalies onto the meridional and equatorial modes time function, respectively (Figure 2c and 2f, black lines) and figures (c,f) represent the dominant patterns mode of the EOF analysis performed on SSS anomalies in spring and summer, respectively. The front between positive/negative SST anomalies in figure 2a is superposed on a and b (magenta line). Regions 1 to 5 delimited by heavy black lines are discussed in the main text. The hatched zones (a,d) denote regions where the available data density is less than 50 %. The dashed black contours represent the 90% significance threshold.

The equatorial mode (Figure 3d, 3e and 3f) has a SSS signature different from the meridional mode. During its positive phase, there are zonal bands of SSS anomalies that are positive around 10°N (box 2), negative around 5°N (box 3), then positive again around the equator (box 4). Strong negative SSS anomalies appear at 10°N off the South American coast (box 1), with positive SSS anomalies found further offshore seemingly connected with those in box 2. SSS anomalies of opposite sign appear during the negative phase of the equatorial mode.

denote regions where there are not *in situ* observations. Regions 1 to 5 are as in Figure 3.

The expected SSS signature of the equatorial mode (Figure 3c) is also observed in summer 2010 in both the *in situ* and SMOS products (Figure 4c and 4d), in particular the positive anomaly in boxes 2 and 4 and the negative anomaly in box 1. In boxes 2 and 3, SMOS SSS anomalies are more consistent with the expected signature than *in situ* anomalies, probably due to the better spatial coverage of the satellite product.

The agreement between *in situ* and SMOS data is however weaker for the equatorial than the meridional mode, which may be due to the fact that SSS anomalies are weaker in 2010 than 2012 and also that 2010 was the first year of SMOS mission, with instrument calibration still problematic (Boutin et al., 2016). Overall, despite its relatively short time period, SMOS captures remarkably well the patterns of interannual variability and is very complementary to *in situ* observations.

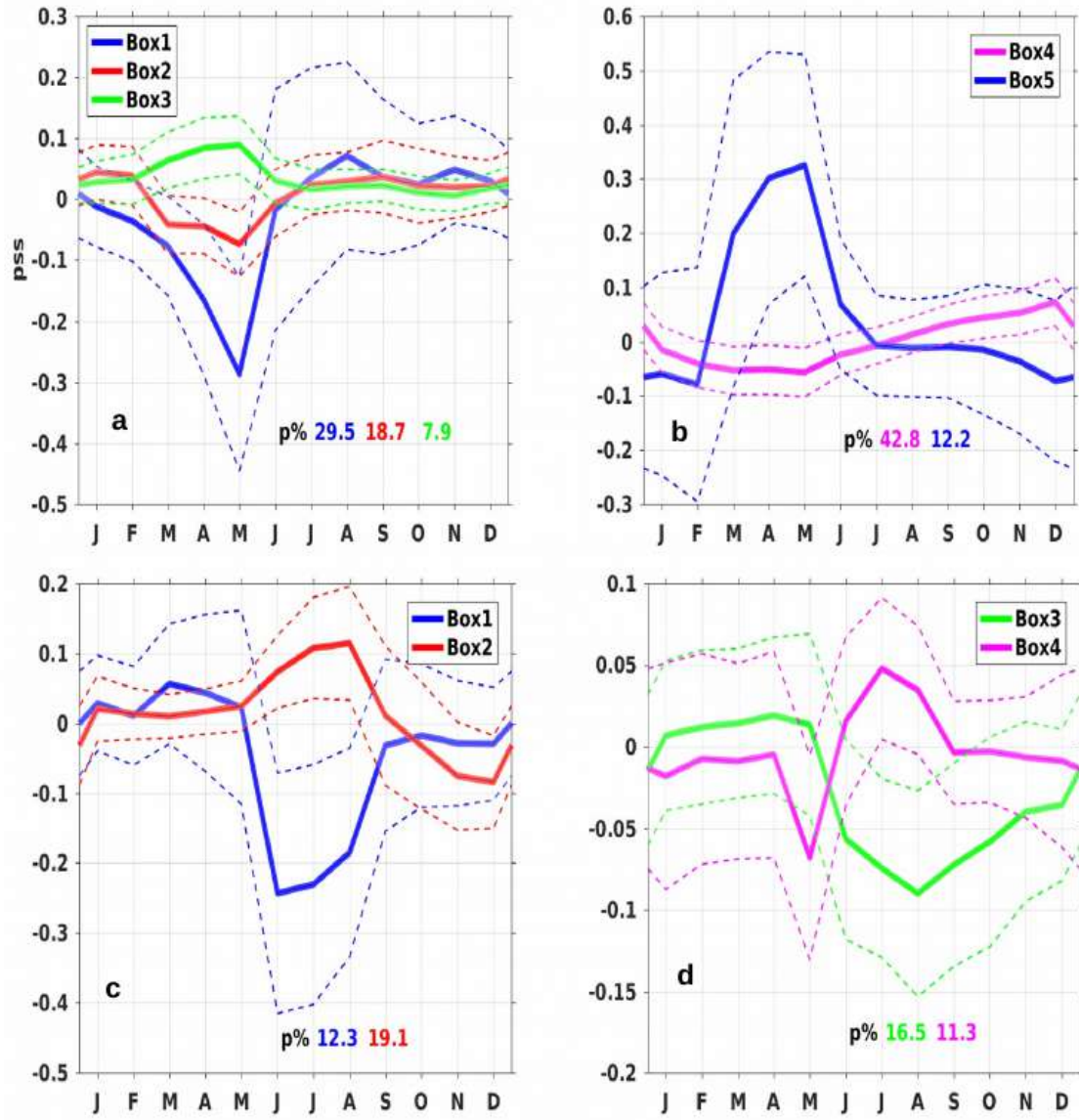


Figure 5: Time series of model SSS anomalies in the boxes 1 to 5 (see Figure. 3) related to the meridional (a,b) and equatorial (c,d) modes, obtained by regressing the box-averaged interannual SSS anomalies for each calendar month onto the spring meridional mode or summer equatorial mode time series shown in Figure 2c and 2f. In (c), only negative anomalies are averaged in box 1. The dashed lines represent the uncertainty range at 90% significance threshold. The explained variance (p in percentage) of SSS anomalies in meridional mode season (spring,a,b) or equatorial mode season (summer,c,d) by their pre-season SSSA(winter and spring respectively).

3.4 Processes responsible for the SSS signature

To identify processes responsible for the SSS signature of interannual modes previously shown, we integrate from one season to the next the model mixed layer salinity budget, following equations 2.1, 2.2 and 2.3 above. Like SST and wind anomalies, model SSS anomalies related to the meridional and equatorial modes peak in spring (MAM) and summer (JJA), respectively (Figure 5). They can be directly attributed to the integrated budget terms through equations 2.2 and 2.3, as figure 5 shows that anomalies are pretty small in the previous season which allows us to neglect them.

3.4.1 Meridional mode

The winter-to-spring integrated tendency term (Figure 6.a) compares well with the SSS signature in the model (Figure 3.b), especially in the boxes, which validates our methodology. The slight differences in amplitude observed mainly in the equatorial boxes is due to winter anomalies that are not totally negligible. The SSS tendency (Figure 6a) results from the contribution of different processes: atmospheric forcing (Figure 6b), horizontal advection (Figure 6.c) that includes the zonal and meridional components, subsurface processes (Figure 6.d) that combines vertical advection and diffusion. The lateral diffusion and entrainment terms are not represented as their contribution is negligible.

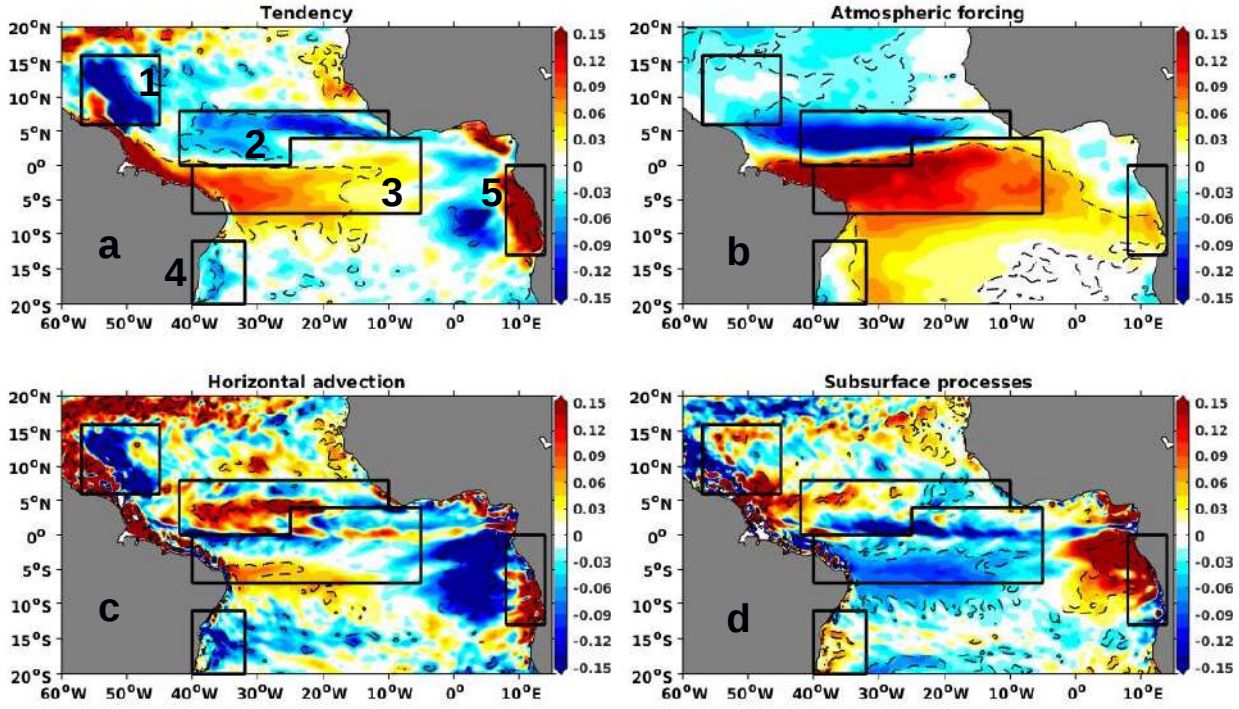


Figure 6: Winter to spring mixed-layer salinity budget (pss) for the meridional mode: tendency term (a), atmospheric forcing (b), horizontal advection (c) and subsurface processes (d). Plots (a,b,c,d) represent regression coefficients of salinity budget term anomalies onto the meridional mode time function shown in figure 2c. The dashed black contours and regions 1 to 5 are as in Figure 3a,b.

The salt budget shows that the negative and positive SSS anomalies observed in equatorial boxes 2 and 3, respectively, during a positive meridional mode, are mainly due to atmospheric forcing (Figure 6.b). Our analysis shows that in box 2, E-P decreases whereas it increases in box 3. This gradient of E-P anomalies is found around the mean latitude of the ITCZ in spring, and due to its northward shift associated with a positive meridional mode (Murtugudde et al., 2001). As the ITCZ corresponds to a maximum in rainfall, this shift brings more rain into box 2 where SSS then decreases, and less rain in box 3 where SSS increases. The ITCZ also corresponds to a meridional minimum in wind, so as it shifts northward wind and related evaporation weaken in box 2 and

strengthen in box 3, which also contribute to the meridional SSS anomalies gradient. In the ERA-interim product, precipitation anomalies are however 10 times as large as evaporation anomalies (not shown). The simultaneous meridional migration of the ITCZ-related E-P and SSS minima during the meridional mode was previously documented (Tchilibou et al., 2015). Moreover, horizontal advection related to the South Equatorial Current has a contribution in box 2, which partly reduces the SSS decrease due to the atmospheric forcing.

In boxes 1 and 4 off the South American coast, negative SSS anomalies are mainly due to horizontal advection (Figure 6.c). Indeed, in these two boxes, there are strong negative anomalies in the horizontal advection term whereas anomalies are weaker and of opposite sign in the subsurface processes term and far weaker in the surface forcing term. To better understand the advection processes, the zonal and meridional advection were further analyzed by splitting the impact of the mean seasonal currents and SSS field and their interannual anomalies. The zonal advection anomalies can be decomposed as:

$$-u \cdot s_x - \underbrace{(-\bar{u} \cdot \bar{s}_x)}_I = \underbrace{-u' \cdot \bar{s}_x}_{II} - \underbrace{\bar{u} \cdot s'_x}_{III} - \underbrace{u' s'_x}_{IV} \quad (3.1)$$

where $\bar{X}=(\bar{u}, \bar{s})$ denotes the seasonal-mean component (computed on the 1980-2012 period) and $X'=(u', s')$ the relative interannual variation (Hasson et al., 2014 ; Zhang et al., 2017). Term II represents the advection anomaly generated by the zonal current anomalies, term III the advection anomaly generated by the SSS gradient anomalies and term IV the advection anomaly generated by the combined SSS gradient and currents anomalies. Meridional advection can be also decomposed in the same way.

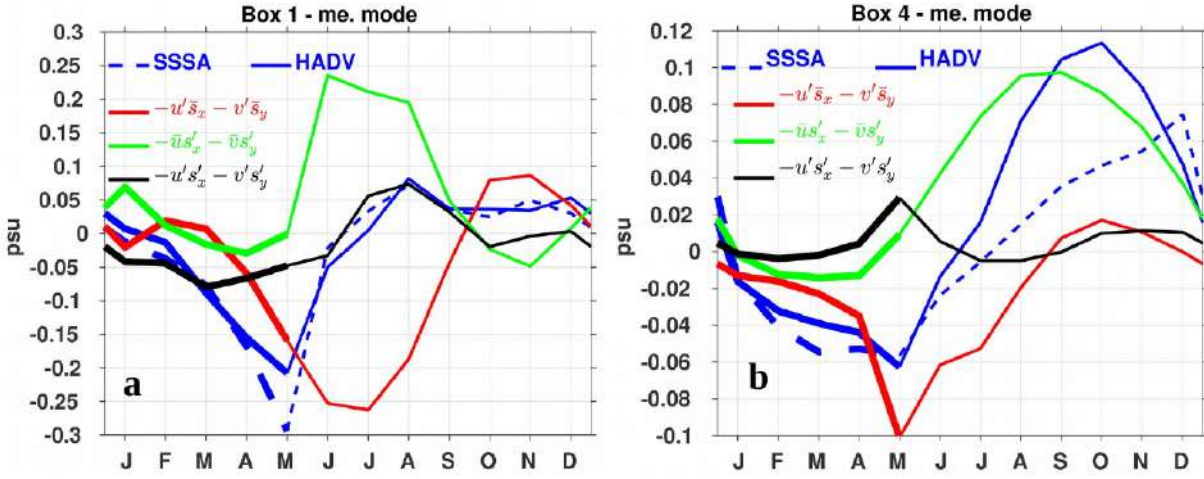


Figure 7: Time series of model SSS anomalies related to the meridional mode (blue dashed line), integrated horizontal advection anomalies (blue line) and their decomposition following equation 3.1 into term II (red line), term III (green line) and term IV (black line) in: (a) box 1 (45°W-57°W, 6°N-16°N) and (b) box 4 (40°W-32°W, 11°S-20°S). All the time series are obtained by regressing the box-averaged interannual anomalies for each calendar month onto the spring meridional mode time series shown in Figure 2c. The January to May period corresponds to the development and the mature phase of the mode (heavy lines).

The temporal evolution of SSS and horizontal advection anomalies (Figure 7) confirms that the negative SSS anomalies that develop from winter and peak during the spring meridional mode are mainly due to horizontal advection. In box 1, this process is essentially driven by current anomalies $(-u' \cdot \bar{s}_x - v' \cdot \bar{s}_y)$ (Figure 7.a). These current anomalies correspond to a strengthening of the western boundary currents in particular the North Brazil Current (Figure 8, box 1). This current carries relatively fresh waters from the mouth of the Amazon River to box 1 and its freshening effect peaks in July.

In box 4, like in box 1, current anomalies $(-u' \cdot \bar{s}_x - v' \cdot \bar{s}_y)$ are also the main contributor of advection anomalies, which explains the negative SSS anomalies in this box. This is related to a strengthening of the Brazil current (Figure 8, box 4) that carries into this box less salty waters from the north

until May. On the opposite, in the two boxes, and from May to August, there is a strong positive contribution (Figure 7 a,b) of the changes in SSS gradient on advection that partly compensate the contribution due to current anomalies. This advection process contributes to the decrease of SSS anomalies at the end of the spring meridional mode.

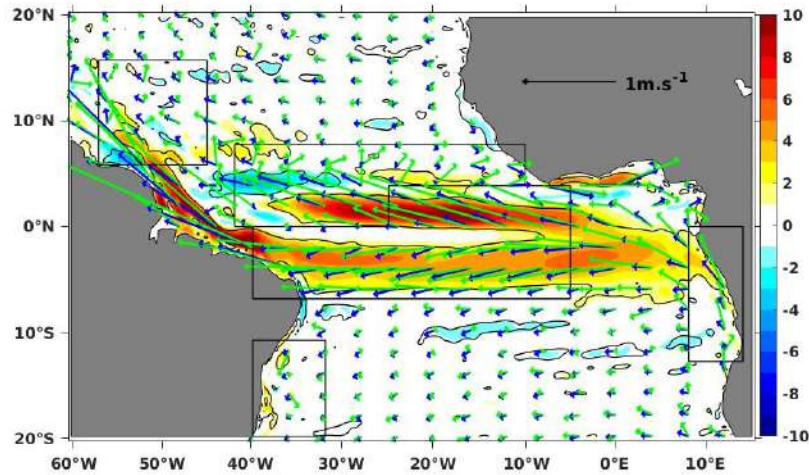


Figure 8: Surface current seasonal mean ($\bar{u}$, blue arrows), sum of the seasonal mean and interannual anomalies related to the meridional mode ($\bar{u} + 10 \cdot u'$, green arrows) and amplitude of the interannual anomalies related to the meridional mode (cm.s^{-1} , shading). Interannual anomalies related to the meridional mode correspond to regression coefficients of interannual anomalies onto the meridional mode time function shown in figure 2c. The multiplicative coefficient 10 is chosen arbitrarily to highlight currents anomalies. This somewhat distorts the direction of these current vectors. The black contours represent the 90% significance threshold and boxes are as in figure 3a.

In box 5 off Congo River, positive SSS anomalies are due to horizontal advection south of the Congo outflow located at 6°S (Figure 6.c) and subsurface processes north of this latitude (Figure 6.d). This advection process, dominated by its meridional component (Figure 9.a), is mostly related

to a strengthening of the surface northward Angola current (Figure 8) (Kopte et al., 2017) that carries fresh waters from the Congo River northwards (Figure 9b and Figure 8). Regarding the subsurface processes, vertical advection contributes more than diffusion (Figure 9a) because of the strong vertical salinity gradient created by the discharge of Congo River. This process brings saltier subsurface waters towards the surface.

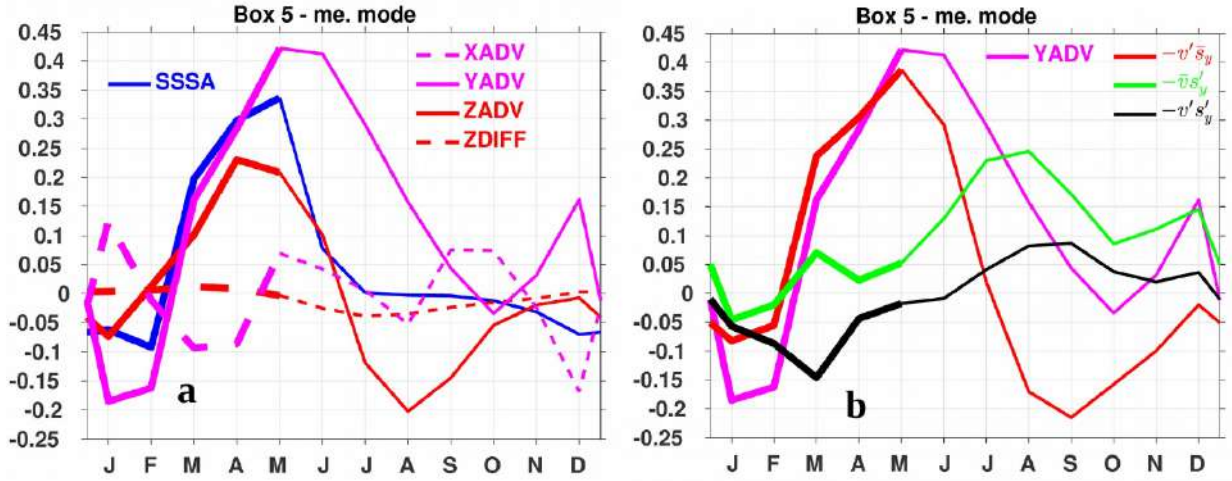


Figure 9: (a) Time series of SSS anomalies related to a positive meridional mode (blue line), zonal (magenta dashed line), meridional (magenta line) and vertical (red line) advection, and vertical diffusion (red dashed line), and (b) the different terms of the meridional advection (magenta line) decomposition following equation 3.1, into term II (red line), term III (green line) and term IV (black line) in the box 5 (8°E - 14°E , 13°S - 0°S). All the time series are obtained by regressing the box-averaged interannual anomalies for each calendar month onto the spring meridional mode time series shown in Figure 2c. The period from January to May corresponds to the development and the mature phase of the mode (heavy lines).

3.4.2 Equatorial mode

As done previously for the meridional mode, we also investigated the causes of the equatorial mode SSS signature. It generally shows that both oceanic and

atmospheric forcing are important to explain the signature in each box (Figure 10).

In box 1, the SSS signature is clearly due to horizontal advection anomalies (Figure 10). They are controlled by SSS gradient anomalies ($-\bar{u}.s'_x - \bar{v}.s'_y$, Figure 11). The western boundary current likely advects anomalies created at the equator by an excessive precipitation (Figure 10b) toward this region.

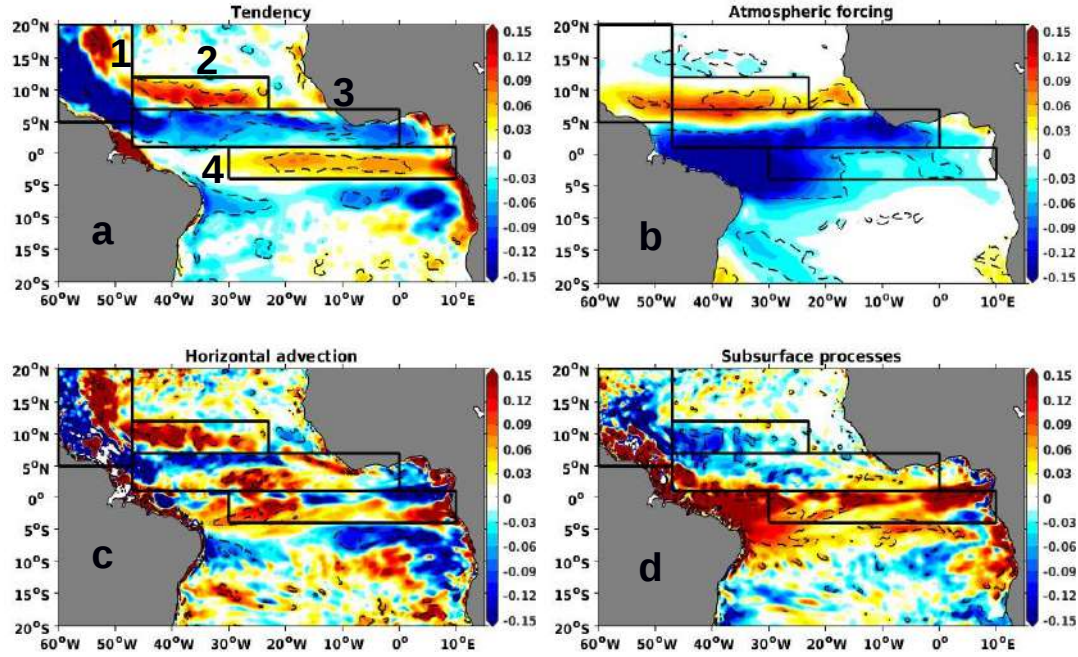


Figure 10: Spring to summer mixed-layer salinity budget (pss) for the equatorial mode: tendency term (a), atmospheric forcing (b), horizontal advection (c) and subsurface processes (d). Plots (a,b,c,d) represent regression coefficients of salinity budget term anomalies onto the equatorial mode time function shown in figure 2f. The dashed black contours and regions 1 to 4 are as in Figure 3d,e.

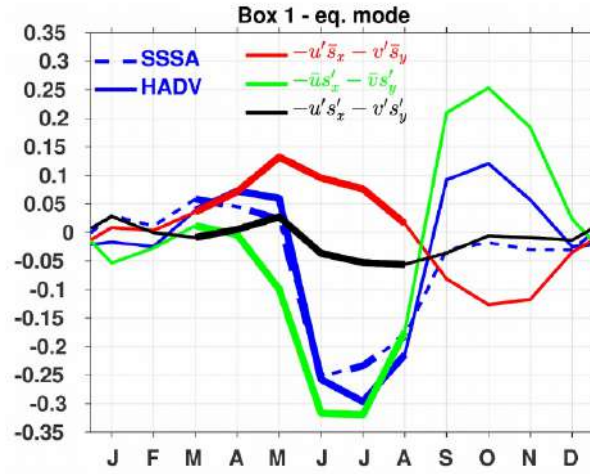


Figure 11: As Figure 7.a but related to a positive equatorial mode in the western box 1 (60°W-47°W, 5°N-20°N), where only negative anomalies are averaged. All the time series are obtained by regressing the box-averaged interannual anomalies for each calendar month onto the summer equatorial mode time series shown in Figure 2f. The period from April to August corresponds to the development and the mature phase of the mode (heavy lines).

