



HAL
open science

Caractérisation de la couche limite océanique pendant les campagnes EGEE/AMMA dans l'Atlantique Équatorial Est

M. Wade

► **To cite this version:**

M. Wade. Caractérisation de la couche limite océanique pendant les campagnes EGEE/AMMA dans l'Atlantique Équatorial Est. Océan, Atmosphère. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2010. Français. NNT: . tel-01020065

HAL Id: tel-01020065

<https://theses.hal.science/tel-01020065>

Submitted on 7 Jul 2014

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.



Université
de Toulouse

THÈSE

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

Délivré par :

Université Toulouse 3 Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)

Discipline ou spécialité :

Océanographie Physique

Présentée et soutenue par :

Malick WADE

le : 30 Novembre 2010

Titre :

Caractérisation de la couche limite océanique pendant les campagnes
EGEE/AMMA dans l'Atlantique Équatorial Est

Ecole doctorale :

Sciences de l'Univers, de l'Environnement et de l'Espace (SDU2E)

Unité de recherche :

IRD/LEGOS, CNRM/GAME

Directeur(s) de Thèse :

Yves duPenhoat (LEGOS)

Guy Caniaux (CNRM)

Rapporteurs :

Yves Gouriou (IRD)

Gilles Réverdin (LOCEAN)

Autre(s) membre(s) du jury

Jean-Luc Redelsperger

Hervé Giordani

Je dédie cette thèse à ma famille.

Résumé

Ces travaux de thèse s'intègrent dans les objectifs du projet international d'Analyse de la Mousson Africaine (AMMA). Ils abordent la caractérisation des échanges entre l'océan et l'atmosphère dans l'Atlantique Equatorial Est (AEE) de l'échelle diurne à interannuelle à partir de données d'observation et de la modélisation numérique. Ces échanges sont d'une très grande importance pour le déclenchement de la Mousson Africaine qui détermine en grande partie la saison des pluies en Afrique de l'Ouest. Nous montrons que les paramètres de la couche de mélange océanique dans le GG sont principalement pilotés, à l'échelle diurne, par les flux de chaleur et les processus de subsurface (l'entraînement, le mélange vertical) et nous montrons aussi qu'à partir d'une paramétrisation de la turbulence océanique (TKE) fermée à l'ordre 1.5, on parvient à restituer la turbulence océanique observée dans cette région. Afin de quantifier le rôle de la tension du vent sur la variabilité des paramètres de la couche de mélange océanique, nous utilisons un modèle linéaire forcé par les anomalies de la tension du vent. Les résultats montrent que près de l'équateur (3°S-3°N), le signal est retrouvé ; par contre de part et d'autre de la bande 3°S-3°N, les amplitudes des paramètres de la couche de mélange sont très largement sous estimés, ce qui montre que la tension du vent n'est pas le seul paramètre à moduler la variabilité de la température surface à ces latitudes. Les bilans de chaleur intégrés sur la couche de mélange ont permis de montrer le rôle des flux de chaleur et du mélange vertical dans l'AEE. En effet, l'AEE est subdivisé en plusieurs boîtes en tenant compte de la dynamique et de la thermodynamique et dans chaque boîte le bilan y est calculé. Les résultats montrent que les flux de chaleur et le mélange vertical dominant