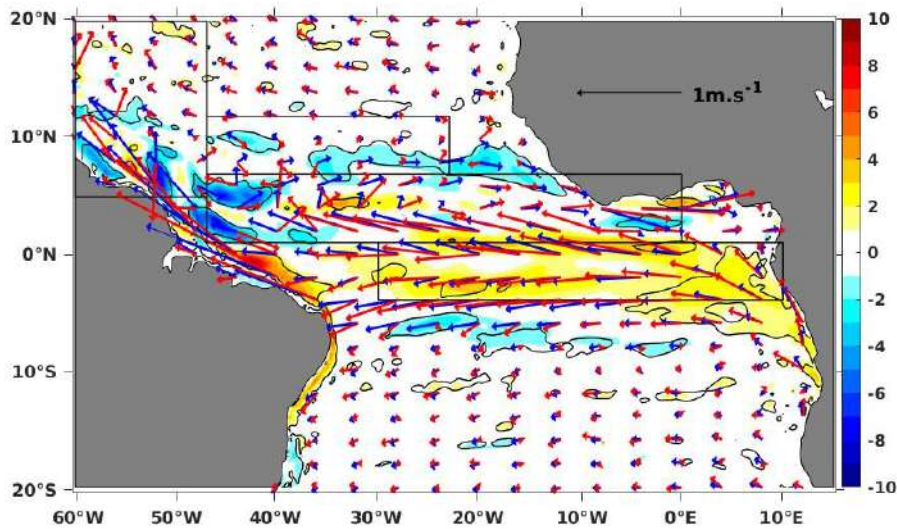


Figure 12: Surface current seasonal mean ($\bar{u}$, blue arrows), sum of the seasonal mean and interannual anomalies related to the equatorial mode ($\bar{u} + 10 \cdot u'$, red arrows) and amplitude of the interannual anomalies related to the equatorial mode anomalies (cm.s^{-1} , shading). Interannuals anomalies

related to the equatorial mode correspond to regression coefficients of interannual anomalies onto the equatorial mode time function shown in figure 2f. The multiplicative coefficient 10 is chosen arbitrarily to highlight currents anomalies. This somewhat distorts the direction of these current vectors. The black contours represent the 90% significance threshold and boxes are as in figure 3a.

In boxes 2 and 3, the SSS signature is due to both atmospheric forcing and horizontal advection. The atmospheric forcing dominates in box 3 because of a southward shift of the ITCZ that brings more rain into this box where SSS then decreases, and less rain in box 2 where SSS increases (Figure 10 a,b).

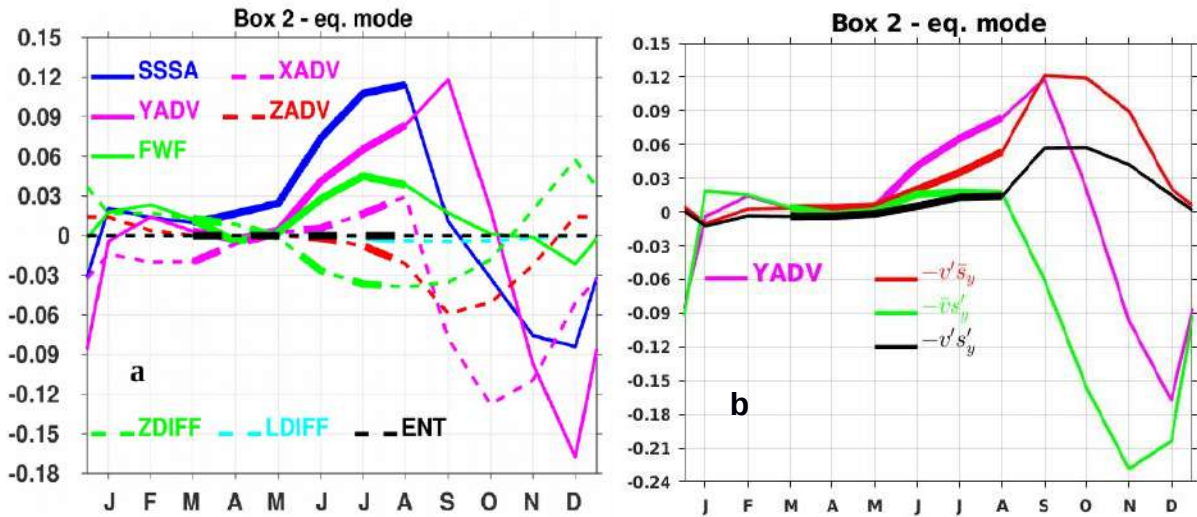


Figure 13: (a) Time series of SSS anomalies related to a positive equatorial mode (blue line), zonal (magenta dashed line), meridional (magenta line) and vertical (red dashed line) advection, fresh water flux (green line), vertical diffusion (green dashed line), lateral diffusion (light blue dashed line) and entrainment (black dashed line) and **(b)** the different terms of the meridional advection (magenta line) decomposition following the equation 3.1, with the term II (red line), the term III (green line) and the term IV (black line) in the box 2 (47°W-23°W, 7°N-12°N). All the time series are obtained by regressing the box-averaged interannual anomalies for each calendar month onto the summer equatorial mode time series shown in Figure 2f. The period from April

to August corresponds to the development and the mature phase of the mode (heavy lines).

In box 2, in addition to this atmospheric forcing contribution, meridional advection is also important until September (Figure 13 a,b). This is due to current anomalies combined with a strong mean meridional SSS gradient ($-v' \cdot \bar{s}_y$, Figure 13b), namely current anomalies (Figure 12, box 2) that advect salty waters southward from the north subtropical gyre into box 2.

In box 4, positive SSS anomalies are mainly due to subsurface processes (Figure 10) and horizontal advection. The subsurface processes include vertical advection and diffusion. Figure 14 shows that the contribution of both terms are almost equal while atmospheric forcing modulate them by its negative contribution. The contribution of the horizontal advection is due to the South Equatorial Current variation in this box (Figure 12).

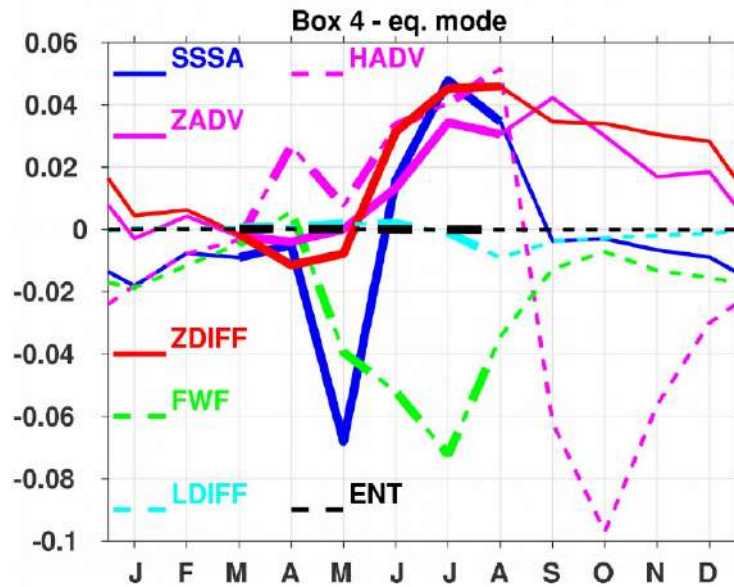


Figure 14: Time series of SSS anomalies (blue line), horizontal advection (magenta dashed line), vertical advection (magenta line) and diffusion (red line), fresh water flux (green dashed line), lateral diffusion (light blue dashed line), and entrainment (black dashed line).

line) and entrainment (black dashed line) in the south equatorial box (30°W - 10°E , 4°S - 1°N) during a positive equatorial mode. All the time series are obtained by regressing the box-averaged interannual anomalies for each calendar month onto the summer equatorial mode time series shown in Figure 2f. The period from April to August corresponds to the development and the mature phase of the mode (heavy lines).

4. Summary and discussion

The signature of the dominant tropical Atlantic interannual modes of climate variability, previously documented from SST and surface wind stress, was investigated on SSS using *in situ* and satellite-derived observations, and a regional simulation. Both observations and model show that, during the positive phase of the meridional mode, a north-south dipole of SSS anomalies appears along the equatorial region, with positive and negative anomalies around 5°S and 5°N , respectively. Negative SSS anomalies form off the South American coast around 15°S and 10°N . Positive SSS anomalies also form off the African coast with a maximum around 10°S . The equatorial mode has a SSS signature different from the meridional mode. During its positive phase, there are 2 - 5° wide zonal bands of SSS anomalies that are positive around 10°N , negative around 5°N , then positive again around 3°S . There are strong negative SSS anomalies at 10°N off the South American coast. Due to the linear regression method we used to extract these SSS patterns, we can only assume that anomalies of opposite sign form during the negative phase of these two modes. This assumption is plausible for the equatorial mode as its SST and wind patterns are largely symmetric (Lübbecke and McPhaden, 2017). However, it is less likely for the meridional mode due to the equatorial asymmetric of the ITCZ and would require further investigation.

Moreover, since the positive equatorial and meridional mode events documented in terms of SST and surface wind stress anomalies in 2010 and 2012, respectively, are included in both the SMOS and *in situ* products

availability period, we compare the SSS anomalies observed in each product. A good agreement is observed between the previously extracted SSS signature and spring 2012 and summer 2010 *in situ* anomalies. In addition, there is a very good agreement between the *in situ* and SMOS-derived SSS modes, although the latter appears noisier due to its finer resolution. In areas where *in situ* data are not available, especially off Congo and Amazon rivers, SMOS fills the gap with anomalies very consistent with the expected SSS signature.

As the model reproduces consistently the observed SSS signature, we use it with confidence to diagnose the dominant physical mechanisms that are responsible for this signature. The diagnostic results show that:

For the meridional mode, the north-south dipole observed in equatorial band is mainly due to the ITCZ northward shift associated with a positive meridional mode. As the ITCZ corresponds to a maximum in rainfall, this shift brings more rain in the northern part of the dipole yielding to a decrease of SSS, and less rain in the southern part where SSS increases. Both strong negative SSS anomalies found off the South American coast are mainly due to changes in horizontal advection. To better understand these changes, we have deepened our investigation by decomposing the advection term into several components: the advection of mean or anomalous SSS gradient by anomalous or mean current. The results reveal that advection is essentially driven by western boundary current anomalies in these two regions. In the north, the North Brazil Current strengthens and carries Amazon plume waters northward and its freshening effect peaks in July. Meanwhile, in the south, the Brazil Current strengthens and carries relatively fresh waters southward along the coast with a peak in June. On the opposite, from May to December, after the meridional mode peak, advection due to SSS gradient anomalies overcomes the contribution due to current anomalies. The positive SSS anomalies off Congo River are due to meridional advection south of the Congo outflow located at 6°S, and vertical advection north of this latitude. This meridional advection is related to a slowing down of the southward Angola current that carries fresh waters from the Congo River southward. Vertical advection brings saltier subsurface waters towards the surface because of the

strong vertical salinity gradient created by the Congo discharge. These findings are mostly consistent with Da-Allada et al. (2014b) although, in addition to these processes, they highlighted the importance of vertical diffusion to explain the interannual variability in this region. The latter process is very weak in our study, which may be due to our focus on the spring meridional mode only.

For the equatorial mode signature, we also found that both oceanic and atmospheric forcing are important to explain the zonal bands of positive and negative SSS anomalies around 10°N and 5°N respectively. The southward shift of the ITCZ brings more rain into the region around 5°N where SSS decreases, and less rain around 10°N where SSS increases. Also, the presence of a strong mean meridional SSS gradient favors the southward advection of salty waters from the north subtropical gyre into the region around 10°N . Precipitation changes related to the ITCZ shift and meridional advection were also identified by Foltz et al. (2008) as potential processes that can explain the SSS seasonal variations in these regions. Unlike other regions, the SSS anomalies in south equatorial region are mainly driven by subsurface processes with contribution of both vertical advection and diffusion at the base of the mixed layer while atmospheric forcing partly compensates them.

In both modes, horizontal advection clearly explains the strong negative SSS anomalies found at 10°N off the South American coast. This process was already identified as dominant in this region both at seasonal (Foltz & McPhaden, 2008) and interannual timescale (Ferry & Reverdin, 2004). However, the causes of the gradient anomalies which control the advection term during the equatorial mode is still unclear. It may be due to the precipitation-driven equatorial SSS anomalies, later advected by the North Brazil current. Also, Tyaquica et al. (2017) suggest from a statistical analysis that SSS anomalies extending until 10°N can be produced by interannual variations in the Amazon flow, more clearly related to ENSO than Atlantic modes. Our model uses climatological runoff. This could lead to underestimation of SSS gradient anomalies and partly explain the driving role of current anomalies on advection that we found in the meridional mode. However, our model reproduces rather well the SSS anomalies in the Amazon

plume in this configuration. It would be interesting to investigate further the influence of interannual Amazon flow changes on SSS. Comparing model simulations with and without interannual runoff would be instructive.

This study shows that both meridional and equatorial modes impact the SSS in tropical Atlantic through atmospheric and/or oceanic processes. The atmospheric forcing, related to ITCZ migration, controls the equatorial region while the advection, due to modulation of current dynamics, vertical gradient and mixing at the base of mixed-layer, drives SSS in the region under the influence of river plumes.

Appendix: Integration method

Based on a methodology used to compute, from monthly fields, heat budget terms driving year-to-year SST variations (Alory & Meyers 2009, Appendix B), we apply here a similar approach to compute, from daily fields, salt budget terms driving season-to-season SSS variations.

Considering S_i , the daily mean SSS for day i , and dS/dt_i , the different daily contribution terms of the salt budget equation 2.1.

$$\text{Set } \Delta S_i = \frac{dS}{dt_i} \Delta t$$

One can write :

$$\begin{aligned} S_{n+1} &= S_1 + \Delta S_1 + \Delta S_2 + \dots + \Delta S_n \\ S_{n+2} &= S_2 + \Delta S_2 + \Delta S_3 + \dots + \Delta S_n + \Delta S_{n+1} \\ S_{n+3} &= S_3 + \Delta S_3 + \Delta S_4 + \dots + \Delta S_n + \Delta S_{n+1} + \Delta S_{n+2} \\ &\vdots \\ S_{n+n} &= S_n + \Delta S_n + \Delta S_{n+1} + \Delta S_{n+2} + \dots + \Delta S_{n+n-1} \end{aligned} \quad (3.2)$$

Adding up equations 3.2, we obtain:

$$\begin{aligned} S_{n+1} + S_{n+2} + S_{n+3} + \dots + S_{n+n} &= S_1 + S_2 + S_3 + \dots + S_n + 1 * \Delta S_1 + 2 * \Delta S_2 + 3 * \Delta S_3 + \dots + n * \Delta S_n + (n-1) * \Delta S_{n+1} \\ &\quad + (n-2) * \Delta S_{n+2} + \dots + 1 * \Delta S_{n+n-1} \end{aligned} \quad (3.3)$$

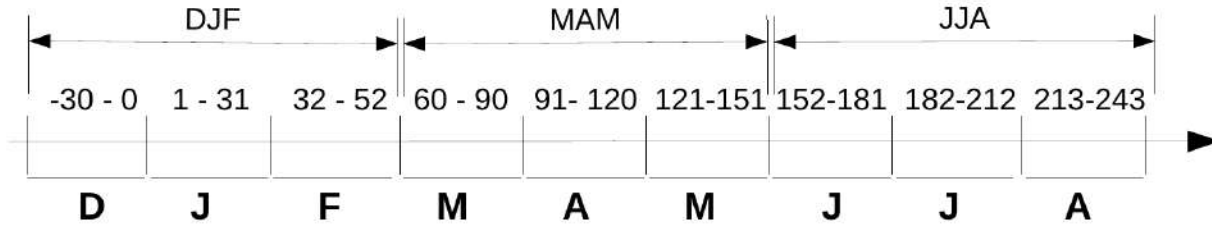
Which can be rewritten as:

$$\sum_{i=n+1}^{n+n} S_i = \sum_{i=1}^n S_i + \sum_{i=1}^n i * \Delta S_i + \sum_{i=1}^{n-1} (n-i) * \Delta S_{n+i} \quad (3.4)$$

By dividing equation 3.4 by **n**, we obtain the mean state:

$$\frac{1}{n} \sum_{i=n+1}^{2n} S_i = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n S_i + \frac{1}{n} \left\{ \sum_{i=1}^n i * \Delta S_i + \sum_{i=1}^{n-1} (n-i) * \Delta S_{n+i} \right\} \quad (3.5)$$

With $n=92$, the number of days in one season. Using calendar days (scheme below) and considering the development of SSS anomalies from winter to spring, when the meridional mode peaks, equation 3.5 gives:



$$S_i \rightarrow S_{-33+i} \quad \text{and} \quad S_{n+i} \rightarrow S_{59+i}$$

$$\underbrace{\frac{1}{92} \sum_{i=93}^{184} S_{-33+i}}_{\substack{S_{60-151} \\ S_{MAM}}} = \underbrace{\frac{1}{92} \sum_{i=1}^{92} S_{-33+i}}_{\substack{S_{-32-59} \\ S_{DJF}}} + \frac{1}{92} \left[\sum_{i=1}^{92} i * \Delta S_{-33+i} + \sum_{i=1}^{91} (92-i) * \Delta S_{59+i} \right] \quad (3.6)$$

Now, considering the development of SSS anomalies from spring to summer, when the equatorial mode peaks, we have:

$$S_i \rightarrow S_{59+i} \quad \text{and} \quad S_{n+i} \rightarrow S_{151+i}$$

$$\underbrace{\frac{1}{92} \sum_{i=93}^{184} S_{59+i}}_{\substack{S_{152-243} \\ S_{JJA}}} = \underbrace{\frac{1}{92} \sum_{i=1}^{92} S_{59+i}}_{\substack{S_{60-151} \\ S_{MAM}}} + \frac{1}{92} \left[\sum_{i=1}^{92} i * \Delta S_{59+i} + \sum_{i=1}^{91} (92-i) * \Delta S_{151+i} \right] \quad (3.7)$$

Here, $\bar{S}_{DJF}$, $\bar{S}_{MAM}$ and $\bar{S}_{JJA}$ are the winter, spring and summer mean SSS anomalies, respectively. The season-to-season contribution of SSS budget terms, including the different processes detailed in equation 2.1, is computed as a weighted mean of the daily model output.

References

- Alory, G., & Delcroix, T. (2002). Interannual sea level changes and associated mass transports in the tropical Pacific from TOPEX/Poseidon data and linear model results (1964-1999). *Journal of Geophysical Research*, 22, 93- 113, <https://doi:10.1175/2008JCLI2330.1>
- Alory, G., & Meyers, G. (2009). Warming of the Upper Equatorial Indian Ocean and Changes in the Heat Budget (1960-99). *Journal of Climate*, 107(C10), 3153, <https://doi:10.1029/2001JC001067>.
- Alory G., Delcroix, T., Téchiné, P., Diverres, D., Varillon, D., Cravatte, S., Gouriou, Y., Grelet, J., Jacquin, S., Kestenare, E., Maes, C., Morrow, R., Perrier, J., Reverdin, G., Roubaud F. (2015). The French contribution to the voluntary observing ships network of sea surface salinity, *Deep-sea Research 1*, 105, 1-18, <http://dx.doi.org/10.1016/j.dsr.2015.08.00>
- Bosc, C., Delcroix, T., Maes, C., 2009. Barrier layer variability in the western Pacific warm pool from 2000 - 2007. *J. Geophys. Res.* 114, C06023. <http://dx.doi.org/10.1029/2008JC005187>.
- Boutin, J., Martin, N., Kolodziejczyk, N., & Reverdin, G. (2016). Interannual anomalies of SMOS sea surface salinity, *Remote Sensing of Environment*, 180, 128-136, <http://dx.doi.org/10.1016/j.rse.2016.02.053>
- Camara, I., Kolodziejczyk, N., Mignot, J., Lazar, A., & Gaye, A. T. (2015). On the seasonal variations of salinity of the tropical Atlantic mixed layer. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 120, 4441-4462, <https://doi:10.1002/2015JC010865>.
- Carton, J. A., & Huang, B. (1994). Warm events in the tropical Atlantic. *Journal of Physical Oceanography*, 24, 888-903.
- Chang, P., Ji, L., Li, H., & Flügel, M. (1997). A decadal climate variation in the tropical Atlantic Ocean from thermodynamic air-sea interactions, *Nature*, 385, 516-518
- Curry, R., Dickson, B., & Yashayaev, I. (2003). A change in the freshwater balance of the Atlantic Ocean over the past four decades. *Nature*, 426(6968), 826.
- Da-Allada, Y. C., Alory, G., du Penhoat, Y., Kestenare, E., Durand, F., & Hounkonnou, N. M. (2013). Seasonal mixed-layer salinity balance in the Tropical Atlantic Ocean: mean state and seasonal cycle. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 118(1): 332-345. <https://doi:10.1029/2012JC008357>
- Da-Allada, Y. C., Alory, G., du Penhoat, Y., Jouanno, J., & Hounkonnou, N.M. (2014a). Causes for the recent increase in sea surface salinity in the Gulf of Guinea. *African Journal of Marine Sciences*. 36(2):197-205. doi:10.2989/ 1814232X.2014.927398.

- Da-Allada, C. Y., du Penhoat, Y., Jouanno, J., Alory, G., & Hounkonnou N.M. (2014b). Modeled mixed-layer salinity balance in the Gulf of Guinea: Seasonal and interannual variability. *Ocean Dynamics*, 64(12), 1783–1802, <https://doi:10.1007/s10236-014-0775-9>
- Da-Allada Y. C, Jouanno, J., Gaillard, F., Kolodziejczyk, N., Maes, C., Reul, N., & Bourlès B. (2017). Importance of the Equatorial Undercurrent on the sea surface salinity in the eastern equatorial Atlantic in boreal spring. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 122, <https://doi:10.1002/2016JC012342>
- Dai, A., & Trenberth, K. E. (2002). Estimates of freshwater discharge from continents: Latitudinal and seasonal variations. *Journal of hydrometeorology*, 3(6), 660-687.
- Dee, D. P., Uppala, S. M., Simmons, A. J., Berrisford, P., Poli, P., Kobayashi, S., ... & Bechtold, P. (2011). The ERA-Interim reanalysis: Configuration and performance of the data assimilation system. *Quarterly Journal of the royal meteorological society*, 137(656), 553-597.
- Delcroix, T., & Hénin, C. (1991). Seasonal and interannual variations of sea surface salinity in the tropical Pacific ocean. *Journal of Geophysical Research*, 96, 22135-22150.
- Dessier A., & Donguy, J. R. (1994). The sea surface salinity in the tropical Atlantic between 10°S and 30°N - seasonal and interannual variations (1977-1989), *Deep-sea Research 1*, 41(1), 81-100.
- Doi, T., Tozuka, T., & Yamagata, T. (2009). Interannual variability of the Guinea Dome and its possible link with the Atlantic Meridional Mode. *Climate Dynamics*, 33, 985–998.
- Durack, P. J., & Wijffels, S. E. (2010). Fifty-year trends in global ocean salinities and their relationship to broad-scale warming. *Journal of Climate*, 23(16), 4342-4362.
- Durack, P. J., Wijffels, S. E., & Matear, R. J. (2012). Ocean salinities reveal strong global water cycle intensification during 1950 to 2000. *science*, 336(6080), 455-458.
- Dussin, R., Barnier B., & Brodeau, L. (2016). The making of Drakkar forcing set DFS5. DRAKKAR/MyOcean Report 01-04-16, LGGE, Grenoble, France
- Ferry, N., & Reverdin, G. (2004). Sea surface salinity interannual variability in the western tropical Atlantic: An ocean general circulation model study. *Journal of Geophysical Research*, 109, C05026, doi:10.1029/2003JC002122.
- Ferry, N., L. Parent, G. Garric, C. Bricaud, C-E Testut, O. Le Galloudec, J-M Lellouche, M. Drevillon, E. Greiner, B. Barnier, J-M Molines, N. C. Jourdain, S. Guinehut, C. Cabanes, L. Zawadzki (2012). GLORYS2V1 global ocean reanalysis of the altimetric era (1992-2009) at mesoscale. Mercator Quarterly Newsletter 44, January 2012, 29-39. available at <http://www.mercator-ocean.fr/eng/actualites-agenda/newsletter>.
- Foltz, G. R., & McPhaden M. J. (2008). Seasonal mixed layer salinity balance of the tropical North Atlantic Ocean. *Journal of Geophysical Research*, 113, C02013, <https://doi:10.1029/2007JC004178>.
- Foltz, G. R., & McPhaden, M. J. (2010). Interaction between the Atlantic meridional and Nino modes. *Geophysical Research Letters*, 37, L18604, <https://doi:10.1029/2010GL044001>.

- Friedman, A. R., G. Reverdin, M. Khodri, and G. Gastineau (2017), A new record of Atlantic sea surface salinity from 1896 to 2013 reveals the signatures of climate variability and long-term trends, *Geophys. Res. Lett.*, 44, 1866–1876, doi:10.1002/2017GL072582.
- Gasparin, F., & Roemmich, D. (2016). The strong freshwater anomaly during the onset of the 2015/2016 El Niño. *Geophysical Research Letters*, 43, 6452–6460, doi:10.1002/2016GL069542
- Gelderloos, R., Straneo, F., Katsman, C.A., 2012. Mechanisms behind the temporary shutdown of deep convection in the Labrador Sea: lessons from the Great Salinity Anomaly Years 1968–71. *J. Clim.* 25 (19), 6743–6755.
- Gordon, A. L., Giulivi, C. F., Busecke, J., & Bingham, F. M. (2015). Differences among subtropical surface salinity patterns. *Oceanography*, 28(1), 32–39.
- Grodsky, S. A., Reul, N., Lagerloef, G., Reverdin, G., Carton, J. A., Chapron, B., ... & Kao, H. Y. (2012). Haline hurricane wake in the Amazon/Orinoco plume: AQUARIUS/SACD and SMOS observations. *Geophysical Research Letters*, 39(20).
- Hasson, A. E. A., Delcroix, T., & Dussin, R. (2013b). An assessment of the mixed layer salinity budget in the tropical Pacific Ocean, Observations and modelling (1990–2009). *Ocean Dynamics*, 63(2–3), 179–194, <https://doi:10.1007/s10236-013-0596-2>.
- Hasson, A. E. A., Delcroix, T., Boutin, J., Dussin, R. & Ballabrera-Poy, J. (2014). Analyzing the 2010 2011 La Niña signature in the tropical Pacific sea surface salinity using in situ data, SMOS observations, and a numerical simulation. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 119, 3855–3867, <https://doi:10.1002/2013JC009388>.
- Hastenrath, S., & Greischar, L. (1993). Circulation mechanisms related to north-east Brazil rainfall anomalies, *Journal of Geophysical Research*, 98, 5093 – 5102.
- Hernandez, O., Jouanno, J. & Durand, F. (2016). Do the Amazon and Orinoco freshwater plumes really matter for hurricane-induced ocean surface cooling?. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 121, 2119–2141, <https://doi:10.1002/2015JC011021>.
- Hernandez, O., Jouanno, J., Echevin, V., & Aumont, O. (2017). Modification of sea surface temperature by chlorophyll concentration in the Atlantic upwelling systems. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 122, 5367–5389, <https://doi:10.1002/2016JC012330>
- Hormann, V., Lumpkin, R. & Foltz, G. R. (2012). Interannual North Equatorial Countercurrent variability and its relation to tropical Atlantic climate modes. *Journal of Geophysical Research*, 117, C04035, <https://doi:10.1029/2011JC007697>.
- Hosoda, S., Suga, T., Shikama, N., & Mizuno, K. (2009). Global surface layer salinity change detected by Argo and its implication for hydrological cycle intensification. *Journal of Oceanography*, 65(4), 579.
- Jouanno J., Marin, F., du Penhoat, Y., Sheinbaum, J., Molines, J-M. (2011). Seasonal heat balance in the upper 100 m of the equatorial Atlantic Ocean. *Journal of Geophysical Research*, 116:C09003. <https://doi:10.1029/2010JC006912>

Keenlyside, N. S., & Latif, M. (2007). Understanding equatorial Atlantic interannual variability. *Journal of Climate*, 20, 131–142, <https://doi:10.1175/JCLI3992.1>

Kolodziejczyk, N., Boutin, J., Vergely, J.-L., Marchand, S., Martin, N. & Reverdin, G. (2016) Mitigation of systematic errors in SMOS sea surface salinity. *Remote Sensing of Environment*, <http://dx.doi.org/10.1016/j.rse.2016.02.061>.

Kopte R., Brandt, P., Dengler, M. Tchupalanga, P. C. M., Macuérie, M., & Ostrowski, M. (2017). The Angola Current: Flow and hydrographic characteristics as observed at 11°S, *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 122, 1177–1189, doi:10.1002/2016JC012374.

Kushnir, Y., Robinson, W. A., Chang, P., & Robertson, A. W. (2006). The physical basis for predicting Atlantic sector seasonal-to-interannual climate variability. *Journal of Climate*, 19(23), 5949–5970.

Large, W. G., & Yeager, S. G. (2004). Diurnal to decadal global forcing for ocean sea ice models: the data sets and flux climatologies. Rep. NCAR/TN-460+STR. Natl Cent for Atmos Res. Boulder, Colorado

Levang, Samuel J., and Raymond W. Schmitt. "Centennial Changes of the Global Water Cycle in CMIP5 Models." *J. Climate* 28, no. 16 (August 2015): 6489–6502. © 2015 American Meteorological Society

Lübbecke J. F., Böning, C.W., Keenlyside, N. S., & Xie, S.-P. (2010). On the connection between Benguela and equatorial Atlantic Niños and the role of the South Atlantic Anticyclone. *Journal of Geophysical Research*, 115, C09015, <https://doi:10.1029/2009JC005964>.

Lübbecke, J. F., and M. J. McPhaden (2017), Symmetry of the Atlantic Niño mode, *Geophys. Res. Lett.*, 44, 965–973, doi:10.1002/2016GL071829.

Madec, G., and the NEMO team (2016). NEMO ocean engine: Note du Pôle de modélisation de l'Institut Pierre-Simon Laplace No 27. available from <http://www.nemo-ocean.eu/doc>

Maes, C., 1998. Estimating the influence of salinity on sea level anomaly in the ocean. *Geophys. Res. Lett.* 25 (19), 3551–3554.

Maes, C., Ando, K., Delcroix, T., Kessler, W., McPhaden, M., Roemmich, D., 2005. Observed correlation of surface salinity, temperature and barrier layer at the eastern edge of the western Pacific warm pool. *Geophys. Res. Lett.* 33. <http://dx.doi.org/10.1029/2005GL024772>.

Mama, A. C. & Alory, G. (2011). Influence des fleuves sur la salinité de l'Atlantique dans les modeles oceaniques. (master's thesis, CIPMA/UAC, Bénin, <http://nodc-benin.org/projets/propao/activit%C3%A9s-propao-2.html>)

Mignot, J., and C. Frankignoul (2004), Interannual to interdecadal variability of sea surface salinity in the Atlantic and its link to the atmosphere in a coupled model, *J. Geophys. Res.*, 109, C04005, doi:10.1029/2003JC002005.

Murtugudde R. G., Ballabrera-Poy, J., Beauchamp, J., Busalacchi, A.J. (2001). Relationship between zonal and meridional modes in the tropical Atlantic. *Journal of Geophysical Research Letters*, 28(23), 4463–4466.

Nobre, P., & Shukla, J. (1996). Variations of sea surface temperature, wind stress, and rainfall over the tropical Atlantic and South America. *Journal of Climate*, 9, 2462–2479.

- Servain, J., Wainer, I., McCreary, J. & Dessier, A. (1999). Relationship between the equatorial and meridional modes of climatic variability in the tropical Atlantic. *Journal of Geophysical Research Letters*, 26(4), 485-488.
- Singh, A., Delcroix, T., & Cravatte, S. (2011). Contrasting the flavors of El Niño-Southern Oscillation using sea surface salinity observations. *Journal of Geophysical Research*, 116, C06016, <http://dx.doi.org/10.1029/2010JC006862>
- Reverdin, G., Kestenare, E., Frankignoul, C. & Delcroix, T. (2007). Surface salinity in the Atlantic Ocean (308S-508N). *Progress Oceanography*, 73, 311-340, <https://doi:10.1016/j.pocean.2006.11.004>.
- Richter, I., Behera, S. K., Masumoto, Y., Taguchi, B., Sasaki, H., & Yamagata, T. (2013). Multiple causes of interannual sea surface temperature variability in the equatorial Atlantic Ocean. *Nature Geosciences*, 6(1), 43-47, <https://doi:10.1038/ngeo1660>.
- Schanze, J. J., R. W. Schmitt, and L. L. Yu (2010): The global oceanic freshwater cycle: A state-of-the-art quantification. *Journal of Marine Research*, 68, 569-595.
- Servain J., Wainer, I., McCreary, J.P., Dessier, A. (1999). Relationship between the equatorial and meridional modes of climatic variability in the tropical Atlantic. *Journal of Geophysical Research Letters*, 26: 485-488.
- Schmitt, R. W. (1995). The ocean component of the global water cycle. *Reviews of Geophysics*, 33(S2), 1395-1409.
- Schmitt, R. W., (2008) Salinity and the global water cycle. *Oceanography*, 21, 12-19, doi:10.5670/oceanog.2008.63.
- Terray, L., Corre, L., Cravatte, S., Delcroix, T., Reverdin, G., & Ribes, A. (2012). Near-surface salinity as Nature's rain gauge to detect human influence on the tropical water cycle. *Journal of Climate*, 25-3, 958-977, <https://doi:10.1175/JCLI-D-10-05025.1>.
- Tchilibou, M., Delcroix, T., Alory, G., Arnault, S. & Reverdin, G. (2015). Variations of the tropical Atlantic and Pacific SSS minimum zones and their relations to the ITCZ and SPCZ rain bands (1979-2009). *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 120, 5090-5100, <https://doi:10.1002/2015JC010836>.
- Tyaquicã, P., Velela, D., Lefèvre, N., Araujo, M., Noriega, C., Caniaux G., Servain, & Silva, T. (2017). Amazon Plume Salinity Response to Ocean Teleconnections. *Frontiers in Marine Science*, 4:250, doi: 10.3389/fmars.2017.00250
- Tzortzi, E., S. A. Josey, M. Srokosz, and C. Gommenginger (2013), Tropical Atlantic salinity variability: New insights from SMOS, *Geophys. Res. Lett.*, 40, 2143-2147, doi:10.1002/grl.50225.
- Tzortzi, E., Srokosz, M., Gommenginger, C., & Josey, S. A. (2016). Spatial and temporal scales of variability in Tropical Atlantic sea surface salinity from the SMOS and Aquarius satellite missions. *Remote sensing of environment*, 180, 418-430.
- Xie, S-P. and Carton, 2004 : Tropical Atlantic Variability ; Patterns, Mechanisms, and Impacts, J. A., in *Earth Climate Monograph*, 147, 121-142.

Yu, L. (2011), A global relationship between the ocean water cycle and near-surface salinity, *J. Geophys. Res.*, 116, C10025, doi:10.1029/2010JC006937.

Zhang, N., Feng, M., Du, Y., Lan, J., & Wijffels, S. E. (2016). Seasonal and interannual variations of mixed layer salinity in the southeast tropical Indian Ocean. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 121, 4716–4731, <https://doi.org/10.1002/2016JC011854>.

Acknowledgments

The research leading to these results received funding from the EU FP7/2007-2013 under grant agreement no. 603521. It is part of MFA's PhD work funded by Institut de Recherche pour le Développement (IRD). It was also supported by the Centre National d'Etudes Spatiales (CNES) TOSCA-SMOS and OSTST-AltiETAO projects. The Sea Surface Salinity gridded data (<http://dx.doi.org/10.6096/SSS-LEGOS-GRID-ATL>) was produced and made freely available by the French Sea Surface Salinity Observation Service (<http://www.legos.obs-mip.fr/observations/sss/>). The reanalysis data were downloaded from ECMWF (<http://www.ecmwf.int>). The L3_DEBIAS_LOCEAN_v1 Sea Surface Salinity maps have been produced by LOCEAN/IPSL (UMR CNRS/UPMC/IRD/MNHN) laboratory and ACRI-st company that participate to the Ocean Salinity Expertise Center (CECOS) of Centre Aval de Traitement des Données SMOS (CATDS). This product is distributed by the Ocean Salinity Expertise Center (CECOS) of the CNES-IFREMER Centre Aval de Traitement des Données SMOS (CATDS), at IFREMER, Plouzane (France). (<https://www.catds.fr/Products/Available-products-from-CEC-OS/L3-Debiased-Locean-v1>). Comments from anonymous reviewers helped to improve the manuscript.

3.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons procédé à une extraction et classification des modes climatiques dominants de l'Atlantique tropical et de leurs années d'apparition, à partir des méthodes statistiques des analyses EOFs qui sont bien connues et des analyses en clusters qui sont moins fréquemment utilisées. Ces méthodes nous ont permis de confirmer que les deux modes de variabilité couplée les plus énergétiques en SST et vent du printemps et d'été boréal sont respectivement les modes méridien et équatorial. Nous avons également extrait au printemps d'autres modes climatiques de variabilité, plus précisément le Benguela Niño, qui est responsable des anomalies interannuelles de SST au large des côtes sud africaines, et le mode à grande échelle, qui est caractérisé par un réchauffement global du bassin et qui semble être associé aux événements El Niño du Pacifique. Nous avons trouvé que les phases positives et négatives des modes méridien et équatorial sont symétriques contrairement au Benguela Niño/Niña et au mode à grande échelle. Les années d'apparition du Benguela Niña (phase négative) selon les études antérieures correspondent à des phases positives du mode méridien dans notre étude. Ces résultats ne sont pas contradictoires, puisque la phase positive du mode méridien est caractérisée par un refroidissement général au sud de l'équateur, avec des anomalies négatives de SST bien marquées dans la région du Benguela, mais montrent que ce mode semble être asymétrique. Les années d'apparition de tous ces modes climatiques de variabilité et celle événements ENSO du Pacifique sont présentées dans le tableau récapitulatif de la figure 3.5.

La signature des modes interannuels dominants de la variabilité climatique de l'Atlantique tropical, précédemment documentée à partir de la SST et du vent de surface, a été étudiée sur la SSS en utilisant des observations *in situ* et satellitaires, et une simulation régionale. Les observations et le modèle montrent que, pendant la phase positive du mode méridien, un dipôle nord-sud des anomalies de SSS apparaît dans la région équatoriale, avec des anomalies positives et négatives autour de 5°S et 5°N, respectivement. Des anomalies négatives de SSS se forment au large de la côte sud-américaine vers 15°S et 10°N. Des anomalies positives de SSS se forment également au large des côtes africaines avec un maximum vers 10°S. Le mode équatorial a une signature en SSS différente du mode méridional. Au cours de sa phase positive, on observe des bandes zonales d'anomalies de SSS qui sont positives autour de 10°N, négatives autour de 5°N, puis positives autour de 3°S. On observe également de fortes anomalies de SSS négatives à 10°N au large des côtes sud-américaines. Les anomalies de SSS sont de signe opposé lors de la phase négative de ces modes.

De plus, comme les événements positifs de 2010 et de 2012, respectivement, des modes équatorial et méridien, sont inclus dans la période des données disponibles de SMOS et des produits *in situ*,

nous avons comparé les anomalies de SSS observées dans chaque donnée. Un bon accord est observé entre la signature en SSS précédemment extraite et les anomalies de SSS des données *in situ* du printemps 2012 et de l'été 2010. En outre, il existe un très bon accord entre les anomalies de SSS des données *in situ* et SMOS, bien que ce dernier apparaisse plus bruité du fait de sa résolution plus fine. Dans les zones où les données *in situ* ne sont pas disponibles, en particulier au large des fleuves Congo et Amazone, SMOS comble le vide avec des anomalies très cohérentes avec la signature de SSS attendue.

Comme le modèle reproduit fidèlement la signature en SSS observée, nous l'avons utilisé en toute confiance pour diagnostiquer les mécanismes physiques dominants responsables de cette signature. Les résultats du diagnostic montrent que :

Pour le mode méridien, le dipôle nord-sud observé dans la bande équatoriale est principalement dû à la migration vers le nord de l'ITCZ associée à un mode méridien positif. Comme l'ITCZ correspond à un maximum de précipitation, ce déplacement entraîne plus de pluie dans la partie nord du dipôle, entraînant une diminution de la SSS, et moins de pluie dans la partie sud où la SSS augmente. Les deux anomalies de SSS fortement négatives trouvées au large des côtes sud-américaines sont principalement dues aux changements dans l'advection horizontale. Pour mieux comprendre ces changements, nous avons approfondi notre investigation en décomposant le terme d'advection en plusieurs composantes : l'advection du gradient de SSS moyen ou de ses anomalies par un courant moyen ou ses anomalies. Les résultats révèlent que l'advection est essentiellement causée par les anomalies du courant de bord ouest dans ces deux régions. Au nord, le courant nord du Brésil renforce et transporte les eaux du panache amazonien vers le nord et son effet atteint son pic en juillet. Pendant ce temps, dans le sud, le courant du Brésil renforce et transporte vers le sud le long de la côte des eaux relativement douces avec un pic en juin. À l'inverse, de mai à décembre, après le pic du mode méridien, l'advection due aux anomalies du gradient de SSS dépasse la contribution due aux anomalies de courant. Les anomalies positives de SSS au large du fleuve Congo sont dues à une advection méridienne au sud de l'embouchure du fleuve Congo situé à 6°S, et à une advection verticale au nord de cette latitude. Cette advection méridienne est liée à un ralentissement du courant sud d'Angola qui transporte les eaux douces du fleuve Congo vers le sud. L'advection verticale amène les eaux de subsurface plus salées vers la surface à cause du fort gradient de salinité vertical créé par la décharge du Congo. Ces résultats sont principalement en accord avec Da-Allada et al. (2014b) bien que, en plus de ces processus, ils aient souligné l'importance de la diffusion verticale pour expliquer la variabilité interannuelle dans cette région. Ce dernier processus est très faible dans notre étude, ce qui peut être dû à notre focalisation sur le mode méridien de printemps seulement.

Pour la signature du mode équatorial, nous avons également constaté que les forçages océanique et atmosphérique sont importants pour expliquer les bandes zonales d'anomalies de SSS positives et négatives autour de 10°N et 5°N respectivement. Le déplacement vers le sud de l'ITCZ apporte plus de pluie dans la région autour de 5°N où la SSS diminue, et moins de pluie autour de 10°N où la SSS augmente. De plus, la présence d'un fort gradient méridien moyen de SSS favorise l'advection vers le sud des eaux salées du gyre subtropical nord dans la région autour de 10°N. Les changements de précipitation liés à la migration de l'ITCZ et à l'advection méridienne ont également été identifiés par Foltz & McPhaden (2008) en tant que processus potentiels pouvant expliquer les variations saisonnières de SSS dans ces régions. Contrairement à d'autres régions, les anomalies de SSS dans la région équatoriale sud sont principalement dues à des processus de subsurface avec une contribution de l'advection et de la diffusion verticales à la base de la couche de mélange, tandis que le forçage atmosphérique les compense partiellement.

Dans les deux modes, l'advection horizontale explique clairement les fortes anomalies négatives de SSS trouvées à 10°N au large des côtes sud-américaines. Ce processus était déjà identifié comme dominant dans cette région à la fois à l'échelle saisonnière (Foltz et McPhaden, 2008) et interannuelle (Ferry et Reverdin, 2004). Cependant, les causes des anomalies de gradient qui contrôlent le terme d'advection pendant le mode équatorial ne sont toujours pas claires. Cela peut être dû aux anomalies de SSS équatoriales dues aux précipitations, qui ont ensuite été advectées par le courant nord du Brésil. En outre, Tyaquica et al. (2017) suggèrent, à partir d'une analyse statistique, que des anomalies de SSS qui s'étendent jusqu'à 10°N peuvent être produites par des variations interannuelles du débit de l'Amazone, plus clairement liées à ENSO qu'aux modes de l'Atlantique. Cependant, notre modèle reproduit plutôt bien les anomalies SSS du panache de l'Amazone avec le débit climatologique. Il serait intéressant d'étudier plus avant l'influence des changements du débit interannuel de l'Amazone sur la SSS.

Cette étude montre que les modes méridien et équatorial ont un impact sur la SSS dans l'Atlantique tropical par des processus atmosphériques et/ou océaniques. Le forçage atmosphérique, lié à la migration de l'ITCZ, contrôle la région équatoriale tandis que l'advection, due à la modulation de la dynamique des courants, du gradient vertical et du mélange à la base de la couche de mélange, explique les variations de SSS dans les régions sous l'influence des panaches.

Chapitre

4. Influence de l'onde de Kelvin sur les caractéristiques de la couche de surface

4.1 Introduction

Dans la section 1.2.2 du chapitre 1, nous avons expliqué le rôle important des ondes équatoriales (Kelvin et Rossby) dans le mécanisme de connexion du mode méridien au mode équatorial. En effet, les anomalies de vent à l'équateur associées au réchauffement de la SST au nord-est de l'Atlantique tropical durant la phase chaude du mode méridien, modifient les équilibres entre stratification et courant dans la bande équatoriale, ce qui génèrent des ondes de Kelvin d'upwelling qui se propagent du centre vers l'est du bassin équatorial. Ces ondes peuvent modifier les caractéristiques de stratification et la structure zonale de SST et SSS du bassin durant leur propagation vers l'Est. Ces mécanismes sont identiques à ceux engendrant les phénomènes El Nino et la Niña dans le Pacifique. Même si les conséquences sont moins spectaculaires que dans le Pacifique, ces mécanismes peuvent en particulier amplifier la phase froide du mode équatorial (refroidissement dans la partie est du bassin équatorial) et avoir des conséquences significatives sur le déclenchement et l'intensité de la Mousson ouest-africaine (Sultan et Janicot, 2000 ; Marin et al., 2009 ; Caniaux et al, 2011 ; figure 1.3 chapitre 1). Mis à part les effets directs dans la bande équatoriale, les ondes de Kelvin peuvent aussi être engendrées par des mécanismes plus complexes. Par exemple, les anomalies de vent vers 5°N peuvent aussi générer des ondes de Rossby de downwelling qui se propagent vers l'ouest et qui vont se réfléchir aux côtes ouest en ondes Kelvin équatoriales ayant aussi des effets sur la structure thermique de la bande équatoriale (voir Burmeister et al., 2016, et la description plus bas). Ces dernières vont se propager vers l'Est et auront tendance à réchauffer les eaux froides de la partie est du bassin équatorial initiées par les ondes de Kelvin d'upwelling, faisant alors basculer le mode équatorial dans sa phase chaude (figure 12, chapitre 1). Le détail des mécanismes permettant à une onde de Kelvin d'agir sur la température de la couche de surface et la SST sont encore à affiner. De plus, comme mentionné précédemment, c'est plutôt le bassin Pacifique équatorial qui focalise l'attention de ce type de processus.

Dans ce chapitre, nous aborderons cette question, en nous appuyant sur un modèle très simplifié de propagation d'ondes de gravité le long de l'équateur (Morel et al., 2018). Ce modèle permet de

prendre en compte la propagation d'une onde de Kelvin dans un milieu variable le long de l'équateur, puis de déterminer son effet sur la densité, en particulier la création d'anomalie de densité. Nous décrivons sommairement ce modèle et l'appliquons au cas spécifique de l'Atlantique équatorial puis à un événement réel pour en analyser la physique.

4.2 Modèle simplifié

La Figure 4.1 montre la perturbation de la thermocline par le vent qui génère l'onde de Kelvin, les échanges diabatiques à l'interface océan-atmosphère (flux de chaleur et flottabilité) et le mélange à la base de la couche de mélange océanique qui modifie la densité dans la couche de surface lors de la propagation de cette onde.

Le modèle analytique et numérique simplifié, dont la configuration est illustrée à la Figure 4.1, est un modèle 1D, représentant la couche mélangée de surface comme une couche à gravité réduite (hypothèse de gradient de pression nul à la base de la couche). Le modèle se concentre aussi uniquement sur la dynamique d'une onde de Kelvin le long de l'équateur. Le modèle prend en compte les effets dynamiques décrivant les ondes de Kelvin équatoriales : effet d'advection, de stretching à la base de la couche de mélange. Il peut aussi représenter des effets diabatiques (flux océan/atmosphère ou mélange à la base de la couche de mélange) par le biais d'une paramétrisation de type « Newtonienne » (voir plus bas).

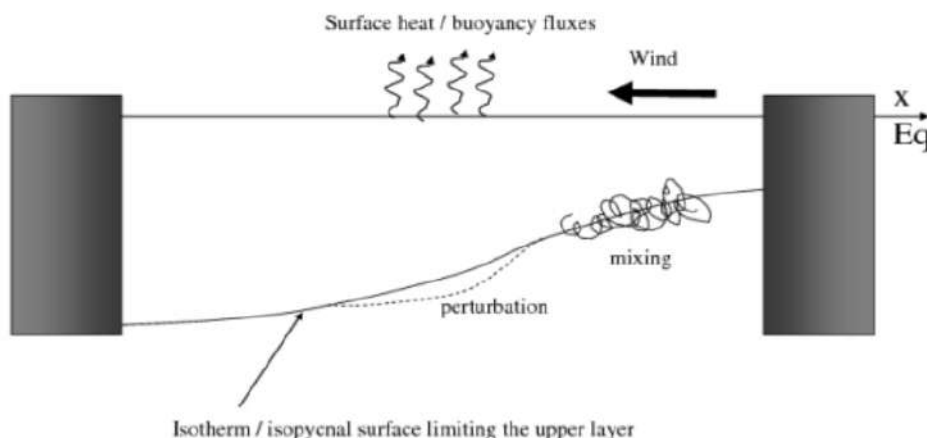


Figure 4.1 : Configurations du modèle simplifié 1D

Pour dériver le modèle, Morel et al (2018) s'appuient sur une série d'hypothèses et d'approximations. Une hypothèse forte, mais bien vérifiée pour les ondes de Kelvin équatoriales, est que la composante méridienne de la vitesse V est supposée nulle. De plus, comme on se place à l'équateur, le terme de Coriolis est nul. Par contre, les conditions de stratifications moyenne que voit

l'onde, sont variables selon la longitude, cette variabilité étant maintenue par des forçages (stress de vent, flux océan/atmosphère, mélange...). Le modèle décrit la propagation de l'onde de Kelvin le long de l'équateur dans ce milieu variable.

Les équations de départ du modèle 1D sont alors données par le système 4.1 où nous avons respectivement les évolutions du courant de surface, l'équation de la continuité et de la flottabilité.

$$\begin{cases} \partial_t U + U \partial_x U = -\frac{1}{\rho_{ref}} \partial_x P + F^U \\ \partial_t H + \partial_x (HU) = F^H \\ \partial_t \rho_a H + \partial_x (\rho_a HU) = F^p \end{cases} \quad (4.1)$$

où U est le champ du courant zonal, P est la pression hydrostatique, ρ_{ref} est une densité de référence constante, qui sera prise comme la densité moyenne de la couche profonde au repos, ρ_a est l'anomalie de densité dans la couche de mélangée et H est l'épaisseur de la couche mélangée. F^U , F^H et F^p sont les termes intégrant l'ensemble des forçages (stress du vent, mélange vertical, flottabilité ou flux de chaleur, effet des instabilités, etc.) permettant de maintenir un état moyen. Pour les processus étudiés ici, la dynamique est intensifiée dans la couche mélangée de surface et les couches du dessous sont considérées au repos, de sorte que le gradient de pression est supposé proche de zéro sous la couche mélangée. Cela permet de prescrire l'anomalie de pression de la couche supérieure P en fonction de l'épaisseur et de la densité de la couche mélangée (principe de la gravité réduite) :

$$P = g(\rho_b - \rho_a)H \quad (4.2)$$

où ρ_a est l'anomalie de densité de la couche mélangée, $g = 9,81 \text{ m.s}^{-2}$ est la gravité de la terre et ρ_b l'anomalie de densité de la couche inférieure (au repos). Si nous considérons en outre que la variation de densité de la couche inférieure ρ_b est négligeable, on peut définir $\rho_{ref} = \rho_b$ et l'équation 4.1 devient :

$$\begin{cases} \partial_t U + U \partial_x U = -\partial_x \Theta + F^U \\ \partial_t H + \partial_x (HU) = F^H \\ \partial_t \Theta + \partial_x (\Theta U) = F^\Theta \end{cases} \quad (4.3)$$

où $\Theta = g \frac{\rho_a}{\rho_{ref}} H$ mesure le contenu de la flottabilité locale (très proche du contenu thermique de la couche de surface) de la couche supérieure.

Notez que, comme ρ_b est pris comme densité de référence ρ_a et Θ sont négatives. Pour avoir l'équation sur l'évolution de la densité, nous utilisons les équations sur Θ et H pour obtenir l'équation de la flottabilité :

$$\partial_t \rho_a + U \partial_x \rho_a + \frac{\rho_a}{H} F^H = \frac{\rho_{ref}}{gH} F^\Theta \quad (4.4)$$

De cette équation, on note que l'évolution de la densité le long de l'équateur est essentiellement due aux processus liés à l'advection du courant zonal (second terme, à gauche) et les forçages atmosphériques (diabatiques) sur la couche de surface et de la flottabilité.

Nous considérons maintenant que les champs physiques se scindent en un état moyen, variable spatialement mais constant dans le temps, et une perturbation liée à l'onde de Kelvin équatoriale. La linéarisation consiste à considérer un état moyen ($U_0, H_0, \Theta_0, \rho_0$) (spatialement variable mais constant dans le temps) qui sera faiblement perturbé. Le champ de nos variables s'écrit donc :

$$\begin{cases} U(x, t) = U_0(x) + u(x, t) \\ H(x, t) = H_0(x) + h(x, t) \\ \Theta(x, t) = \Theta_0(x) + \theta(x, t) \\ \rho_a(x, t) = \rho_0(x) + \rho(x, t) \end{cases} \quad (4.5)$$

où les champs (U_0, H_0, Θ_0) sont associés à l'état moyen et les champs (u, h, θ) représentent les anomalies.

4.3. Équations vérifiées par l'état moyen et les perturbations

4.3.1 État moyen

Nous supposons, que l'état d'équilibre moyen : (U_0, H_0) et $\Theta_0 = g \rho_0 H_0 / \rho_{ref}$ est associé à un état stable et constant dans le temps (ou au moins lentement variable par rapport à la vitesse de

propagation de l'onde) et est maintenu par les termes de forçage F_0^U, F_0^H et F_0^Θ . Les termes de forçages sont alors reliés à l'état moyen par le système 3 et on obtient :

$$\begin{cases} F_0^U = U_0 \partial_x U_0 - \partial_x (\Theta_0) \\ F_0^H = \partial_x (H_0 U_0) \\ F_0^\Theta = \partial_x (\Theta_0 U_0) \end{cases} \quad (4.5)$$

Notons à nouveau que les termes de forçage F_0 prennent en compte tous les processus qui maintiennent l'état moyen : les termes moyens de forçage et la contribution moyenne du mélange sous la thermocline et des flux de chaleur dus aux interactions air-mer.

Les équations précédentes permettent de partir de l'état moyen, qui est en général assez bien connu et peut être évalué avec une bonne précision, puis de calculer les forçages notamment diabatiques-globaux nécessaire au maintien de cet état moyen et qui eux sont en général moins facilement évalués individuellement.

4.3.2 Perturbations initiales

Les perturbations initiales sont déterminées comme suit :

$$\begin{cases} h(t=0) = h_0 = \delta h_{max} \exp\left(-\left(\frac{x-x_0}{L_p}\right)^2\right) \\ u(t=0) = u_0 = \frac{\sqrt{-\Theta}}{H_0} h_0 \\ \theta(t=0) = \theta_0 = \frac{\Theta_0}{H_0} h_0 \end{cases} \quad (4.6)$$

où L_p est la longueur de la perturbation, x_0 est la position initiale de la perturbation et δh_{max} l'amplitude de l'anomalie de la profondeur de la couche mélangée (Figure 4.3). Noter que la structure choisie (relation entre u , θ et h) est telle qu'on obtienne une onde se propageant vers l'Est, pour reproduire l'onde de Kelvin équatoriale.

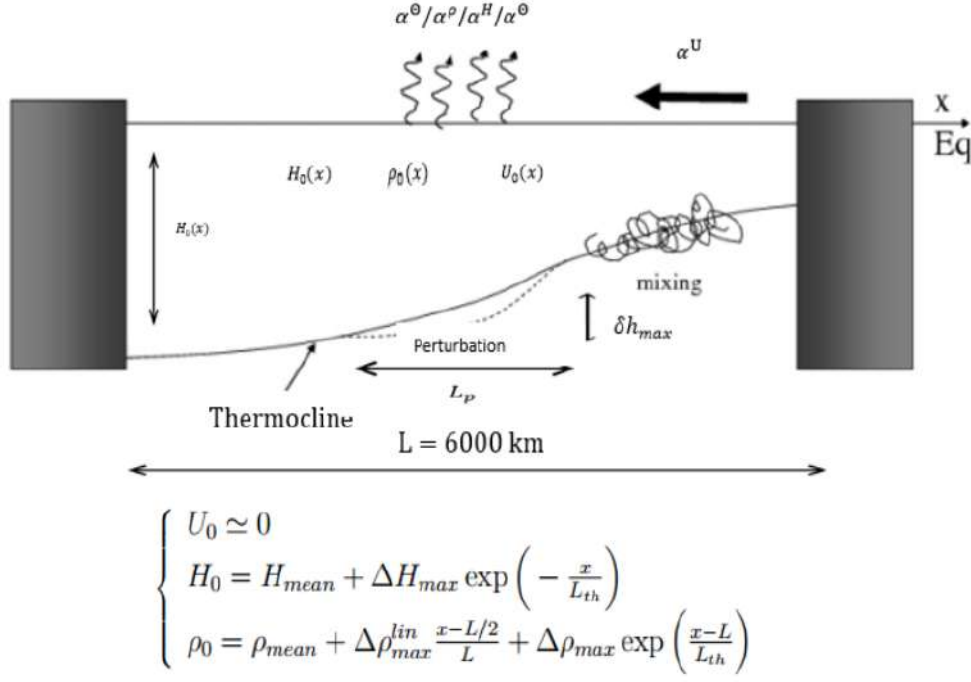


Figure 4.3 : Schéma descriptif général avec tous les paramètres de la configuration de l'Atlantique Tropical, montrant la MLD avec une Onde de Kelvin Equatoriale

Nous choisirons en général l'amplitude $\delta h_{max} = 1$ m assez petite pour que la perturbation se propage comme une onde linéaire vers l'Est. Ce qui nous permet d'obtenir les équations linéarisées pour l'évolution des perturbations (u, h, θ) autour de l'état moyen comme suit :

$$\begin{cases} \partial_t u + \partial_x (U_0 u) = \partial_x (\theta) + \delta F^U, \\ \partial_t h + \partial_x (H_0 u + h U_0) = \delta F^H, \\ \partial_t \theta + \partial_x (\Theta_0 u + \theta U_0) = \delta F^\Theta, \end{cases} \quad (4.7)$$

avec $\delta F^X = F^X - F_0^X$ où $X = U, H, \Theta$ et F_0^X déterminé par le système précédent (Eq. 4.5).

δF^X , s'il n'est pas négligé, est paramétré comme un refroidissement newtonien de la forme :

$$\begin{cases} \delta F^U = -\alpha_0^U u \\ \delta F^H = -\alpha_0^H h \\ \delta F^\Theta = -\alpha_0^\Theta \theta \end{cases} \quad (4.8)$$

La prochaine étape consiste donc à proposer une solution analytique approximatives de l'équation 4.5 et à la comparer à la solution numérique des équations non linéaires complètes (Eq. 4.2).

4.4 Résolution numérique

Pour la résolution numérique du modèle complet (Eq. 4.1), les variables U , H , Θ et ρ_a sont positionnées sur une grille C d'Arakawa (Arakawa et Lamb 1977 et Figure 4.2) où H , Θ et ρ_a sont à la même position et U est décalé d'un demi pas de grille.

Nous avons utilisé pour la discrétisation, un schéma Leap-Frog (Morel et al. 2008) avec un filtre d'Asselin (Yong et Catalin, 1998) qui est un schéma centré d'ordre 2 pour évaluer la dérivée temporelle et un schéma centré d'ordre 2 pour les dérivées en espace. L'étude de la stabilité par un algorithme de calcul de la stabilité pour un écoulement lent (Morel et al. 2008), a permis d'établir la condition CFL (Courant Friedrich Levy) pour la stabilité du système d'équations discrétisées qui est

$$\Delta t \leq \frac{\Delta x}{2(|U_{\max}| + C)} \text{ avec } C = \sqrt{g'H} \text{ où } \Delta x \text{ et } \Delta t \text{ sont les résolutions spatiale et temporelle}$$

respectivement ; $U_{\max}$ la valeur maximale du courant de surface et C la vitesse de propagation de l'onde de Kelvin équatoriale.

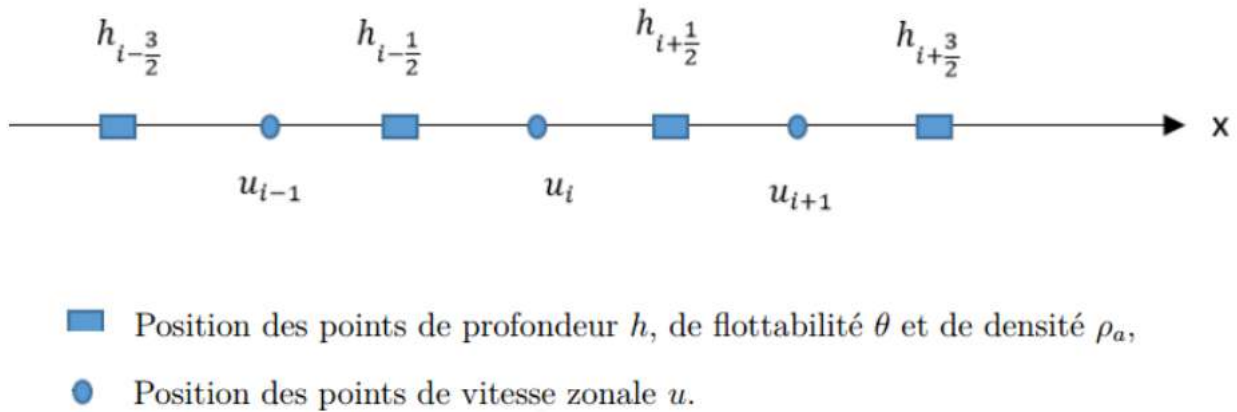


Figure 4.2 : Positionnement des variables u , h et ρ_a sur la grille C d'Arakawa.

La validation des solutions numériques du modèle a été faite sur la base de solutions simples de propagation d'ondes de Kelvin et utilisant les équations linéarisées dans une configuration sans

variation spatiale de l'état moyen. Elles ne sont pas présentées ici, car les comparaisons entre solution analytique présentées plus bas (pour lesquelles le milieu est variable) sont bien plus complexes et la bonne correspondance entre analytique et numérique permet de valider à la fois la solution numérique et la solution analytique.

4.5. Solutions analytiques dans les conditions adiabatiques

4.5.1 Solutions analytiques pour l'évolution (u, h, θ)

Dans les conditions adiabatiques (c'est-à-dire sans forçage, $\delta F^X=0$), si l'état d'équilibre est invariable (i.e. U_0, H_0, Θ_0 constantes), les équations d'évolution des perturbations (Eq. 4.7) se résument au modèle de la théorie linéaire de propagation des ondes de Kelvin équatoriales (Philander, 1978 ; Cane et Sarachik al., 1981), bien connu, dont la solution est :

$$\begin{cases} u = -\frac{g\rho_0}{\rho_{ref}C_0} \left[F(x - (U_0 + C_0)t) + G(x - (U_0 - C_0)t) \right] \\ h = \left[F(x - (U_0 + C_0)t) + G(x - (U_0 - C_0)t) \right] \\ \theta = \frac{g\rho_0}{\rho_{ref}} \left[F(x - (U_0 + C_0)t) + G(x - (U_0 - C_0)t) \right]. \end{cases} \quad (4.9)$$

Où, $C_0 = \sqrt{g'H_0}$ est la vitesse de propagation de l'onde de Kelvin équatoriale, F et G sont deux fonctions définies à partir des conditions initiales, et correspondent à la propagation vers l'Est et vers l'Ouest de la perturbation initiale. Comme déjà discuté, nous nous intéresserons à une onde de Kelvin équatoriale se propageant vers l'Est et choisissons donc $G=0$. Notez que l'anomalie de la flottabilité θ est ici tout simplement proportionnelle à l'anomalie de la profondeur de la couche de mélange h et l'onde n'est pas dispersive (elle se propage sans changer de forme et avec une vitesse de phase constante). Ce résultat est bien connu pour les ondes de gravité.

Si l'état moyen varie spatialement, la forme de l'onde (amplitude et longueur d'onde) est modifiée lors de sa propagation, les résultats précédents ne sont plus valables et les équations sont beaucoup plus compliquées à résoudre de façon analytique. Pontaud et Thual (1995) ; Zheng et al. (1998) ont étudié numériquement et à l'aide d'observations l'effet des variations spatiales de la couche mélangée sur la propagation de l'onde de Kelvin équatoriale. Ils ont trouvé que la diminution de la thermocline vers l'Est entraîne une augmentation de l'amplitude de l'onde.

En ce qui concerne les études analytiques, Giese et Harrison (1990) ont abordé ce problème et ont proposé des expressions pour l'évolution de l'amplitude des ondes lorsque les caractéristiques de couche de mélange varient dans le Pacifique équatorial d'Ouest en Est. Dans leurs calculs, ils ont négligé le Courant moyen U_0 . Cette approximation a également été utilisée par Morel et al. 2018 (voir aussi Neelin et al., 1998 ; Clarke, 2008 pour une justification de cette approximation) qui ont adapté et étendu leurs résultats, et calculé des solutions approximatives au système (4.7).

On a :

$$\begin{cases} \theta = \frac{C_0^{1/2}(x=x_0)}{C_0^{1/2}(x)} \theta_0(x/C(x) - t) \\ u = \frac{\theta}{C_0(x)} = \frac{C_0^{1/2}(x=x_0)}{C_0^{3/2}(x)} \theta_0(x/C(x) - t) \\ h = \frac{\theta}{\rho_0(x)} = \frac{C_0^{1/2}(x=x_0)}{\rho_0(x) C_0^{1/2}(x)} \theta_0(x/C(x) - t), \end{cases} \quad (4.10)$$

où

$$\frac{x}{C(x)} = \int_{x_0}^x \frac{dx}{C_0(x)}$$

Où, $C_0 = \sqrt{-\Theta_0}$ est la vitesse de propagation de l'onde de Kelvin équatoriale, mais spatialement variable. θ_0 est déterminé par la perturbation initiale (qui est ici une fonction gaussienne), et x_0 est la position initiale de la perturbation (typiquement la position initiale du maximum gaussien). L'amplitude de la perturbation associée à l'onde de gravité dans l'équation 4.10 évolue lors de sa propagation comme suit : $\theta \propto C_0^{-1/2}$; $u \propto C_0^{-3/2}$ et $h \propto \rho_0^{-1} C_0^{-1/2}$.

Notez que si la vitesse $C_0(x)$ diminue pendant la propagation de l'onde vers l'Est, l'amplitude de la perturbation augmente et l'amplitude du courant augmente plus rapidement que les anomalies de la flottabilité ou de la hauteur.

4.5.2 Solutions analytiques pour l'évolution de la densité

Pour calculer la perturbation de densité créée par le passage de l'onde, nous devons résoudre l'équation de la densité (Eq. 4.4). Pour la configuration linéaire adiabatique (sans forçage, $\delta F^x=0$), une approximation de cette équation est :

$$\partial_t \rho_a = -u \partial_x \rho_0 \quad (4.11)$$

En utilisant la solution pour u donnée par l'équation 4.10, une solution approximative peut être obtenue pour la perturbation de densité maximale, et la structure de l'anomalie de densité maximale créée par le passage de l'onde est :

$$\rho_{max} \propto -\frac{\rho_0'}{C_0^{3/2}} = -\frac{\rho_0'}{(-g \rho_0 H_0 / \rho_{ref})^{3/4}} \quad (4.12)$$

4.6 Validation des résultats analytiques

Morel et al (2018) ont proposé une série de tests de validation des solutions analytiques pour des configurations typiques du Pacifique pour lequel H_0 et ρ_0 et donc C_0 ont une évolution monotone et diminuent graduellement vers l'Est. Comme nous le verrons, le cas de l'Atlantique est plus complexe, avec des variations importantes des champs moyens, et la validité des solutions dans ce contexte est à révéfier. Dans cette section, nous étudions donc la validité des solutions analytiques de l'évolution des perturbations de la profondeur de la couche de mélange h (Eq. 4.10) et celle de la densité (Eq. 4.12) en les comparant aux solutions numériques du modèle complet (Eq. 4.1) dans les conditions adiabatiques.

Pour les paramètres du modèle, nous considérons Atlantique équatorial pour lequel l'état moyen est spécifié en utilisant les données issues de la réanalyse MERCATOR qui assimile des données *in situ* (en particulier PIRATA et ARGO/CORIOLIS) et satellites. Les sections verticales de densité ont été analysées ainsi que la variation longitudinale de la densité et de la ML. L'épaisseur de la ML varie de 150 m à l'Ouest à 50 m à l'Est. La densité décroît lentement dans le centre du bassin, mais il existe un fort gradient de densité à environs 1000 km de la côte Est (Figure 4.4) lié à la présence d'un panache dessalé.

Avant de prendre en compte les détails de cette stratification Atlantique, nous utilisons une configuration plus simple avec des évolutions monotones comme pour le Pacifique, mais avec des

caractéristiques adaptées à l'Atlantique. Pour notre modèle, nous avons donc choisi un état moyen de l'Atlantique équatorial de la forme :

$$\begin{cases} U_0 \simeq 0 \\ H_0 = H_{mean} + \Delta H_{max} \exp\left(-\frac{x}{L_{th}}\right) \\ \rho_0 = \rho_{mean} + \Delta \rho_{max}^{lin} \frac{x-L/2}{L} + \Delta \rho_{max} \exp\left(\frac{x-L}{L_{th}}\right), \end{cases} \quad (4.12)$$

où :

- ◆ $L = 6000$ km est la largeur du bassin,
- ◆ $H_{mean} = 50$ m, est la MLD moyenne (atteinte au milieu du domaine),
- ◆ $\Delta H_{max} = 150$ m, est la variation de la MLD moyenne entre les côtes occidentales et orientales,
- ◆ $L_{th} = 3000$ km, est l'étendue de la décroissance exponentielle,
- ◆ $\rho_b = 0$; $\rho_{ref} = 1000 \text{ kg.m}^{-3}$,
- ◆ $\rho_{mean} = -4 \text{ kg.m}^{-3}$, est l'anomalie de densité (AD) moyenne de la couche de mélange
- ◆ $\Delta \rho_{max}^{lin} = 0,7 \text{ kg.m}^{-3}$ est la variation linéaire de l'AD moyenne d'Ouest en Est et
- ◆ $\Delta \rho_{max} = 3 \text{ kg.m}^{-3}$ est la variation de l'AD entre l'Ouest et l'Est.

Les caractéristiques de la perturbation initiale de l'onde de Kelvin sont : $L_p = 750$ km et $\delta h_{max} = 1$ m.

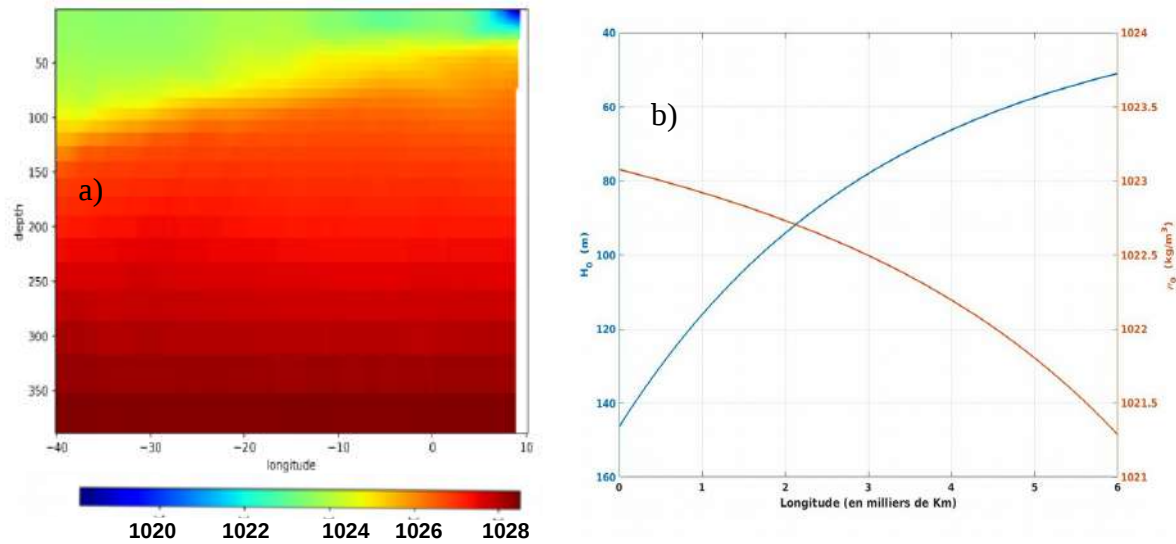


Figure 4.4 : Variation longitudinale moyenne de la densité (a, 400 premiers mètres de profondeur) d'où l'on a extrait la MLD (b, ligne bleue, H_0 dans Eq.4.12) et la densité de surface (b, ligne rouge, ρ_0 dans Eq.4.12) (données GLORYS fournies par Mercator, moyennes de 2004).

La figure 4.5 compare les résultats des simulations numériques du modèle complet et la solution analytique. Les résultats montrent que l'évolution du maximum des perturbations (h et ρ) simulée par le modèle numérique est en accord avec les solutions analytiques. La couche de mélange s'amplifie d'un facteur 2.2 et des anomalies de densité sont générées par le passage de l'onde de Kelvin équatoriale qui s'amplifient fortement vers l'Est. Nous constatons que le renforcement de l'anomalie de densité se fait graduellement. Ce cas est très similaire au cas Pacifique déjà étudié.

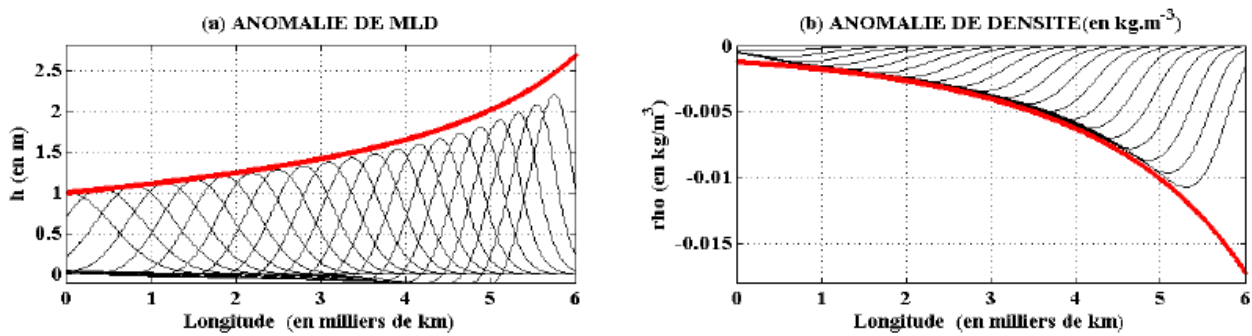


Figure 4.5 : Évolution adiabatique de l'Ouest vers l'Est, des anomalies de profondeur (a) et de densité (b) de la couche de mélange le long de l'équateur dans l'Atlantique Tropical pendant 40 jours avec une sortie tous les deux jours. L'évolution du maximum de la perturbation prévues par la solution analytique (rouge) et les sorties du modèle complet (Eq. 4.1, trait fin noir).

Nous prenons maintenant en compte des profils plus réalistes (figure 4.6). Ces profils nous ont été fournis par Mercator Océan et sont issus d'une réanalyse GLORYS sur l'été 2009. Ils correspondent à l'état de la stratification au 1^{er} juillet 2009. Cette réanalyse intègre des observations *in situ* issues des mouillages PIRATA et des profileurs ARGO présents dans la zone (plus de détails dans la section 6.1.a).

Le profil de H_0 reflète toujours une décroissance vers l'est, assez régulière voire linéaire au milieu du bassin, mais avec des variations significatives proche des bords Ouest et Est, où un plateau, voire une légère croissance, existe. Le profil de densité exhibe lui des variations bien plus marquées, avec une croissance puis une décroissance de la densité de surface, correspondant à une décroissance puis croissance de l'anomalie de densité par rapport à la densité des couches profondes. Il faut aussi noter des variations à plus petites échelles qui -si elles n'ont pas une signature forte sur la densité-

marquent bien plus nettement le gradient de densité et donc potentiellement la création d'anomalie de densité (voir Eq. 4.11 et 4.12).

Cette stratification très particulière, notamment la décroissance de la densité dans le bassin Est, est spécifique à l'Atlantique équatorial. Elle est principalement associée à présence d'un panache d'eau douce qui s'accumule dans le golfe de Guinée. La décharge du Niger et la forme de la côte africaine engendrent en effet une accumulation d'eau douce dans la partie Est de la bande équatoriale. L'apport du Congo avec son extension vers l'équateur par le phénomène de la langue d'eau froide étend vers l'Ouest cette signature en eau douce.

Ces caractéristiques de stratification sont très différentes de ce qui existe dans le Pacifique et on peut donc s'attendre à des conséquences intéressantes sur la propagation des ondes de Kelvin et leur effet sur la densité.

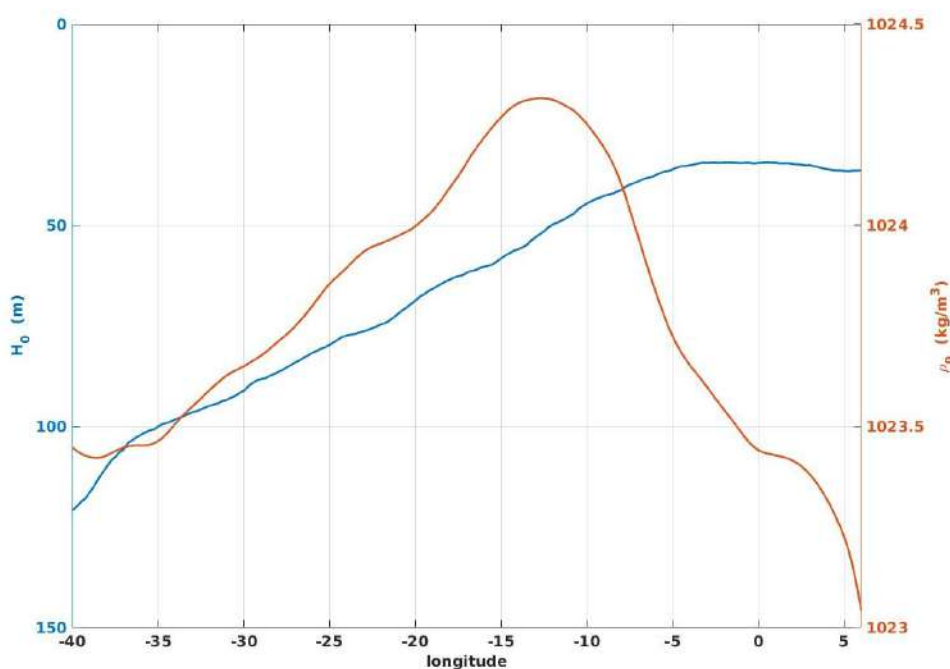


Figure 4.6 : Profil de profondeur de couche de mélange (bleu) et de densité de surface (rouge) en juillet 2009 le long de l'Atlantique équatorial.

Ces variations, notamment de densité, modifient largement le profil d'évolution de la vitesse de propagation de l'onde, C_0 , le long de l'équateur, qui est représentée sur la figure 4.7. Après une forte diminution, la vitesse de propagation ré-augmente vers l'Est.

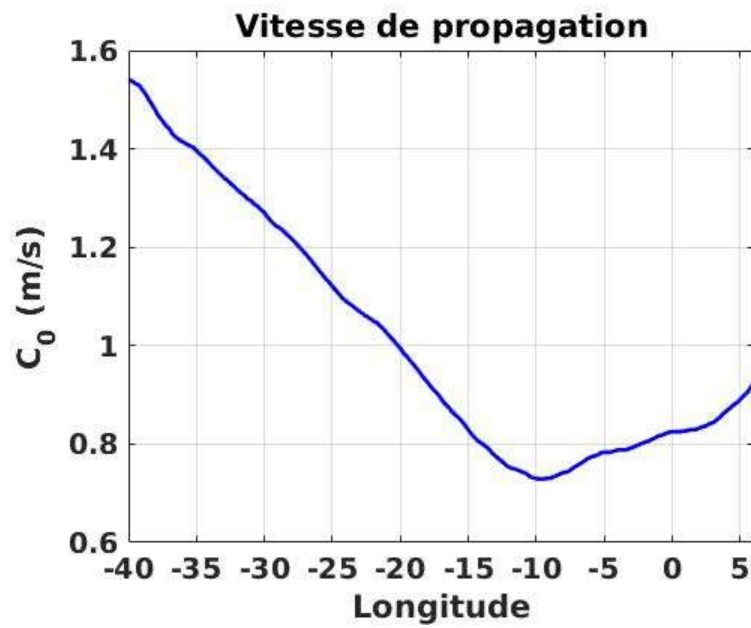


Figure 4.7 : *Vitesse de propagation des ondes de Kelvin dans l'Atlantique équatorial dans le modèle simplifié.*

Les conséquences de cette structure complexe de l'état moyen sur l'évolution de l'onde et sa signature en densité vont maintenant être analysées.

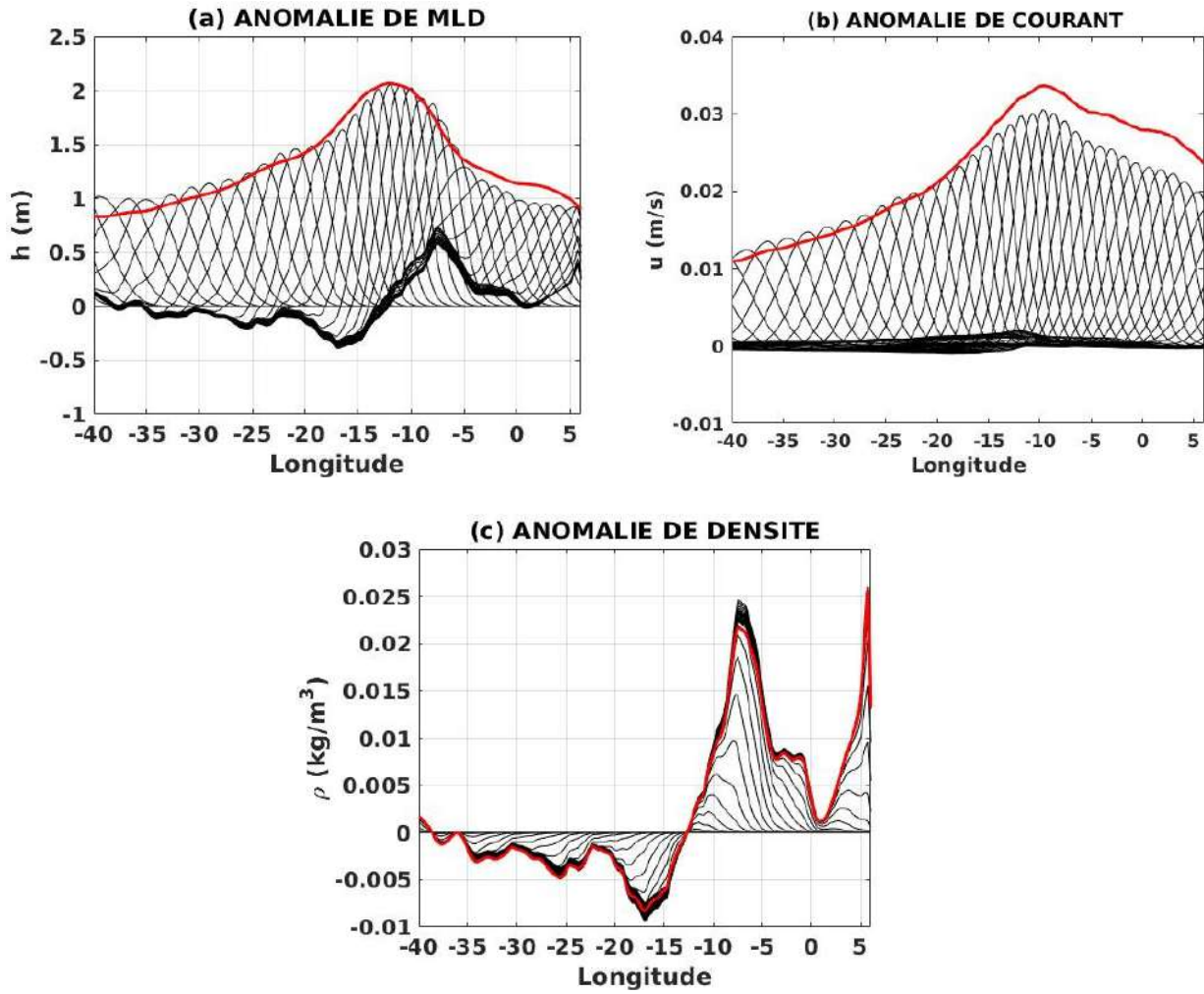


Figure 4.8 : Évolution adiabatique de l'Ouest vers l'Est, des anomalies de profondeur h (a), de courants u (b) et de densité (c) de la couche de mélange le long de l'équateur dans l'Atlantique Tropical avec des profils plus réalistes (figure 4.6) pendant 60 jours avec une sortie tous les deux jours. L'évolution du maximum de la perturbation prévues par la solution analytique (rouge) et les sorties du modèle complet (Eq. 4.1, trait fin noir).

La validation du modèle analytique a été réalisée avec les mêmes caractéristiques de perturbation, mais avec la stratification plus réaliste de la figure 4.6. Les résultats et la comparaison entre solution numérique (en noir) et solution analytique (en rouge) sont montrés sur la figure 4.8. La solution analytique reste très proche de la solution numérique, pour tous les champs physiques, malgré une évolution bien plus complexe. On note en particulier que la perturbation en h et u commence par croître puis elle décroît fortement. Ceci est entièrement lié à la forme très spécifique de la vitesse de propagation C_0 dans le bassin (figure 4.7).

Le passage de l'onde engendre la création d'une anomalie négative dans la partie Ouest, puis positive, marquée par un maximum local, une forte diminution puis une nouvelle croissance, dans la partie Est du bassin. Par ailleurs, la variation de densité n'est vraiment significative qu'à la limite Est du bassin. C'est en fait la signature du déplacement vers l'Est du front de densité (figure 4.6) qui est ainsi marqué. Ce front de densité est associé à la langue d'eau dessalée due à la décharge en eau douce du fleuve Niger qui existe dans cet endroit du bassin. Le déplacement de ce front et de toute la masse d'eau dessalée vers l'Est, engendre des anomalies très marquées sur une étendue importante dans la partie Est du bassin. Ce déplacement va modifier les flux de chaleur aux abords des côtes africaines, influençant potentiellement la mousson.

Rappelons que dans cette simulation, les effets diabatiques (effets des forçages F^x que nous avons ici négligés) sont absents et seuls les effets advectifs de l'onde de Kelvin équatoriale sont pris en compte. Ainsi, l'anomalie de densité créée est simplement due au transport vers l'Est du front de densité par les courants associés à l'onde, mais dont l'amplitude varie en fonction de la stratification locale. Morel et al (2018) ont obtenu des solutions pour des cas diabatiques dont les effets sont paramétrisés par des termes newtoniens (Eq. 4.8). Par ailleurs, les études de Leliwa et al. (2017) ont estimé quelques effets diabatiques en évaluant les coefficients newtoniens de quelques processus diabatiques : stress du vent et flux de chaleur sensible, latent et infra rouge. Ils ont montré que ces effets diabatiques avaient un effet potentiellement limité (une modulation de l'amplitude de l'onde et de l'anomalie de densité d'environ 25 % peut être observée par rapport au cas adiabatique). A noter toutefois que les effets du mélange à la base de la couche de mélange n'ont pas été estimés et que ces effets-là pourraient bien avoir un impact bien plus fort. Le travail d'évaluation des effets diabatiques reste donc à réaliser.

Toutefois, les tests que nous avons réalisés jusque-là montrent que les effets diabatiques semblent avoir un impact limité sur l'amplitude des ondes des Kelvin et les anomalies de densité qu'elles génèrent dans l'Atlantique équatorial. Nous proposons donc une application directe du modèle adiabatique à un cas réel d'une onde de Kelvin de d'upwelling observée en 2009.

4.7 Application du modèle simplifié à une onde de Kelvin dans l'Atlantique Équatorial

4.7.1 Choix de l'année 2009

Dans cette section, nous évaluons la capacité de notre modèle, dont les caractéristiques ont été précédemment étudiées, à reproduire et expliquer les propriétés dynamiques d'une onde de Kelvin

observée dans l'Atlantique équatorial. Nous nous intéresserons à l'année 2009 qui a été une année extrême pour l'Atlantique tropical et durant laquelle des propagations d'ondes équatoriales ont été identifiées (Foltz and McPhaden, 2010a). En effet, un épisode de température de surface de la mer extrêmement froid est survenu dans la région de la langue froide dans le Golfe de Guinée à l'été boréal 2009. Cet épisode est précédé d'un mode méridien négatif (gradient inter-hémisphérique, avec des anomalies négatives de SST au nord) associé à un renforcement des alizés du nord-est et un ralentissement des alizés équatoriaux (Foltz and McPhaden, 2010a). Ces anomalies du vent ont conduit à des anomalies d'upwellings entre 0°N et 6°N, qui ont renforcé le refroidissement au nord de l'équateur durant les mois de mars et avril 2009 (Foltz et al., 2012). Le gradient inter-hémisphérique de SST résultant a été le plus fort au cours des 30 dernières années (Foltz et McPhaden, 2010a).

4.7.2 Analyse de l'évolution de la thermocline et la densité en 2009

En analysant les données du niveau de la mer (SLA, Sea Level Anomaly, en anglais, figure 4.9.a &b) et celle de profondeur de la thermocline (associée à la position de l'isotherme à 20 °C : z20, figure 4.9.c&d), Foltz et McPhaden (2010a&b) et Burmeister et al. (2016), ont constaté que ces vents du nord-est génèrent également des ondes de Rossby d'upwelling qui se propagent vers l'ouest durant le printemps (figure 4.9.a&c) et se réfléchissent aux bords ouest en ondes de Kelvin d'upwelling (figure 4.9.b&d).

Ces ondes de Kelvin réfléchies se propagent vers l'est en refroidissant la SST le long de l'équateur et donc contribuent au déclenchement de l'épisode de froid de l'été 2009. Un schéma illustratif de ce mécanisme est présenté à la figure 12 du chapitre 1. La vitesse moyenne de propagation de l'onde de Kelvin est estimée à 1,05 m.s⁻¹ avec la z20 et 1,36 m.s⁻¹ avec la SLA (voir respectivement les lignes en pointillées des figures 1b et 1.d). Cette dernière correspond mieux à la vitesse théorique des ondes de kelvin dans l'Atlantique (1,4 m.s⁻¹, Illig et al., 2004 ; Hormann and Brandt, 2009).

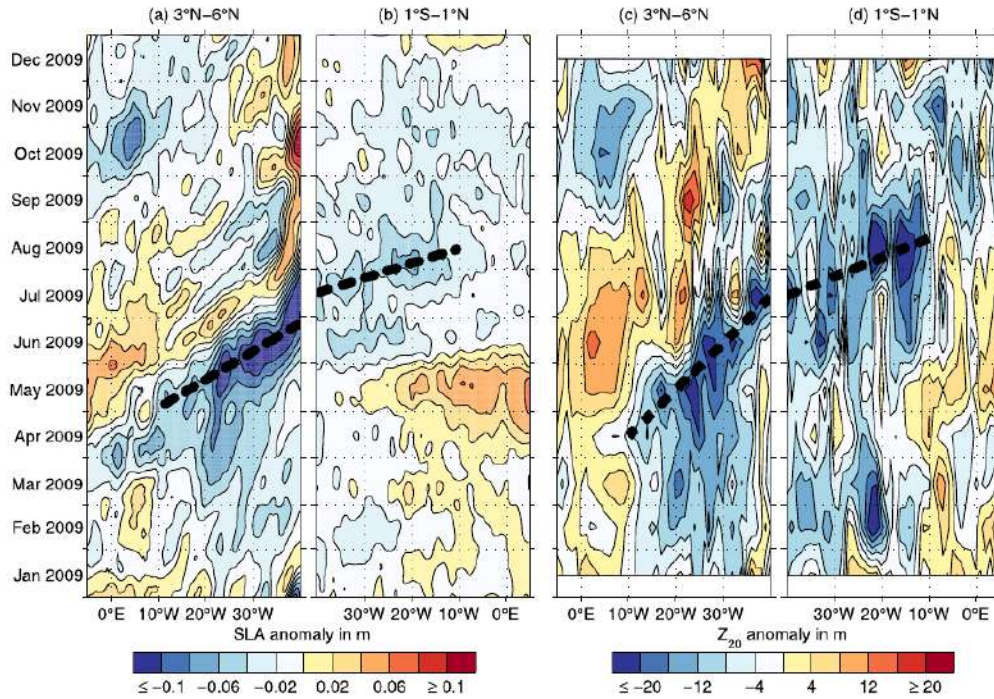


Figure 4.9 :Anomalies du niveau de la mer à partir des données AVISO (a, b) et de profondeur de thermocline à partir du produit grillé des flotteurs Argo de l'année 2009, moyennée dans la bande de latitude 3°N-6°N (a, c) et 1°S-1°N (b, d). Les lignes noires en pointillées représentent la vitesse estimée de propagation des anomalies négatives égale à -0.70 m.s^{-1} (a), 1.36 m.s^{-1} (b), 0.43 m.s^{-1} et 1.05 m.s^{-1} (d). (Figure tirée de Burmeister et al., 2016).

Cette discordance a été expliquée comme étant liée à l'incertitude élevée associée à l'estimation des vitesses de propagation des signaux dans les données d'observation (Burmeister et al., 2016). Pour soutenir leurs résultats, ils ont approfondi leurs études par un modèle d'onde linéaire qui résout les différents modes baroclines qui contribuent à la variabilité de SLA (Illig et al., 2004). Alors que les ondes de Rossby forcées ont un signal fort dans les observations (figure 4.9.a) et le modèle d'onde linéaire de SLA, le signal d'onde de Kelvin réfléchi est nettement plus faible dans les observations (figure 4.9.b) de SLA et difficilement visible dans la sortie du modèle de réanalyse (figure 4.9d). L'importance de la propagation des ondes de Kelvin dans le développement de l'événement froid de 2009 n'est donc pas encore totalement claire. Nous contribuerons à ces analyses en évaluant l'influence de ces ondes de Kelvin sur la densité en particulier dans la création d'anomalies de densité le long de l'équateur.

4.7.2.a Onde de Kelvin de juillet-août-septembre 2009

Pour étudier l'onde de Kelvin identifiée dans les observations en été 2009, nous avons choisi d'utiliser les réanalyses GLORYS fournies par Mercator Océan. Ces réanalyses assimilent en effets les données *in situ* (et spatiales) disponibles, dont les données ARGO et PIRATA. Ces réanalyses permettent d'obtenir une vision de l'événement qui nous intéresse à la résolution du modèle au $1/4^\circ$ et avec une fréquence temporelle de 1 jour (à comparer à celle des profileurs Argo utilisés pour la figure 4.9.d dont la résolution est mensuelle), ce qui permet une description plus fine et une initialisation de notre modèle analytique et numérique avec une meilleure résolution. Il est par contre possible que la réanalyse transforme le processus qui nous intéresse, notamment en amortissant le signal de l'onde.

La Figure 4.10.a et 4.10.b représentent les anomalies (par rapport à la climatologie saisonnière) de profondeur de thermocline et de densité de surface issues des réanalyses Mercator. La figure 4.10.a montre l'évolution des anomalies de z_{20} le long de l'équateur. La propagation d'anomalies négatives, qui correspond au signal de l'onde de Kelvin d'upwelling de la figure 4.9.d, est bien observée durant les mois de juillet-août-septembre. Ce signal s'amplifie d'Ouest en Est avec des maxima qui vont jusqu'à -20 m (correspondant à une thermocline moins profonde de 20 m par rapport à la moyenne climatologique) au centre du bassin entre 25°W et 5°W . Le signal s'amortit ensuite rapidement et semble disparaître au-delà de 0°E .

Sur la même période, l'évolution des anomalies de densité (Figure 4.10.b), montre de fortes anomalies positives d'environ $0,5\text{ Kg/m}^3$ en août entre 25°W et 10°W et des anomalies négatives de $-0,3\text{ Kg/m}^3$ en septembre qui sont concentrées à l'est de 10°W . ces anomalies se forment lors du passage de l'onde mais, contrairement à la thermocline, et ne se propagent pas comme une onde. Elles perdurent aussi après le passage de l'onde en s'amortissant progressivement.

Pour analyser la cause et le comportement de ces anomalies de densité et leur possible lien avec la propagation de l'onde, nous avons utilisé notre modèle simplifié d'onde de Kelvin équatorial précédemment décrit (Équation 4.1) pour la profondeur de la thermocline (Figure 4.10.c) et la densité de surface (Figure 4.10.d) durant la période de juillet à septembre. Nous avons repris la stratification au 1^{er} juillet 2009 présentée précédemment et avons choisi une perturbation de taille 1500 km et d'amplitude initiale -20 m. Les caractéristiques de l'onde initiale ont été choisies de manière à reproduire un signal plus proche des observations. L'analyse des sorties du modèle montre que la propagation des anomalies négatives de profondeur de thermocline sont relativement bien simulées par notre modèle même s'il surestime l'intensité des anomalies au centre du bassin il reproduit la forme générale de l'onde avec ces deux maxima au centre du bassin et sa forte

diminution dans la partie Est. Burmeister et al. (2016) ont suggéré que cette limite du signal pouvait être due à la thermocline qui est très peu profonde et proche de la couche mélangée dans l'Est de l'Atlantique Équatorial. Par contre, Foltz et McPhaden, 2010a ont suggéré que ce serait plutôt dû à la superposition des ondes de Kelvin d'upwelling réfléchies du bord ouest et des ondes de Rossby de downwelling réfléchies provenant du bord Est et générées par les ondes Kelvin de downwelling directement forcées par les alizés équatoriaux en avril et mai 2009. Comme nous l'avons vu, ceci s'explique en fait par la structure générale de la stratification et de la vitesse de propagation associée (voir figure 4.7 et 2.8). En particulier, la forte décroissance du signal à l'Est de 5°W (Figure 4.10a) s'explique par la diminution de la vitesse de propagation de l'onde de Kelvin dans la partie Est de l'Atlantique équatorial (figure 4.7).

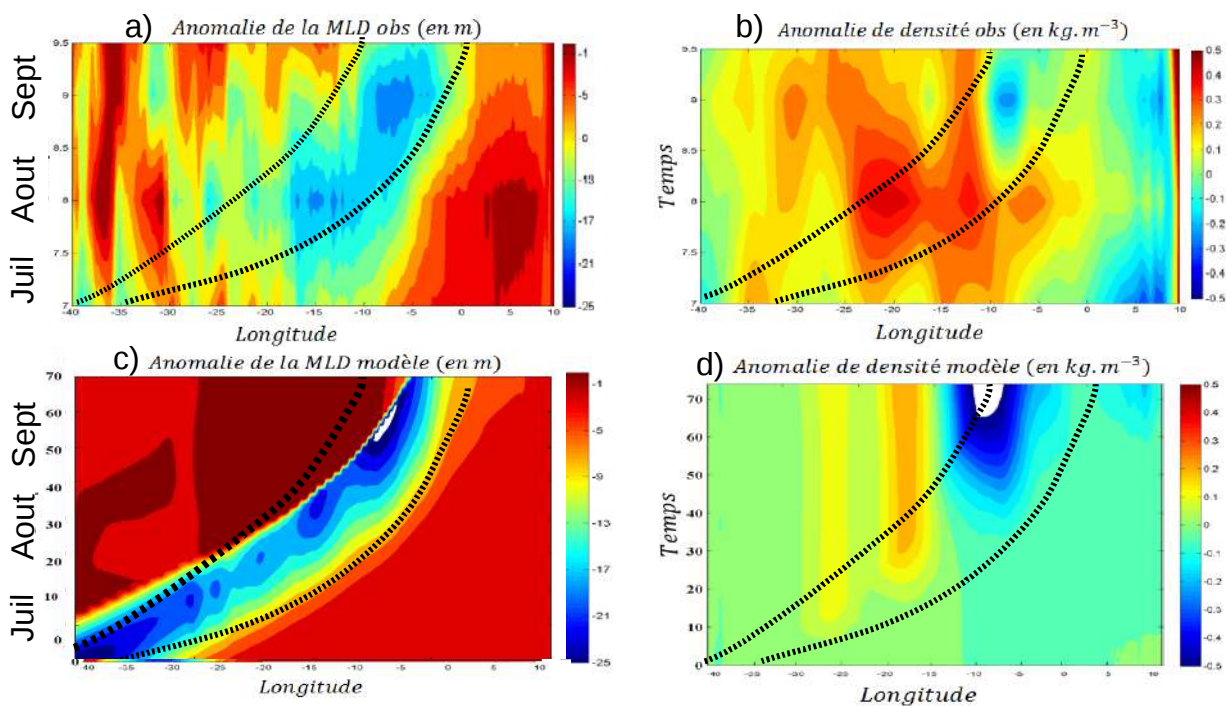


Figure 4.10 : Anomalie de profondeur de thermocline (a, c) et de densité (d, d) le long de l'équateur en juillet-août-septembre 2009 à partir des réanalyses Mercator (a, b) et de la simulation de notre modèle simplifié (c, d). Les lignes en pointillées représentent l'enveloppe de l'onde.

Les anomalies de densité sont correctement représentées aussi par le modèle plus précisément les anomalies positives (20°W) et négatives (10°W) contenues dans l'enveloppe de l'onde sont positionnées aux bons endroits. Comme nous l'avons déjà discuté, la densité est considérée comme

un traceur. Les anomalies créées sont dues aux processus advectifs liés à l'onde d'upwelling, qui déplacent les fronts de densité vers l'Est, en fonction de l'amplitude du signal de courant de l'onde et du gradient de densité. Toutefois, l'anomalie négative de densité est surestimée et les anomalies positives sont sous estimées par le modèle. Ces différences d'amplitude entre le modèle et l'observation peuvent avoir différentes origines. Pour commencer, comme nous l'avons discuté plus haut, il est possible que la réanalyse lisse le signal de l'onde. Il est aussi possible que les forçages diabatiques et les caractéristiques particulières (e.g. cycle saisonnier des états moyens) de l'Atlantique tropical, qui ne sont pas pris en compte dans cette simulation, aient un fort impact sur la signature en densité. Par exemple, la figure 4.9.d montre une série de propagation d'onde vers l'est le long de l'équateur. On voit que l'onde Kelvin d'upwelling réfléchie de l'été boréal est précédée d'une autre onde de Kelvin de downwelling forcée lors du printemps boréal. Chacune de ces ondes va créer des anomalies de densité lors de son passage. Ces anomalies peuvent se superposer et interférer également avec des anomalies de densité engendrées par d'autres processus (échanges air-mer, processus de mélange verticaux qui jouent sur la SST et la SSS...) qui ne sont pas directement liés aux ondes. Comme le montre également la Figure 4.11, les anomalies de densité associées aux différents signaux propagatifs des ondes équatoriales sont très complexes à mettre en évidence. Pour mieux comparer notre modèle aux observations, il sera impérieux qu'une étude soit menée sur la signature en densité de surface des ondes équatoriales à partir d'observations pour mieux extraire les anomalies de densité qui sont véritablement dues à l'onde de Kelvin équatoriale. En fait, nous avons récemment trouvé que la structure de l'onde observée ainsi que sa signature en densité et représentée sur la Figure 4.10, étaient très sensibles à la méthodologie de filtrage utilisée pour la mettre en relief, c'est-à-dire enlever tous les autres processus. Nous devons ainsi encore travailler sur cet aspect avant de pouvoir finaliser nos conclusions sur cette étude. Toutefois, les résultats obtenus permettent d'affirmer que les processus adiabatiques advectifs liés au passage de l'onde jouent un rôle important, sinon majeur, dans la création des anomalies de densité observée en été 2009, ce qui représente déjà un résultat intéressant.

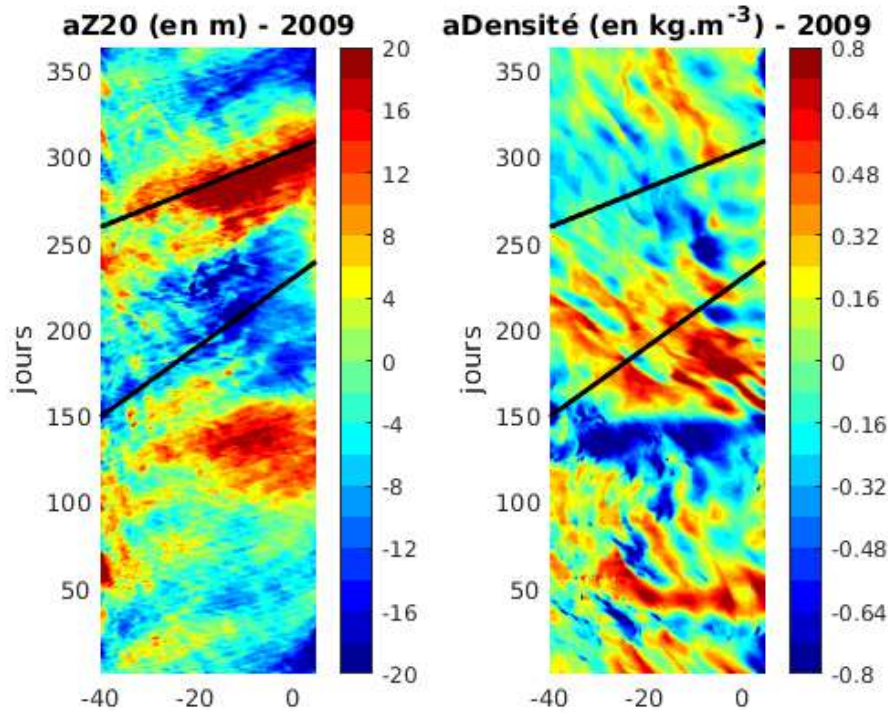


Figure 4.11 : (a) Anomalie de la thermocline et (b) de la densité le long de l'équateur en 2009 avec la réanalyse Mercator. Un filtre de haute et basse fréquence à l'intervalle [20, 90] jours a été appliqué sur les données brutes pour mieux observer les signaux propagatifs le long de l'équateur. Les lignes noires indiquent la trajectoire des ondes

4.8 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons appliqué à l'Atlantique équatorial un modèle simplifié de propagation d'ondes de gravité le long de l'équateur construit initialement pour étudier la dynamique dans le Pacifique équatorial. Après une validation de ce modèle, nous avons déterminé l'effet de la propagation d'une onde de Kelvin sur la densité, en particulier la création d'anomalie de densité. Pour évaluer le réalisme du modèle, nous avons tenté de l'appliquer à un événement réel de propagation d'onde Kelvin observé en été 2009. Cette validation est faite en deux étapes. Dans un premier temps, nous avons utilisé une configuration plus simple avec des évolutions monotones comme pour le Pacifique, mais avec des caractéristiques adaptées à l'Atlantique et dans un second temps, nous avons pris en compte les détails de la stratification Atlantique, notamment des profils réalistes de densité et profondeur de couche mélangée, qui sont très différentes de ce qui existe dans le Pacifique. Les résultats ont montré que le modèle numérique est en accord avec les solutions analytiques pour tous les champs physiques simulés, en particulier l'évolution du maximum des perturbations de profondeur de couche mélangée et de densité. Nous avons trouvé que dans une configuration simple, la perturbation de la couche de mélange liée à l'onde s'amplifie et des

d'anomalies de densité sont générées par le passage de l'onde de Kelvin équatoriale qui s'amplifie fortement et graduellement vers l'Est, comme dans le Pacifique. Dans la configuration réaliste, l'évolution des champs physiques est bien plus complexe. La perturbation de profondeur de couche mélangée et du courant commence par croître puis elle décroît fortement le long de l'équateur. Ceci est entièrement lié à la forme très spécifique de la vitesse de propagations de l'onde qui diminue fortement d'Ouest au centre du bassin puis ré-augmente vers le bord Est. Le passage de l'onde engendre la création des anomalies densité le long de l'équateur qui ne sont vraiment significatives que dans les zones de fort gradient de densité et de forte perturbation du champ de vitesse. Dans notre cas, cette zone est située dans la partie Est du bassin. C'est en fait simplement la signature du déplacement vers l'Est du front de densité, par des processus advectifs du courant qu'engendre l'onde, qui est ainsi marqué. Ce front de densité est associé à la langue d'eau dessalée due à la décharge en eau douce du fleuve Niger qui existe dans cet endroit du bassin. Le déplacement de ce front et de toute la masse d'eau dessalée vers l'Est, engendre des anomalies très marquées sur une étendue importante dans la partie Est du bassin. Ce déplacement va modifier les flux de chaleur aux abords des côtes ouest africaines, influençant potentiellement la mousson.

Pour appuyer nos résultats théoriques, nous avons appliqué le modèle adiabatique à un cas réel d'une onde de Kelvin d'upwelling qui intervient dans le processus de connexion des modes méridien et équatorial en 2009. L'analyse des sorties du modèle montre que le signal de l'onde est relativement bien simulé par notre modèle. Même s'il surestime l'intensité des anomalies au centre du bassin, il reproduit la forme générale de l'onde avec ses deux maxima au centre du bassin et sa forte décroissance dans la partie Est. En plus des études antérieures qui suggèrent que cette décroissance pouvait être due, d'une part, à la thermocline peu profonde à l'Est du bassin, et d'autre part, à la superposition des ondes de Kelvin d'upwelling et de Rossby de downwelling (effet opposé) réfléchies respectivement aux bords Ouest et Est, nous avons montré que cette décroissance s'explique également par la structure générale de la stratification qui engendre la diminution de l'amplitude de l'onde de Kelvin dans la partie Est de l'Atlantique équatorial. Les anomalies de densité sont également bien représentées par le modèle plus précisément celles contenues dans l'enveloppe de l'onde. Ces résultats tendent à montrer que les anomalies créées et observées en été 2009 par l'onde Kelvin, sont essentiellement dues aux processus advectifs liés à l'onde, qui déplacent les fronts de densité vers l'Est, en fonction de l'amplitude du signal de courant de l'onde et du gradient de densité.

Chapitre

5. Conclusion générale et perspectives

Dans cette thèse, nous avons abordé plusieurs thématiques liées aux mécanismes, ondes équatoriales et la dynamique oscillatoire, et à l'impact sur la salinité des modes climatiques de variabilité. Ces thématiques ont été regroupées en trois chapitres que nous présentons par ordre d'apparition dans le manuscrit. Nous avons étudié la dynamique oscillatoire des modes climatiques de la variabilité interannuelle de l'Atlantique tropical. Ensuite, nous avons évalué l'impact des modes climatiques dominants de cette variabilité interannuelle sur la salinité de surface de la mer. Enfin, nous avons étudié l'influence des ondes de Kelvin équatoriales, qui interviennent dans l'interaction entre ces modes dominants, sur les caractéristiques de la couche océanique de surface.

Dans le chapitre 2, les analyses statistiques nous ont permis de mettre en évidence les deux principaux modes de variabilité interannuelle de l'Atlantique tropical : le mode équatorial et le mode méridien. Le mode équatorial est responsable d'anomalies de SST principalement dans le golfe de Guinée et est identifié par des variations de la pente du niveau de la mer dans la bande équatoriale. Il est dû à des rétroactions dynamiques entre le vent zonal, le niveau de la mer et la SST. Quant au mode méridien, il se manifeste par des fluctuations inter-hémisphériques de la SST et est contrôlé par des rétroactions dynamiques et thermodynamiques entre le vent méridien, le flux de chaleur latente et la SST. L'évaluation du couplage des variables clés suggérées pour le mode équatorial a permis aux études antérieures de confirmer que la rétroaction de Bjerknes, qui est au coeur des modèles oscillatoires développés pour mieux comprendre le phénomène ENSO dans le Pacifique tropical (oscillateur déchargé/retardé), agit aussi dans l'Atlantique tropical à l'échelle interannuelle.

En ce qui concerne le mode méridien, nous avons identifié des variables clés comme la vitesse méridienne du vent, le flux de chaleur latente et la SST, et évalué leur couplage. Ceci nous a permis de proposer un modèle conceptuel pour expliquer les principaux mécanismes responsables des oscillations du mode méridien. Si l'on exclut le terme de forçage, l'équation de notre modèle est semblable à l'oscillateur retardé de Suarez et Schopf (1988), mais diffère par les processus physiques qu'elle représente. La rétroaction positive n'est ici pas liée à la rétroaction de Bjerknes impliquant la SST, le vent, et la profondeur de thermocline mais à celle dite « WES » impliquant la

SST, le vent et l'évaporation. La rétroaction négative lente n'est pas liée à la propagation d'ondes équatoriales mais à l'advection méridienne d'anomalies. Mais c'est toujours la présence d'une rétroaction positive rapide et d'une rétroaction négative lente dans le modèle qui permet au système d'osciller. Dans notre modèle, les paramètres qui représentent les processus physiques du mode sont estimés à partir des variables clés que sont la SST, le flux de chaleur latente et les courants de surface. La rétroaction rapide, qui entraîne la croissance d'un événement positif, par exemple, est la suivante : une anomalie chaude de SST au nord augmente le gradient méridien de SST, ce qui entraîne un renforcement du vent méridien au sud, donc plus d'évaporation (flux de chaleur latente) qui entraîne un refroidissement au sud, renforçant ainsi le gradient méridien de SST. La rétroaction négative lente, qui vient ensuite renverser la croissance initiale en sa phase opposée, est l'advection des anomalies froides au sud par les courants méridiens moyens de bord ouest. Le même mécanisme de croissance/renversement se répète ensuite ce qui résulte en une oscillation périodique. Nous avons ensuite évalué l'influence du phénomène ENSO du Pacifique sur l'interaction entre l'océan et l'atmosphère dans l'Atlantique tropical, notamment sur le mode méridien. L'évaluation a montré qu'ENSO interagit de façon non linéaire avec le mode méridien aux hautes fréquences alors qu'elle impose ses oscillations au mode méridien aux basses fréquences.

Les variances expliquées par les coefficients de couplages des variables clés du système océan atmosphère sont toutefois relativement faibles, ce qui nous amène à suggérer que d'autres interactions ont été négligées et devraient être prises en compte pour améliorer le modèle. Nous pourrions aussi dans une perspective d'amélioration des modèles oscillatoires du mode équatorial et méridien de façon plus générale :

- Évaluer l'influence de la NAO sur l'Atlantique tropical, notamment sur le mode méridien pour améliorer le modèle oscillatoire.
- Approfondir l'étude dans l'objectif de construire un modèle oscillatoire de l'Atlantique intégrant mode équatorial et méridien, et de façon explicite leur interaction pour laquelle des mécanismes ont été suggérés dans la littérature (figure 1.11 du chapitre 1, Lübbecke, 2013 & Burmeister et al., 2016)
- Évaluer et prendre en compte les variations saisonnières des différents couplages dans l'interaction entre les deux modes ;
- Coupler des modèles oscillatoires du Pacifique et de l'Atlantique pour évaluer les possibles rétroactions de la variabilité interannuelle Atlantique sur ENSO (e.g. Martin-Rey et al., 2015)

Dans le chapitre 3, à l'aide d'outils statistiques, nous avons procédé à une extraction et classification des modes climatiques dominants de l'Atlantique tropical et de leurs années d'apparition. Ces méthodes nous ont permis de confirmer que les deux modes de variabilité couplée les plus énergétiques en SST et vent du printemps et d'été boréaux sont respectivement les modes méridien et équatorial.

Nous avons ensuite identifié la signature de ces modes dominants sur la salinité de surface de la mer en utilisant des observations *in situ* et une simulation numérique régionale. De robustes structures de variabilité sont identifiées dans les observations et le modèle: i) le mode méridien est associé à un dipôle méridien de SSS dans la bande équatoriale, avec de fortes anomalies de SSS dans l'Atlantique tropical nord et sud ouest et au large du fleuve Congo; ii) le mode équatorial est associé à trois bandes zonales d'anomalies alternées de SSS entre 10°N et 5°S, et à de fortes anomalies de SSS dans les régions de rétroflexion du courant nord du Brésil et du contre-courant équatorial nord. Ces signatures sont également bien capturées par le satellite SMOS lors d'événements particuliers. Sur la base d'un bilan de sel dans la couche de mélange dans le modèle validé, nous avons enfin étudié les processus océaniques et/ou atmosphériques responsables de ces signatures de modes. Les résultats du modèle montrent que:

— Pour le mode méridien, les changements dans le flux d'eau douce expliquent principalement le dipôle équatorial observé alors que l'advection horizontale explique la signature dans les régions nord et sud ouest. Pendant la phase positive du mode méridien, le déplacement vers le nord de la l'ITCZ apporte plus de pluie dans la partie nord de ce dipôle, ce qui entraîne une diminution de la SSS et moins de pluie dans la partie sud où la SSS augmente. De plus, le renforcement du courant nord du Brésil entraîne une extension vers le nord du panache du fleuve Amazone, tandis que le courant du Brésil renforce et transporte des eaux relativement douces vers le sud le long des côtes. Au large du fleuve Congo, l'advection méridionale par le courant de l'Angola au sud de 6°S et l'advection verticale au nord de cette latitude augmentent la SSS.

— Pour le mode équatorial, le flux d'eau douce et l'advection horizontale expliquent la signature observée dans la région nord tropicale. Pendant la phase positive du mode équatorial, le déplacement vers le sud de la l'ITCZ apporte plus de pluie dans la région autour de 5°N, ce qui diminue la SSS, et moins de pluie autour de 10°N où la SSS augmente. De plus, l'advection vers le sud des eaux salées du gyre subtropical nord contribue à l'augmentation de la SSS vers 10°N. Pendant ce temps, dans la région équatoriale sud, les contributions combinées de l'advection de la diffusion verticale à la base de la couche mélangée augmentent la SSS.

Dans la suite, des études pourront également être menées pour :

- Évaluer la contribution des variations interannuelles du débit de l'Amazonie (et du Congo),
- Extraire la signature en SSS d'ENSO dans l'Atlantique,
- Étudier l'impact des modes équatorial et méridien sur d'autres paramètres comme la couleur de l'eau.

Dans le chapitre 4, à l'aide d'un modèle très simplifié de propagation d'ondes de gravité le long de l'équateur, nous avons étudié la modification des caractéristiques de l'onde quand elle se propage dans un milieu variable, puis la création et l'évolution des anomalies de densité dans la couche de mélange générée par l'onde de Kelvin équatoriale. Nous avons étudié un événement particulier où une telle onde était générée par le processus de connexion des modes méridien et équatorial. Nous avons décrit sommairement ce modèle, qui a été initialement construit pour étudier la dynamique dans le Pacifique équatorial, et l'avons appliqué au cas spécifique de l'Atlantique équatorial en validant ses solutions analytiques et numériques dans les conditions adiabatiques (c'est-à-dire, sans prendre en compte les rétroactions sur l'onde des forçages liés au stress de vent, flux océan/atmosphère, mélange, etc). Les résultats ont montré que le modèle numérique est en accord avec les solutions analytiques pour tous les champs physiques simulés, en particulier l'évolution du maximum des perturbations de profondeur de couche mélangée et de densité. Nous avons trouvé que dans une configuration simple, la perturbation de la couche de mélange et les anomalies de densité générées par le passage de l'onde de Kelvin équatoriale s'amplifient fortement et graduellement vers l'Est, comme dans le Pacifique alors que dans une configuration réaliste, l'évolution des champs physiques est bien plus complexe. Cette dernière est liée à la présence d'une langue d'eau dessalée due aux décharges en eau douce des fleuves (Niger et Congo) qui existent au bord Est du bassin, et qui imposent donc une stratification spécifique à l'Atlantique.

Dans la suite, différentes études complémentaires peuvent être faites à partir des résultats actuels.

- Étendre le modèle analytique pour prendre en compte une vitesse zonale moyenne. Au minima une étude numérique plus approfondie, prenant en compte différentes structures de courant moyen, peut être effectuée pour évaluer plus précisément son effet.
- Il peut être difficile de généraliser le modèle analytique à une configuration 2D, mais il est possible de développer une version 2D du modèle numérique pour tester l'effet des variations méridionales. Également, pour les effets rétroactifs, tous les effets n'ont pas été pris en compte et nous envisageons, dans nos prochaines études, de prendre en compte les processus de mélange à la base de la couche de mélange océanique.

- Pour le cas spécifique de l'Atlantique, la salinité joue un rôle important dans la structure de grande échelle de la stratification le long de l'équateur. Le modèle analytique a été construit sur la base des champs de vitesse, épaisseur de couche et densité de la couche de surface. Il est possible de le généraliser en séparant les rôles de la température et de la salinité, et une équation d'état simple (linéaire) pour déterminer la densité. Ceci n'a pas beaucoup d'intérêt pour le cas de l'évolution adiabatique, car dans ce cas les traceurs évoluent de façon similaire à la densité. Mais dans le cas diabatique, les forçages en chaleur étant différents des flux de salinité, la comparaison des évolutions des champs de température et de salinité peut nous donner des indications sur l'importance des effets diabatiques sur le processus étudié. Nous avons aussi observé des différences d'amplitude entre le modèle et l'observation. Nous avons récemment trouvé que la structure de l'onde observée ainsi que sa signature en densité étaient très sensibles à la méthodologie de filtrage utilisée. Pour mieux comparer notre modèle aux observations, il serait important d'étudier la signature en densité de surface des ondes équatoriales à partir d'observations pour mieux extraire les anomalies de densité qui sont véritablement dues à l'onde de Kelvin équatoriale et l'impact de la variabilité saisonnière de la couche de mélange. Un travail est en cours sur ce sujet.

Annexe

Awo, F. M., G. Alory, and E. Baloitcha, 2016, The delayed oscillator model for climate variability: A review and an application to the Atlantic meridional mode, *proceedings*, (<https://scholarsarchive.byu.edu/iemssconference/2016/Stream-A/92/>)

*International Environmental Modelling and Software Society (iEMSS)
8th International Congress on Environmental Modelling and Software
Toulouse, France, Sabine Sauvage, José-Miguel Sánchez-Pérez, Andrea Rizzoli (Eds.)
<http://www.iemss.org/society/index.php/iemss-2016-proceedings>*

The delayed oscillator model for climate variability: A review and an application to the Atlantic meridional mode

F. Mesmin Awo^{a,b}, Gaël Alory^b, Ezinvi Baloitcha^a

^aICMPA, Université d'Abomey Calavi, Cotonou, Bénin

^bLEGOS, Université de Toulouse, CNES, CNRS, IRD, UPS, France

mesmin.awo@gmail.com

Abstract: Understanding climate variability in the tropical Pacific and Atlantic oceans is a considerable challenge for climate scientists. Interannual to decadal climate variability is dominated in these regions by the El Niño-Southern Oscillation (ENSO), the North Atlantic Oscillation, the tropical Atlantic zonal and meridional modes. These climatic modes are mainly driven by competing positive and negative feedback processes that involve ocean-atmosphere interactions. The delayed oscillator, a conceptual model that include these processes, has been developed to explain the cyclic nature of ENSO in the Pacific Ocean. We review its successful applications in the Atlantic Ocean and present our own application of this model to the tropical Atlantic meridional mode. After identifying key climatic variables and main feedbacks involved, we estimate model parameters and find that the delayed oscillator model can explain the main periodicity of this climatic mode.

Keywords: Climate variability, El Niño, Atlantic zonal and meridional modes, conceptual models

1 INTRODUCTION

Understanding climate variability in the tropical Pacific and Atlantic oceans is a considerable challenge for climate scientists. El Niño-Southern Oscillation (ENSO) is the dominant mode of interannual climate variability at global scale and periodically affects the tropical Pacific and beyond. The strong El Niño that developed in 2015 certainly contributed to the new annual world heat record (Tollefson 2016). Our understanding of ENSO really began with the results of Bjerknes (1969). He first recognized that the growth of an El Niño event, previously known as an oceanic phenomenon, is in fact due to a positive feedback mechanism resulting from ocean-atmosphere interactions in the equatorial Pacific. Specifically, during El Niño, a positive sea surface temperature (SST) anomaly initially appears in the eastern equatorial Pacific, reducing the SST gradient along the equator. SST and atmospheric pressure at sea level are strongly coupled in the tropical ocean. As a result, the equatorial easterly trade winds weaken (interannual changes of these winds were previously known as the Southern Oscillation), which reinforce the original SST anomaly—a positive feedback mechanism collectively known as the Bjerknes positive feedback. Unlike the tropical Pacific, interannual climate variability in the tropical Atlantic is characterized by two distinct modes: the zonal or equatorial mode, which is the Atlantic counterpart to the Pacific ENSO, and the Atlantic meridional mode, which has no Pacific counterpart (Xie & Carton, 2004). The Atlantic meridional mode (Figure 2) is characterized by an anomalous south-north gradient of SST centered near the latitude of the thermal equator (~5°N). Associated surface wind anomalies are directed toward the warmer hemisphere, resulting in a meridional displacement of the rain-producing intertropical convergence zone (ITCZ).

Using a general circulation model, Chang et al. (2001) have conducted a detailed investigation on the potential importance of ocean-atmosphere interaction in the tropical Atlantic and identified positive feedbacks that drive the two climatic modes. The zonal mode is controlled by the dynamical feedback

between zonal winds, thermocline (the frontier between warm surface waters and cold deep waters) depth and SST, i.e. the same Bjerknes feedback operating in the Pacific. The meridional mode is dominated by dynamical and thermodynamical feedbacks between meridional winds, latent heat flux associated with evaporation, and SST. There are two physical distinctions between the tropical Atlantic zonal and meridional modes of interannual variability. First, mechanisms are different: the zonal mode is driven by ocean dynamics, whereas the Atlantic meridional mode is thought to be primarily driven by air-sea heat fluxes and therefore thermodynamic in nature. Second, the modes have a different seasonality: the zonal mode is strongest in boreal summer, whereas the Atlantic meridional mode peaks in boreal spring (Chang et al., 2000; Keenlyside and Latif, 2007). To interpret observations of climate variability and explore the dynamics of climatic modes such as ENSO in the Pacific Ocean and the equatorial and meridional tropical Atlantic modes, linear or nonlinear forced or coupled models are commonly used. But the more complex the model, the more it is difficult to identify dominant processes, unless carefully-designed and time-consuming sensitivity experiments are done. Another way to proceed is to develop conceptual models based on a reduced set of equations representing key processes that affect key variables in key regions, whose parameterization rely on more complex models and observations. Conceptual models allow to isolate the key processes giving rise to the interannual modes without interfering with other processes included in the coupled ocean-atmosphere general circulation models and also avoid the need for large-scale computing resources normally associated with the sophisticated models.

For example, the first mechanical explanation of the El Niño phenomenon was the build-up theory of Wyrtki (1975). According to this theory, an accumulation of warm waters in the western part of the basin, pushed by the trade winds, precedes El Niño, when trade winds weaken, and allow the warm waters to extend eastward. However, this theory does not explain the transition from warm to cold events or vice versa which makes the quasi oscillatory nature of the phenomenon. The delayed oscillator model of Suarez and Schopf (1988) was the first conceptual model to provide an explanation for the quasi oscillatory nature of ENSO, through equatorial wave dynamics. This conceptual framework has also been used to understand the zonal displacement of the western equatorial Pacific warm pool (Clarke et al., 2000). The recharge oscillator of Jin (1997) is another conceptual model for ENSO that put forward the heat recharge and discharge of the whole equatorial band through meridional heat transport. Recently, the delayed oscillator and the recharge oscillator could be applied to the tropical Atlantic Zonal mode (Jansen, et al., 2009). The delayed oscillator formulation was also used to understand the quasi-periodic multi-decadal variability of the North Atlantic Oscillation, one of the dominant modes of atmospheric circulation variability in the northern hemisphere (Sun et al., 2015).

In this paper we will review the development and application of the delayed oscillator conceptual model and propose a new application of this theory in the Atlantic domain. The remainder of the paper is organized as follows: The formulation of the model and its scheme that captures the essential physics of the coupled oscillation of ENSO is described in Section 2. In Section 3 we present applications of the delayed oscillator to Atlantic climatic modes: the Atlantic zonal mode, the North Atlantic Oscillation, and our own application of the delayed oscillator to the Atlantic meridional mode. Finally, a summary and perspectives is presented in Section 4.

2 Formulation of the model and its scheme for ENSO

The delayed oscillator model is a simple model, firstly proposed by Suarez and Schopf (1988) in order to capture the main mechanisms of ENSO, and later used by other authors to explain the results of many general and intermediate models (Jansen, et al. 2009, Graham et al 2015, Sun et al., 2015). This model is sketched in Figure 1 and relies on the existence of a strong positive feedback in the coupled ocean-atmosphere system and on some unspecified nonlinear mechanism invoked to limit the growth of unstable perturbations. Its key element is the inclusion of the effects of equatorially trapped oceanic waves propagating in a closed basin through a time delayed term.

The strongest air-sea coupling takes place in the central region of the equatorial Pacific ocean. Using a linear model, Suarez and Schopf (1988) found that the feedback arises from the coupling of the tropical ocean and atmosphere: an initial ocean surface warming result in atmospheric heating and wind responses that drive ocean currents so as to enhance the original perturbation. The grow rate of

this feedback in the model depends on the sensitivity of the atmospheric heating to SST and the sensitivity of SST to resulting wind anomalies. Both sensitivities are strong in the central equatorial Pacific. This local positive feedback can be written as:

$$\frac{d}{dt}T(t) = aT(t) \quad (1)$$

where T , the amplitude of the growing disturbance, represents the SST anomalies in the central region of the equator. The term on the right represents the positive feedback mechanisms from air-sea coupling that generate an instability with the parameter a its grow rate. The solution of the equation (1) gives an exponential growth mode for T , which is contrary to the oscillatory nature of ENSO. As such a mode amplifies from an assumed equilibrium state, nonlinear effects appear and will come to limit this growth. The two obvious candidates for this damping are heat transport processes in the ocean and moist processes in the atmosphere (Suarez and Schopf, 1988). The former is the dominant effect in Cane and Zebiak (1985), although the details of the process are not clear. Partly because of this uncertainty, and partly to keep things as simple as possible, the nonlinear form assumed is:

$$\frac{d}{dt}T(t) = aT(t) - \varepsilon T^3(t) \quad (2)$$

The second term represents the negative feedback mechanisms that limit perturbation growth through nonlinearity in the system. To explain the quasi-oscillatory nature of ENSO, Suarez and Schopf (1988) assume that all variations in the western part of the basin are an uncoupled response emanating from the coupled action in the central part of the basin. They propose a negative feedback to explain the transition from El Niño event to neutral state or La Niña event and vice versa. This feedback is represented as follows: The wind anomalies induced by a positive SST perturbation generate oceanic Rossby waves that decrease thermocline depth. These waves propagate westward from the coupled region, and on reaching the western boundary, reflect into eastward propagating equatorial Kelvin waves. During this transit to the western boundary, information carried by the signals is "hidden" from the coupled problem. Upon returning to the central/eastern portion of the basin where the mean thermocline is relatively shallow, the thermocline gets shallower which tends to decrease SST. We may then think of these signals "reentering" the coupled problem after a time delay equal to their transit time τ . This adds a new term to the equation that has now an oscillatory solution:

$$\frac{d}{dt}T(t) = aT(t) - \varepsilon T^3(t) - \beta T(t - \tau) \quad (3)$$

Figure 1 summarizes the delayed oscillator process and can be described as follows: Positive SST anomalies in the equatorial eastern Pacific cause westerly wind anomalies in the equatorial center (1) that generate eastward Kelvin waves (2), which act to increase the positive SST anomalies. The westerly wind anomalies also generate oceanic equatorial Rossby waves (3), which propagate westward and reflect from the western boundary as equatorial Kelvin waves (4). By reaching the eastern part of the basin a few months later and since the thermocline anomalies for the reflected Kelvin waves (4) have an opposite sign to those of the directly forced Kelvin waves (2), they provide a negative feedback for the coupled system to oscillate.

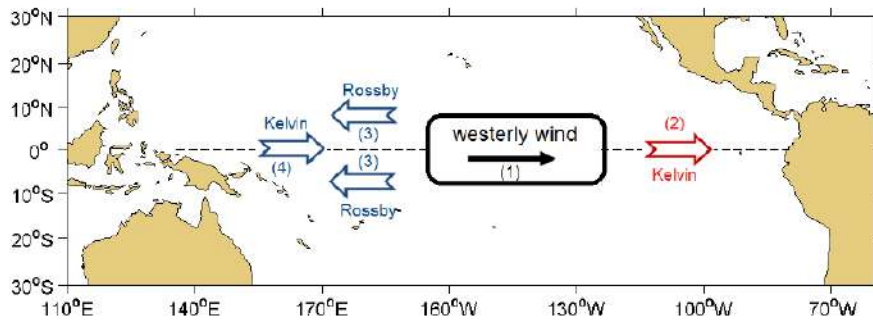


Figure 1- Schematic representation of the delayed oscillator model for ENSO

3 Applications of the delayed oscillator in the Atlantic Ocean

While the Pacific Ocean climate variability is essentially dominated by ENSO, the Atlantic Ocean is under the influence of three major climatic modes: the North Atlantic Oscillation (NAO), the tropical Atlantic zonal and meridional modes. In this section, we show that the delayed oscillator model described in the previous section can be applied to these different modes.

3.1 Atlantic zonal mode

The zonal mode is an interannual climate mode in the Atlantic Ocean similar to ENSO in the Pacific, where a wind anomaly causes a SST anomaly in the eastern basin. This SST anomaly is mainly concentrated in the Gulf of Guinea, in particular in the ATL3 box (Figure 2). Keenlyside et al. (2007) and Jansen et al. (2009) showed that this mode can be explained by the recharge–discharge oscillator model. In this model, the positive feedback is identical to that described above for the ENSO, which allows for the growth of an initial perturbation via atmosphere–ocean interaction but the negative feedback is due to a recharge or discharge of the equatorial heat content. The warm phase of this Atlantic mode, similar to an El Niño event in the Pacific, is preceded by a warm water recharge of the equatorial band, in agreement with the build-up theory of Wyrki (1975). On the contrary, currents driven by the westerly wind anomaly during the warm phase discharge the equatorial band, which leads to an anomalously shallow equatorial thermocline, that can trigger a cold SST anomaly in the eastern part of the basin and an associated easterly wind anomaly. The recharge–discharge oscillator has the same mathematical formulation as the delayed oscillator under special assumptions and both are included in the unified oscillator model developed by Wang et al. (2001).

3.2 North Atlantic Oscillation

In the North Atlantic Ocean, atmospheric variability is dominated by the North Atlantic Oscillation (NAO), a sea level pressure anomaly seesaw between the subtropical Atlantic high and the Arctic low pressure centers with a dominant 60-year period (Sun et al., 2015) that affects European climate. The main oceanic feature is the Atlantic Meridional Overturning Circulation (AMOC), characterized by a surface northward flow (the Gulf Stream) of warm, salty waters that progressively get colder as they move northward, until they plunge due to their increased density and feed a deep southward flow of cold waters. Recently, Sun et al. (2015) showed that, once again, the delayed oscillator model can explain the main mechanisms responsible for the multi-decadal NAO period by interactions between the NAO and AMOC. The positive and negative feedback processes involved are described as follows: The positive NAO phase (increased mean pressure gradient) strengthens the AMOC, with a delayed effect due to the large inertia associated with slow oceanic processes; this enhanced AMOC induces later, due to slow oceanic adjustment, a SST pattern with warming in the northern North Atlantic and cooling in the southern part, which leads to an atmospheric response that resembles the negative NAO phase. Subsequently the oscillation proceeds, but in the opposite sense.

3.3 A new delayed oscillator for Atlantic meridional mode

In this section, a new delayed oscillator model is derived to highlight the key physical processes responsible for the interannual oscillations of the Atlantic meridional mode, defined in section 1 as an inter-hemispheric SST gradient in the tropical Atlantic. Our model is also based on competing positive and negative feedbacks, like the tropical Pacific delayed oscillator model, but these feedbacks have different physics. The positive feedback involves wind, evaporation and SST interaction (Chang et al. 2001; Vimont 2010), while heat transport by meridional currents has been proposed as the negative feedback (Chang 1997).

Firstly, we focus on SST and identify key regions in each hemisphere (see the boxes in Figure 2) where this variable strongly interacts with atmosphere. This interaction is estimated by linear regression between the different climate variables likely to evolve in phase and play a role in the meridional mode : meridional wind and SST gradient, local wind and heat flux, local heat flux and SST. Based on the regions where coupling arises, we choose a northern hemisphere box at (5°N–12°N, 35°W–25°W) and a southern hemisphere box at (5°S–12°S, 20°W–10°W).

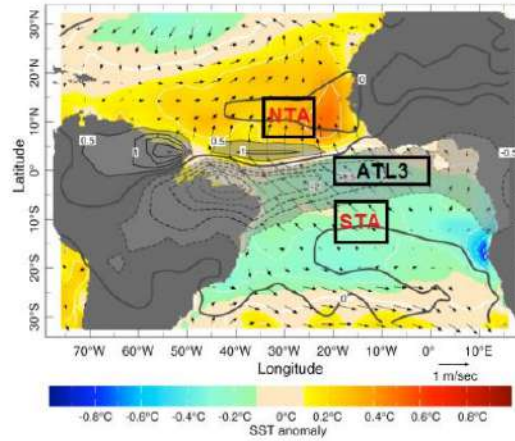


Figure 2- Illustration of the warm phase of the Atlantic meridional mode. SST anomalies are represented in color (see scale), the contours represent the anomalies of precipitation and the arrows are the surface wind anomalies. The boxes NTA (North Tropical Atlantic) , STA (South Tropical Atlantic) and ATL3 (Atlantic 3) represent respectively the box considered for the north hemisphere, the south hemisphere and the Atlantic zonal mode (Kushnir et al. 2003).

Secondly, we identify feedback loops that relate SST variations in the chosen boxes and can explain the oscillation of the meridional mode. The proposed cycle is summarized in figure 3 and can be described as follows: An initial warming anomaly that affects SST in the northern tropical Atlantic (NTA) box (T_N) increases the temperature gradient $T_N - T_S$ (arrow 1). The increased gradient causes an intensification of northward meridional winds in the south of the mean position of the Inter-Tropical Convergence Zone (ITCZ), corresponding to a northward displacement of the ITCZ (arrow 2). This intensification of the wind increases evaporation (latent heat flux), which cools SST in the southern tropical Atlantic (STA) box (T_S), south of the mean position of the ITCZ (arrow 3). This cooling in the STA box therefore reinforces the anomalous meridional temperature gradient (arrow 4) initiated by warming in the north, which in turn can strengthen the wind. This is the positive feedback for the meridional mode. As the mean surface currents are westward around 10°S (South Equatorial Current), northward along the southern American coast (North Brazil Current) and eastward around 10°N (North Equatorial Counter-Current), the cold anomaly in the STA box can be transported (this process is known as advection) toward the NTA box (arrow 6), with a delay due to the slow speed of the meridional mean current. This advection can then offset the initial warming anomaly of T_N and reverse it to cooling, which can reduce the temperature gradient (arrow 7) and weaken the intensity of the northward wind. Relaxation of the wind would result in a reduction of latent heat flux and a subsequent warming of T_S . This is the negative feedback for the meridional mode.

The equation that summarizes the whole process can have the same mathematical formulation as the delayed differential equation (3). It could explain the meridional oscillation of the coupled system between warm and cold temperature anomalies in the STA and NTA boxes. Here, we define the meridional mode index by the difference between the monthly anomalous SST in the northern and southern boxes : $T = T_N - T_S$. With this choice, positive values of the index (T) correspond to a SST dipole pattern that is positive in the north and negative in the south, and vice versa.

The physical processes incorporated in this model are represented as follows:

$+\alpha T(t)$: is the positive feedback on the meridional gradient of temperature (T) that involves wind and evaporation. The limit to this feedback is made through the nonlinear damping term $-\varepsilon T^3(t)$. It

represents the limitation of the temperature T_N growth by atmospheric convection associated with the ITCZ.

$-\beta T(t - \tau)$: This term represents the delayed negative feedback due to advection processes suggested in the schematic model (Figure 3) with the lag τ . This lag approximately corresponds to the time it would take for the mean currents to transport a temperature anomaly from the STA to the NTA box. It is approximately estimated as the distance of the pathway previously identified between the two boxes divided by the mean current velocity.

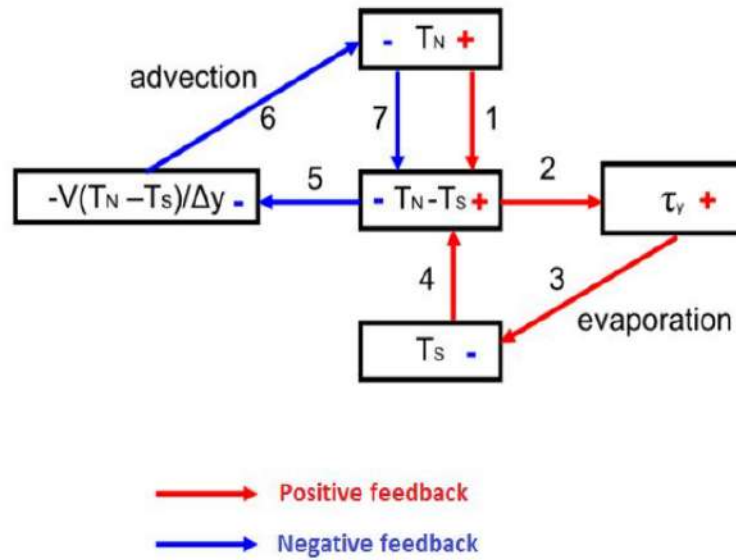


Figure 3 - Schematic model. T_N is the anomaly temperature in the box NTA and T_S the anomaly temperature in the box STA.

The oscillatory model proposed for the meridional mode is solved numerically with a set of estimated parameters. The parameter $\alpha = 0.27 \pm 0.03$ is the positive feedback due to coupling between wind, evaporation and SST previously described. This coupling is obtained by a local linear regression between the normalized latent heat flux and SST in a climate reanalysis of the Global Ocean Data Assimilation System developed at National Centers for Environmental Prediction. The delay time τ is estimated at 4 months. Using an iterative optimization method that aims to maximize the correlation between the model and the observed meridional mode index, the remaining parameters of the model are estimated as: $\varepsilon = 0.20$ and $\beta = 0.13$. The statistical properties of the numerical solution can then be evaluated in order to validate the model skills. For this, we conduct a spectral analysis of model outputs compared to that observed. This analysis reveals that the meridional mode oscillation has a main peak with a 16 months period and a secondary peak with a period of about 5 years (Figure 4). The model output is a regular oscillation that reproduces the main 16 month period. We therefore conclude that the meridional mode resulted from the superposition of a self-sustained oscillation mechanism of high frequency and another low frequency oscillation mechanism which remains to be identified.

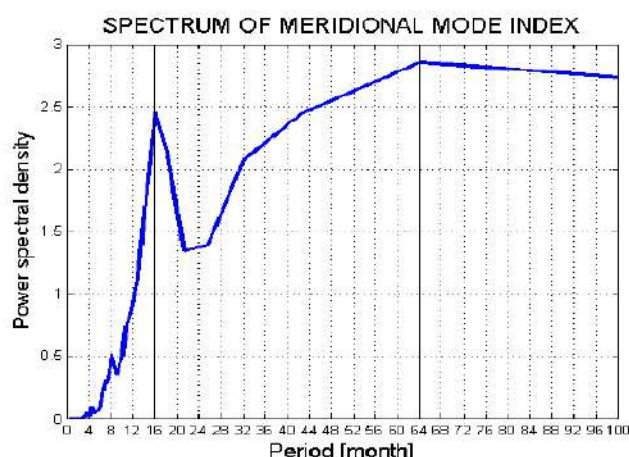


Figure 4- Spectral analysis of the meridional mode index using the observed data

4 CONCLUSIONS

In this study, we show that climate variability in the Pacific and Atlantic oceans can partly be described by a simple conceptual model known as the delayed oscillator that was developed to understand the cyclic nature of ENSO. It was subsequently applied to the NAO and the Atlantic zonal mode. We show that the key element to apply this delayed oscillator model to climatic modes is to identify and quantify the main positive and negative feedback processes that are responsible for variability of these modes. When correctly parameterized, the delayed oscillator can show if processes suspected to drive climatic modes are indeed consistent with observed periodicity of the modes. We applied the delayed oscillator to the tropical Atlantic meridional mode, assuming that this mode grows due to a wind-evaporation-SST interaction and that the negative feedback, which allows oscillation, is due to slow heat transport by the mean currents. Once the parameters of the model are fit to observations, it reproduces the main 16 month observed periodicity of the mode, demonstrating that the suggested processes are likely dominant.

However, interannual climatic modes are irregular oscillations and do not reduce to a single spectral peak. The tropical Atlantic meridional mode shows a secondary 5 year period in addition to the main 16 month period. Multiple peaks may result from interaction between time scales and between climatic modes, which could still be investigated within the conceptual model framework. In further work, the perspectives are multiple. Compared to the Pacific Ocean, the Atlantic Ocean is characterized by much larger seasonal variations. A seasonal modulation of the coupling coefficients could be taken into account in our oscillatory model, following the methodology of Jansen et al (2009), which could improve performance. Interaction between climatic modes have been suggested, for example ENSO and the NAO are thought to influence the Atlantic meridional mode (Chang et al., 2001), and the Atlantic meridional mode could also affect the zonal mode through different processes (Luebbecke 2013). These interactions and their effect on the respective spectra of the different modes could be investigated by coupling several delayed oscillators. Finally, for climatic modes that are not well reproduced in coupled climate models, oscillator models could be valuable tools for studying how, depending on the expected evolution of coupling coefficients in the various future climate scenarios, interannual climate variability might evolve in the future.

ACKNOWLEDGMENTS

The research leading to these results received funding from the EU FP7/2007–2013 under grant agreement no. 603521. It was also supported by IRD through a PEERS project and a PhD grant.

REFERENCES

- Bjerknes, J., 1969. Atmospheric teleconnections from the equatorial Pacific, *Mon. Wea. Rev.*, 97 , 163-172.
- Chang, P., Ji, L., Li, H., 1997. A decadal climate variation in the tropical Atlantic ocean from thermodynamic air-sea interactions, *Nature*, 385, 516-518.
- Chang, P., Ji, L., Saravanan, R., 2001. A hybrid coupled model study of tropical Atlantic variability. *J. Climate*, 14, 361–390.
- Clarke, A. J., Wang, J., Van Gorder, S., 2000. A simple warm-pool displacement ENSO model. *J. Phys. Oceanogr.*, 30, 1679–1691.
- Graham, F.S., Brown, J. N., Wittenberg, A.T., Holbrook, N., J., 2015. Reassessing Conceptual Models of ENSO, *J. Climate*, 28, 9121-9142.
- Jansen, M.F., Dommenges, D., and Keenlyside, N., 2009. Tropical atmosphere-ocean interactions in a conceptual framework. *J. Climate* , 22 , 550-567.
- Jin, F-F., 1997. An equatorial recharge paradigm for ENSO, Part 1: Conceptual model. *J. Atmos. Sci.*, 54, 811-829.
- Keenlyside, N.S. Latif, M., 2007. Understanding equatorial Atlantic interannual variability. *J. Climate.*, 20, 131-142.
- Kushnir, Y., Barreiro, M., Chang, P., Chiang, J., Lazar, A., Malanotte-Rizzoli. P., 2003, The role of the south Atlantic in the variability of the ITCZ, A White Paper prepared for presentation at the CLIVAR/IAI/OOPC Workshop.
- Luebbecke , J.F., 2013, Tropical Atlantic warm events , *Nature Geosciences*, 6, 22-23.
- Suarez, M.J., Schopf, P.S., 1988. A delayed action oscillator for ENSO, *J. Atmos. Sci.*, 45 (21), 3283-3287.
- Sun, C., Li, J., Jin, FF., 2015. A delayed oscillator model for the quasiperiodic multi-decadal variability of the NAO, *Clim Dyn*, 25, 2083–2099.
- Tollefson, J., 2016. 2015 breaks heat record, *Nature*, 29, 450.
- Wang, C., 2001. A Unified Oscillator Model for the El Niño-Southern Oscillation, *J. Climate*, 14, 98-115.
- Wyrtki, K. 1975, El Niño: The dynamic response of the equatorial Pacific Ocean to atmospheric forcing, *J. Phys. Oceanogr.* 5, 572-584.
- Xie, S-P., Carton, J.A., 2004. Tropical Atlantic Variability; Patterns, Mechanisms, and Impacts, J. A., in *Earth Climate Monograph*, 147, 121-142.
- Vimont, D. J., 2010. Transient growth of thermodynamically coupled variations in the tropics under an equatorially symmetric mean state, *J. Climate* , 23 (21), 5771-5789.

Bibliographie

- Alexander, M., and J. Scott, 2002 : The influence of ENSO on air-sea interaction in the Atlantic, *Geophys. Res. Lett.*, 29, doi : 10.1029/2001GL014347.
- Ali, K.E., K. Y. Kouadio, E.-P. Zahiri, A. Aman, A. P. Assamoi, B. Bourlès, 2011, Influence of the Gulf of Guinea coastal and equatorial upwellings on the precipitations along its northern coasts during the boreal summer period, *Asian Journal of Applied Sciences*, vol. 4, no. 3, pp. 271–285.
- Alory, G., & Delcroix, T. (2002). Interannual sea level changes and associated mass transports in the tropical Pacific from TOPEX/Poseidon data and linear model results (1964–1999). *Journal of Geophysical Research*, 22, 93-113, <https://doi:10.1175/2008JCLI2330.1>
- Alory, G., & Meyers, G. (2009). Warming of the Upper Equatorial Indian Ocean and Changes in the Heat Budget (1960–99). *Journal of Climate*, 107(C10), 3153, <https://doi:10.1029/2001JC001067>.
- Alory G., Delcroix, T., Téchiné, P., Diverrès, D., Varillon, D., Cravatte, S., Gouriou, Y., Grelet, J., Jacquin, S., Kestenare, E., Maes, C., Morrow, R., Perrier, J., Reverdin, G., Roubaud F. (2015). The French contribution to the voluntary observing ships network of sea surface salinity, *Deep-sea Research 1*, 105, 1-18, <http://dx.doi.org/10.1016/j.dsr.2015.08.00>
- An, S. I., & Jin, F. F. (2000). An eigen analysis of the interdecadal changes in the structure and frequency of ENSO mode. *Geophysical research letters*, 27(16), 2573-2576.
- Awo, F. M., Alory, G., & Baloïtcha, E. (2016). The delayed oscillator model for climate variability: A review and an application to the Atlantic meridional mode. *iEMS Conf, proceedings*, (<https://scholarsarchive.byu.edu/iemssconference/2016/Stream-A/92/>)
- Awo, F. M., Alory, G., Da-Allada, C. Y., Delcroix, T., Jouanno, J., Kestenare, E., & Baloïtcha, E. (2018). Sea surface salinity signature of the tropical Atlantic interannual climatic modes. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 123. <https://doi.org/10.1029/2018JC013837>
- Baloïtcha, E., M. N. Hounkonnou, and E. B. Ngompe Nkouankam, Unified $(p, q; \alpha, \beta, \nu; \gamma)$ –deformed oscillator algebra: Irreducible representations and induced deformed harmonic oscillator, 2012, *J. Math. Phys.* 53, 013504.
- Bjerknes, J., 1969. Atmospheric teleconnections from the equatorial Pacific, *Mon. Wea. Rev.*, 97 , 163-172.

- Boko, M. et al, 2007: Africa. Climate Change 2007: Impacts, Adaptation and Vulnerability. in IPCC AR4, 433-467.
- Bosc, C., Delcroix, T., Maes, C., 2009. Barrier layer variability in the western Pacific warm pool from 2000 – 2007. *J. Geophys. Res.* 114, C06023.
<http://dx.doi.org/10.1029/2008JC005187>.
- Boutin, J., Martin, N., Kolodziejczyk, N., & Reverdin, G. (2016). Interannual anomalies of SMOS sea surface salinity, *Remote Sensing of Environment*, 180, 128–136,
<http://dx.doi.org/10.1016/j.rse.2016.02.053>
- Boyd, A.J., J. Taunton-Clark, and G.P.J. Oberholster, 1992 : Spatial features of the near-surface and midwater circulation patterns off western and southern South Africa and their role in the life histories of various commercially fished species, *S. Afr. J. Mar. Sci.*, 12, 189-206.
- Brandt P, Caniaux G, Bourles B, Lazar A, Dengler M, Funk A, Hormann V, Giordani H, Marin F (2011a) Equatorial upper-ocean dynamics and their interaction with the West African monsoon. *Atmos Sci Lett* 12(1):24–30
- Burmeister, K., P. Brandt, and J. F. Lübbecke (2016), Revisiting the cause of the eastern equatorial Atlantic cold event in 2009, *J. Geophys. Res. Oceans*, 121, 4777–4789, doi:10.1002/2016JC011719.
- Camara, I., Kolodziejczyk, N., Mignot, J., Lazar, A., & Gaye, A. T. (2015). On the seasonal variations of salinity of the tropical Atlantic mixed layer. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 120, 4441–4462, <https://doi:10.1002/2015JC010865>.
- Cane, M., and E.S. Sarachik, 1976 : Forced baroclinic ocean motions : I. The linear equatorial unbounded case, *J. Mar. Res.*, 34, 629-665.
- Caniaux, G., H. Giordani, J.L. Redelsperger, F. Guichard, E. Key, and M. Wade, 2011, Coupling between the Atlantic cold tongue and the West African monsoon in boreal spring and summer, *J. Geophys. Res.*, 116, C04003. doi:10.1029/2010JC006570.
- Carton, J. A., & Huang, B. (1994). Warm events in the tropical Atlantic. *Journal of Physical Oceanography*, 24, 888–903.
- Carton, J. A., X. Cao, B. S. Giese, and A. M. da Silva, 1996: Decadal and interannual SST variability in the tropical Atlantic Ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, 26, 1165–1175.
- Chang, P., Ji, L., Li, H., & Flügel, M. (1997). A decadal climate variation in the tropical Atlantic Ocean from thermodynamic air–sea interactions, *Nature*, 385, 516–518
- Chang, P., Ji, L., & Saravanan, R. (2001). A hybrid coupled model study of tropical Atlantic variability. *Journal of climate*, 14(3), 361-390.

- Clarke, A. J., Wang, J., & Van Gorder, S. (2000). A simple warm-pool displacement ENSO model. *Journal of physical oceanography*, 30(7), 1679-1691.
- Clarke, A. J., Jan. 2008. An Introduction to the Dynamics of El Nino & the Southern Oscillation. Academic Press.
- Chang, P., Yamagata, T., Schopf, P., Behera, S. K., Carton, J., Kessler, W. S., ... & Xie, S. P. (2006). Climate fluctuations of tropical coupled systems-the role of ocean dynamics. *Journal of Climate*, 19(20), 5122-5174.
- Curry, R., Dickson, B., & Yashayaev, I. (2003). A change in the freshwater balance of the Atlantic Ocean over the past four decades. *Nature*, 426(6968), 826.
- Crawford, R.J.M., W.R. Siegfried, L.V. Shannon, C.A. Villacastin-Herrero, and L.G. Underhill, 1990 : Environmental influences on marine biota off southern Africa, S. African J. Sci., 86, 330-339.
- Czaja A., P. Van der Vaart, and J. Marshall, 2002 : A diagnostic study of the role of remote forcing in tropical Atlantic variability. *J. Climate*, 15, 3280-3290.
- Da-Allada, Y. C., Alory, G., du Penhoat, Y., Kestenare, E., Durand, F., & Hounkonnou., N. M. (2013). Seasonal mixed-layer salinity balance in the Tropical Atlantic Ocean: mean state and seasonal cycle. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 118(1): 332–345. <https://doi:10.1029/2012JC008357>
- Da-Allada, Y. C., Alory, G., du Penhoat, Y., Jouanno, J., & Hounkonnou, N.M. (2014a). Causes for the recent increase in sea surface salinity in the Gulf of Guinea. *African Journal of Marine Sciences*. 36(2):197–205. doi:10.2989/ 1814232X.2014.927398.
- Da-Allada, C. Y., du Penhoat ,Y., Jouanno, J., Alory, G., & Hounkonnou N.M. (2014b). Modeled mixed-layer salinity balance in the Gulf of Guinea: Seasonal and interannual variability. *Ocean Dynamics*, 64(12), 1783–1802, <https://doi:10.1007/s10236-014-0775-9>
- Da-Allada Y. C, Jouanno, J., Gaillard, F., Kolodziejczyk, N., Maes, C., Reul, N., & Boulrès B. (2017). Importance of the Equatorial Undercurrent on the sea surface salinity in the eastern equatorial Atlantic in boreal spring. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 122, <https://doi:10.1002/2016JC012342>
- Dai, A., & Trenberth, K. E. (2002). Estimates of freshwater discharge from continents: Latitudinal and seasonal variations. *Journal of hydrometeorology*, 3(6), 660-687.
- Dee, D. P., Uppala, S. M., Simmons, A. J., Berrisford, P., Poli, P., Kobayashi, S., ... & Bechtold, P. (2011). The ERA-Interim reanalysis: Configuration and performance of the data assimilation system. *Quarterly Journal of the royal meteorological society*, 137(656), 553-597.

- Delcroix, T., & Hénin, C. (1991). Seasonal and interannual variations of sea surface salinity in the tropical Pacific ocean. *Journal of Geophysical Research*, 96, 22135-22150.
- Dessier A., & Donguy, J. R. (1994). The sea surface salinity in the tropical Atlantic between 10°S and 30°N - seasonal and interannual variations (1977-1989), *Deep-sea Research* 1, 41(1), 81-100.
- Doi, T., Tozuka, T., & Yamagata, T. (2009). Interannual variability of the Guinea Dome and its possible link with the Atlantic Meridional Mode. *Climate Dynamics*, 33, 985–998.
- Durack, P. J., & Wijffels, S. E. (2010). Fifty-year trends in global ocean salinities and their relationship to broad-scale warming. *Journal of Climate*, 23(16), 4342-4362.
- Durack, P. J., Wijffels, S. E., & Matear, R. J. (2012). Ocean salinities reveal strong global water cycle intensification during 1950 to 2000. *science*, 336(6080), 455-458.
- Dussin, R., Barnier B., & Brodeau, L. (2016). The making of Drakkar forcing set DFS5. DRAKKAR/MyOcean Report 01-04-16, LGGE, Grenoble, France
- Ferry, N., & Reverdin, G. (2004). Sea surface salinity interannual variability in the western tropical Atlantic: An ocean general circulation model study. *Journal of Geophysical Research*, 109, C05026, doi:10.1029/2003JC002122.
- Folland, C., Palmer, T., and Parker, D., 1986: Sahel rainfall and world-wide sea temperature 1901-85, *Nature*, 320, 602-606.
- Foltz, G. R., & McPhaden M. J. (2008). Seasonal mixed layer salinity balance of the tropical North Atlantic Ocean. *Journal of Geophysical Research*, 113, C02013, <https://doi:10.1029/2007JC004178>.
- Foltz, G. R., & McPhaden, M. J. (2010a). Abrupt equatorial wave-induced cooling of the Atlantic cold tongue in 2009. *Geophysical Research Letters*, 37(24).
- Foltz, G. R., & McPhaden, M. J. (2010b). Interaction between the Atlantic meridional and Nino modes. *Geophysical Research Letters*, 37, L18604, <https://doi:10.1029/2010GL044001>.
- Foltz, G. R., McPhaden, M. J., & Lumpkin, R. (2012). A strong Atlantic meridional mode event in 2009: The role of mixed layer dynamics. *Journal of Climate*, 25(1), 363-380, doi:10.1175/JCLI-D-11-00150.1.
- Florenchie, P., Lutjeharms, J. R., Reason, C. J. C., Masson, S., & Rouault, M. (2003). The source of Benguela Niños in the south Atlantic Ocean. *Geophysical Research Letters*, 30(10).doi:10.1029/2003GL017,172, 2003.
- Florenchie, P., C. J. C. Reason, J. R. E. Lutjeharms, and M. Rouault, Evolution of Interannual Warm and Cold Events in the Southeast Atlantic Ocean, *J. Climate*, 17, 2318–2334, 2004.

- Friedman, A. R., G. Reverdin, M. Khodri, and G. Gastineau (2017), A new record of Atlantic sea surface salinity from 1896 to 2013 reveals the signatures of climate variability and long-term trends, *Geophys. Res. Lett.*, 44, 1866–1876, doi:10.1002/2017GL072582.
- Gasparin, F., & Roemmich, D. (2016). The strong freshwater anomaly during the onset of the 2015/2016 El Niño. *Geophysical Research Letters*, 43, 6452–6460, doi:10.1002/2016GL069542
- Gelderloos, R., Straneo, F., Katsman, C.A., 2012. Mechanisms behind the temporary shutdown of deep convection in the Labrador Sea: lessons from the Great Salinity Anomaly Years 1968–71. *J. Clim.* 25 (19), 6743–6755.
- Gill, A. (1980). Some simple solutions for heat-induced tropical circulation. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 106 (449), 447-462.
- Gordon, A. L., Giulivi, C. F., Busecke, J., & Bingham, F. M. (2015). Differences among subtropical surface salinity patterns. *Oceanography*, 28(1), 32-39.
- Graham, F. S., Brown, J. N., Wittenberg, A. T., & Holbrook, N. J. (2015). Reassessing conceptual models of ENSO. *Journal of Climate*, 28(23), 9121-9142.
- Grodsky, S. A., Reul, N., Lagerloef, G., Reverdin, G., Carton, J. A., Chapron, B., ... & Kao, H. Y. (2012). Haline hurricane wake in the Amazon/Orinoco plume: AQUARIUS/SACD and SMOS observations. *Geophysical Research Letters*, 39(20).
- Hasson, A. E. A., Delcroix, T., & Dussin, R. (2013b). An assessment of the mixed layer salinity budget in the tropical Pacific Ocean, Observations and modelling (1990–2009). *Ocean Dynamics*, 63(2–3), 179–194, <https://doi:10.1007/s10236-013-0596-2>.
- Hasson, A. E. A., Delcroix, T., Boutin, J., Dussin, R. & Ballabrera-Poy, J. (2014). Analyzing the 2010 2011 La Niña signature in the tropical Pacific sea surface salinity using in situ data, SMOS observations, and a numerical simulation. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 119, 3855–3867, <https://doi:10.1002/2013JC009388>.
- Hastenrath, S., & Greischar, L. (1993). Circulation mechanisms related to north-east Brazil rainfall anomalies, *Journal of Geophysical Research*, 98, 5093 – 5102.
- Held, I. M., T.L. Delworth, J. Lu, K.L. Findell and T.R. Knuston, 2005, Simulation of Sahel drought in the 20th and 21st centuries, *P. Natl. Acad. Sci. USA*, 102, 17891-17896.
- Hernandez, O., Jouanno, J. & Durand, F. (2016). Do the Amazon and Orinoco freshwater plumes really matter for hurricane-induced ocean surface cooling?. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 121, 2119–2141, <https://doi:10.1002/2015JC011021>.

- Hernandez, O., Jouanno, J., Echevin, V., & Aumont, O. (2017). Modification of sea surface temperature by chlorophyll concentration in the Atlantic upwelling systems. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 122, 5367–5389, <https://doi:10.1002/2016JC012330>
- Hisard, P., 1980 : Observation de réponses de type "El Niño" dans l'Atlantique tropical oriental- Golfe de Guinée. *Ocean. Acta*, 3, 69-78.
- Hormann, V., and P. Brandt (2009), Upper equatorial Atlantic variability during 2002 and 2005 associated with equatorial Kelvin waves, *J. Geophys. Res.*, 114, C03007, doi:10.1029/2008JC005101.
- Hormann, V., Lumpkin, R. & Foltz, G. R. (2012). Interannual North Equatorial Countercurrent variability and its relation to tropical Atlantic climate modes. *Journal of Geophysical Research*, 117, C04035, <https://doi:10.1029/2011JC007697>.
- Hounsou-Gbo, G. A., Araujo, M., Bourlès, B., Veleda, D., & Servain, J. (2015). Tropical Atlantic contributions to strong rainfall variability along the Northeast Brazilian coast. *Advances in meteorology*, 2015.
- Hosoda, S., Suga, T., Shikama, N., & Mizuno, K. (2009). Global surface layer salinity change detected by Argo and its implication for hydrological cycle intensification. *Journal of Oceanography*, 65(4), 579.
- Imbol Koungue, R. A., S. Illig, and M. Rouault (2017), Role of interannual Kelvin wave propagations in the equatorial Atlantic on the Angola Benguela Current system, *J. Geophys. Res. Oceans*, 122, 4685–4703, doi:10.1002/2016JC012463.
- Illig, S., Dewitte, B., Ayoub, N., Du Penhoat, Y., Reverdin, G., De Mey, P., ... & Lagerloef, G. S. E. (2004). Interannual long equatorial waves in the tropical Atlantic from a high-resolution ocean general circulation model experiment in 1981–2000. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 109(C2).
- Janicot, S. Trzaska, and I. Poccarrd, 2001: Summer Sahel-ENSO teleconnection and decadal time scale SST variations. *Climate Dyn.*, 18, 303–320.
- Jansen, M. F., Dommenges, D., & Keenlyside, N. (2009). Tropical atmosphere–ocean interactions in a conceptual framework. *Journal of Climate*, 22(3), 550-567.
- Jin, F. F. (1997). An equatorial ocean recharge paradigm for ENSO. Part I: Conceptual model. *Journal of the atmospheric sciences*, 54(7), 811-829.
- Jouanno J., Marin, F., du Penhoat, Y., Sheinbaum, J., Molines, J-M. (2011). Seasonal heat balance in the upper 100 m of the equatorial Atlantic Ocean. *Journal of Geophysical Research*, 116:C09003. <https://doi:10.1029/2010JC006912>

- Jouanno, J., Marin, F., du Penhoat, Y. and Molines, J. M., 2013, Intraseasonal Modulation Of The Surface Cooling In The Gulf Of Guinea. *Journal of Physical Oceanography* 43(2): 382-401.
- Jouanno, J., Hernandez, O., & Sanchez-Gomez, E. (2017). Equatorial Atlantic interannual variability and its relation to dynamic and thermodynamic processes. *Earth System Dynamics*, 8(4), 1061-1069. doi.org/10.5194/esd-8-1061-2017
- Kao, H. -Y., Yu, J. -Y. (2009). Contrasting Eastern-Pacific and Central-Pacific types of ENSO, *Journal of Climate*, 22(3), 615-632, doi:10.1175/2008JCLI2309.1.
- Keenlyside, N. S., & Latif, M. (2007). Understanding equatorial Atlantic interannual variability. *Journal of Climate*, 20, 131–142, https://doi:10.1175/JCLI3992.1
- Kolodziejczyk, N., Boutin, J., Vergely, J.-L., Marchand, S., Martin, N. & Reverdin, G. (2016) Mitigation of systematic errors in SMOS sea surface salinity. *Remote Sensing of Environment*, <http://dx.doi.org/10.1016/j.rse.2016.02.061>.
- Kopte R., Brandt, P., Dengler, M. Tchipalanga, P. C. M., Macuérie, M., & Ostrowski, M. (2017). The Angola Current: Flow and hydrographic characteristics as observed at 11°S, *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 122, 1177–1189, doi:10.1002/2016JC012374.
- Kouadio, Y. K., Servain, J., Machado, L. A., & Lentini, C. A. (2012). Heavy rainfall episodes in the eastern northeast Brazil linked to large-scale ocean-atmosphere conditions in the tropical Atlantic. *Advances in Meteorology*, 2012.
- Kushnir, Y., Seager, R., Miller, J., & Chiang, J. C. (2002). A simple coupled model of tropical Atlantic decadal climate variability. *Geophysical research letters*, 29(23), 48-1.
- Kushnir, Y., Robinson, W. A., Chang, P., & Robertson, A. W. (2006). The physical basis for predicting Atlantic sector seasonal-to-interannual climate variability. *Journal of Climate*, 19(23), 5949-5970.
- Large, W. G., & Yeager, S. G. (2004). Diurnal to decadal global forcing for ocean sea ice models: the data sets and flux climatologies. Rep. NCAR/TN-460+STR. Natl Cent for Atmos Res. Boulder, Colorado
- Leliwa, T., Morel, Y., Alory, G., Hall, N. (2017). Ondes de Kelvin équatoriales et anomalie de densité dans l'Atlantique tropical, mémoire de stage de master, M2, OPA, Cotonou, Bénin.
- Levang, Samuel J., and Raymond W. Schmitt. "Centennial Changes of the Global Water Cycle in CMIP5 Models." *J. Climate* 28, no. 16 (August 2015): 6489–6502. © 2015 American Meteorological Society

- Lübbecke J. F., Böning, C.W., Keenlyside, N. S., & Xie, S.-P. (2010). On the connection between Benguela and equatorial Atlantic Niños and the role of the South Atlantic Anticyclone. *Journal of Geophysical Research*, 115, C09015, <https://doi.org/10.1029/2009JC005964>.
- Lübbecke, J. F. (2013). Climate science: Tropical Atlantic warm events. *Nature Geoscience*, 6(1), 22.
- Madec, G. (2008). NEMO ocean engine: Note du Pôle de modélisation de l'Institut Pierre-Simon Laplace No 27.
- Maes, C., 1998. Estimating the influence of salinity on sea level anomaly in the ocean. *Geophys. Res. Lett.* 25 (19), 3551–3554.
- Maes, C., Ando, K., Delcroix, T., Kessler, W., McPhaden, M., Roemmich, D., 2005. Observed correlation of surface salinity, temperature and barrier layer at the eastern edge of the western Pacific warm pool. *Geophys. Res. Lett.* 33. <http://dx.doi.org/10.1029/2005GL024772>.
- Mama, A. C. & Alory, G. (2011). Influence des fleuves sur la salinité de l'Atlantique dans les modeles oceaniques. (master's thesis, CIPMA/UAC, Bénin, <http://nodc-benin.org/projets/propao/activit%C3%A9s-propao-2.html>)
- Mahajan, S., Saravanan, R., & Chang, P. (2009). The role of the wind-evaporation-sea surface temperature (WES) feedback in air–sea coupled tropical variability. *Atmospheric Research*, 94(1), 19-36.
- Marin, F., G. Caniaux, H. Giordani, B. Bourlès, Y. Gouriou, E. Key, 2009, Why Were Sea Surface Temperatures so Different in the Eastern Equatorial Atlantic in June 2005 and 2006?, *J. Phys. Oceanogr.*, 39, 1416–1431.
- Martín-Rey, M., B. Rodríguez-Fonseca, and I. Polo 2015: Atlantic opportunities for ENSO prediction. *Geophys Res Lett* 42/16: 6802-6810. Doi: 10.1002/2015GL065062
- Meinen, C. S., & McPhaden, M. J. (2000). Observations of warm water volume changes in the equatorial Pacific and their relationship to El Niño and La Niña. *Journal of Climate*, 13(20), 3551-3559.
- Merle J. M., M. Fieux and P. Hisard, 1980 : Annual signal and interannual anomalies of sea surface temperatures in the eastern equatorial Atlantic ocean. *Deep-Sea Research, GATE Suppl.* II to V, 26, 77-102.
- Meynadier, R., De Coëtlogon, G., Leduc-Leballeur, M., Eymard, L., & Janicot, S. (2016). Seasonal influence of the sea surface temperature on the low atmospheric circulation and precipitation in the eastern equatorial Atlantic. *Climate dynamics*, 47(3-4), 1127-1142.

- Morel, Y., Thual, S., Delcroix, T. and Hall, N., 2018: A theoretical model to analyze the Central to Eastern Pacific El Nino continuum, *Ocean Modelling*, doi:10.1016/j.ocemod.2018.07.006
- Moura, A. D., & Shukla, J. (1981). On the dynamics of droughts in northeast Brazil: Observations, theory and numerical experiments with a general circulation model. *Journal of the atmospheric sciences*, 38(12), 2653-2675.
- Murtugudde R. G., Ballabrera-Poy, J., Beauchamp, J., Busalacchi, A.J. (2001). Relationship between zonal and meridional *modes* in the tropical Atlantic. *Journal of Geophysical Research Letters*, 28(23), 4463-4466.
- Neelin, J. D., Battisti, D. S., Hirst, A. C., Jin, F.-F., Wakata, Y., Yamagata, T., Zebiak, S. E., 1998. ENSO theory. *Journal of Geophysical Research: Oceans* 103 (C7), 14261–14290.
- Nguyen, H., Thorncroft, C. D. and Zhang, C., 2011, Guinean coastal rainfall of the West African Monsoon. *Q.J.R. Meteorol. Soc.*, 137: 1828–1840.
- Nobre, P., & Shukla, J. (1996). Variations of sea surface temperature, wind stress, and rainfall over the tropical Atlantic and South America. *Journal of Climate*, 9, 2462– 2479.
- Philander, S.G.H., 1978: Forced oceanic waves. *Rev. Geophys. Space Phys.*, 16, 15-46.
- Picaut, J., F. Masia, and Y. du Penhoat, 1997, An advective–reflective conceptual model for the oscillatory nature of the ENSO. *Science*, 277, 663–666.
- Pontaud, M., Thual, O., 1998. Coupled process for equatorial Pacific interannual variability. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* 124, 527–555.
- Reason, C. J. C., and M. Rouault, Sea surface temperature variability in the tropical South Atlantic Ocean and West African rainfall, *Geophys. Res. Lett.*, 33 , L21,705: doi:10.1029/2006/GL027,145, 2006.
- Reason C. J. C. and Smart S (2015) Tropical south east Atlantic warm events and associated rainfall anomalies over southern Africa. *Front. Environ. Sci.* 3:24. doi: 10.3389/fenvs.2015.00024
- Reverdin, G., Kestenare, E., Frankignoul, C. & Delcroix, T. (2007). Surface salinity in the Atlantic Ocean (308S-508N). *Progress Oceanography*, 73, 311–340, <https://doi:10.1016/j.pocean.2006.11.004>.
- Richter, I., Behera, S. K., Masumoto, Y., Taguchi, B., Sasaki, H., & Yamagata, T. (2013). Multiple causes of interannual sea surface temperature variability in the equatorial Atlantic Ocean. *Nature Geosciences*, 6(1), 43–47, <https://doi:10.1038/ngeo1660>.

- Rouault, M., S. Illig, C. Bartholomae, C. J. C. Reason, and A. Bentamy, Propagation and origin of warm anomalies in the Angola Benguela upwelling system in 2001, *J. Mar. Systems*, 68 , 473–488, 2007.
- Rouault, M. (2012), Bi-annual intrusion of tropical water in the northern Benguela upwelling, *Geophys. Res. Lett.*, 39, L12606, doi:10.1029/ 2012GL052099.
- Saravanan, R., and P. Chang, 2000 : Interaction between tropical Atlantic variability and El Niño-Southern Oscillation. *J. Climate*, 13, 2177-2194.
- Schanze, J. J., R. W. Schmitt, and L. L. Yu (2010): The global oceanic freshwater cycle: A state-of-the-art quantification. *Journal of Marine Research*, 68, 569-595.
- Seager, R., Y. Kushnir, P. Chang, N. H. Naik, J. Miller, and W. Hazeleger, Looking for the role of the ocean in tropical Atlantic decadal climate variability, *J. Climate*, 14, 638 – 655, 2001.
- Servain, J., J. Picaut, and J. Merle, 1982 : Evidence of remote forcing in the equatorial Atlantic Ocean., *J. Phys. Oceanogr.*, 12, 457-463.
- Servain J., 1991: Simple climatic indices for the Tropical Atlantic Ocean and some applications. *J. Geophys. Res.*, , 96, 15,137-15,146.
- Servain J., Wainer, I., McCreary, J.P., Dessier, A. (1999). Relationship between the equatorial and meridional modes of climatic variability in the tropical Atlantic. *Journal of Geophysical Research Letters*, 26: 485-488.
- Servain, J., I. Wainer, H. L. Ayina, and H. Roquet, 2000: The relationship between the simulated climatic variability modes of the Tropical Atlantic. *Int. J. Climatol.*, 20, 939-953.
- Schmitt, R. W. (1995). The ocean component of the global water cycle. *Reviews of Geophysics*, 33(S2), 1395-1409.
- Schmitt, R. W.,(2008) Salinity and the global water cycle. *Oceanography*, 21, 12–19, doi:10.5670/oceanog.2008.63.
- Shannon, L. V., A. J. Boyd, G. B. Bundrit, and J. Taunton-Clark, On the existence of an El Niño–type phenomenon in the Benguela system, *J. Mar. Sci.*, 44 , 495–520, 1986.
- Sheinbaum, J. (2003). Current theories on El Nino-southern oscillation: a review. *Geofísica internacional*, 42(3), 291-305.
- Singh, A., T. Delcroix, and S. Cravatte (2011), Contrasting the flavors of El Niño-Southern Oscillation using sea surface salinity observations, *J. Geophys. Res.*, 116, C06016, doi:10.1029/2010JC006862.
- Suarez, M. J., & Schopf, P. S. (1988). A delayed action oscillator for ENSO. *Journal of the atmospheric Sciences*, 45(21), 3283-3287.

- Sultan, B., and S. Janicot, 2000, Abrupt shift of the ITCZ over West Africa and intra-seasonal variability, *Geophys. Res. Lett.*, 27, 3353–3356, doi:10.1029/1999GL011285.
- Sultan, B., and S. Janicot (2003), The West African monsoon dynamics. Part II: The “preonset” and “onset” of the summer monsoon, *J. Clim.*, 16, 3407–3427, doi:10.1175/1520-0442(2003)016<3407:TWAMDP> 2.0.CO;2.
- Sun, C., Li, J., & Jin, F. F. (2015). A delayed oscillator model for the quasi-periodic multidecadal variability of the NAO. *Climate dynamics*, 45(7-8), 2083-2099.
- Terray, L., Corre, L., Cravatte, S., Delcroix, T., Reverdin, G., & Ribes, A. (2012). Near-surface salinity as Nature’s rain gauge to detect human influence on the tropical water cycle. *Journal of Climate*, 25-3, 958–977, <https://doi:10.1175/JCLI-D-10-05025.1>.
- Tchilibou, M., Delcroix, T. Alory, G., Arnault, S. & Reverdin, G. (2015). Variations of the tropical Atlantic and Pacific SSS minimum zones and their relations to the ITCZ and SPCZ rain bands (1979–2009). *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 120, 5090–5100, <https://doi:10.1002/2015JC010836>.
- Tollefson, J. (2016). 2015 breaks heat record: Pacific Ocean warming helped to make last year the hottest in history. *Nature*, 529(7587), 450-451.
- Tokinaga, H. & Xie, S-P, 2011, Weakening of the equatorial Atlantic cold tongue over the past six decades. *Nature Geosci.*, 4, 222-226.
- Toniazzo, T., & Woolnough, S. (2014). Development of warm SST errors in the southern tropical Atlantic in CMIP5 decadal hindcasts. *Climate dynamics*, 43(11), 2889-2913.
- Tyaquicã, P., Veleda, D, Lefèvre, N., Araujo, M., Noriega, C., Caniaux G., Servain, & Silva, T. (2017). Amazon Plume Salinity Response to Ocean Teleconnections. *Frontiers in Marine Science*, 4:250, doi: 10.3389/fmars.2017.00250
- Tzortzi, E., S. A. Josey, M. Srokosz, and C. Gommenginger (2013), Tropical Atlantic salinity variability: New insights from SMOS, *Geophys. Res. Lett.*, 40, 2143–2147, doi:10.1002/grl.50225.
- Tzortzi, E., Srokosz, M., Gommenginger, C., & Josey, S. A. (2016). Spatial and temporal scales of variability in Tropical Atlantic sea surface salinity from the SMOS and Aquarius satellite missions. *Remote sensing of environment*, 180, 418-430.
- Vimont, D. J. (2010). Transient growth of thermodynamically coupled variations in the tropics under an equatorially symmetric mean state. *Journal of Climate*, 23(21), 5771-5789.
- Vincent, E. M., Lengaigne, M., Menkes, C. E., Jourdain, N. C., Marchesiello, P., Madec, G. (2009). Interannual variability of the South Pacific Convergence Zone and implications for tropical cyclone genesis, *Climate Dynamics*, 36, 1-16, doi:10.1007/s00382-009-0716-3.

- Vauclair, F., and Y. du Penhoat, 2001 : Interannual variability of the upper layer of the Atlantic Ocean from in situ data between 1979 and 1999. *Climate Dynamics*, 17, 527-546.
- Xie, S.-P., and S. G. H. Philander, 1994, A coupled ocean–atmosphere model of relevance to the ITCZ in the eastern Pacific. *Tellus*, 46A, 340–350.
- Xie, S-P. and Carton, 2004 : Tropical Atlantic Variability ; Patterns, Mechanisms, and Impacts, J. A., in *Earth Climate Monograph*, 147, 121-142.
- Yeh, S. -W., Kug, J. -S., Dewitte, B., Kwon, M. -H., Kirtman, B. P., Jin, F. -F. (2009). El Niño in a changing climate, *Nature*, 461(7263), 511-514, doi:10.1038/nature08316.
- Yu, L. (2011), A global relationship between the ocean water cycle and near-surface salinity, *J. Geophys. Res.*, 116, C10025, doi:10.1029/2010JC006937.
- Wang, C. (2001). A unified oscillator model for the El Niño–Southern Oscillation. *Journal of Climate*, 14(1), 98-115.
- Weisberg, R. H., and C. Wang, 1997, A western Pacific oscillator paradigm for the El Nino–Southern Oscillation. *Geophys. Res. Lett.*, 24, 779–782.
- Wyrtki, K. (1975). El Niño—the dynamic response of the equatorial Pacific Ocean to atmospheric forcing. *Journal of Physical Oceanography*, 5(4), 572-584.
- Zebiak S. E., 1993: Air-Sea interaction in the equatorial Atlantic region. *J. Climate*, 6, 1567-1586.
- Zheng, Q., Susanto, R., Yan, X.-H., Liu, W., Ho, C.-R., 1998. Observation of equatorial Kelvin solitary waves in a slowly varying thermocline. *N.P.Geophys.* 5, 153–165.
- Zhang, N., Feng, M., Du, Y., Lan, J., & Wijffels, S. E. (2016). Seasonal and interannual variations of mixed layer salinity in the southeast tropical Indian Ocean. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 121, 4716–4731, <https://doi:10.1002/2016JC011854>.
- Zhu, J. et Huang, B., 2012 : The Role of Ocean Dynamics in the Interaction between the Atlantic Meridional and Equatorial Modes, *J. Climate*, 25, 3583-3598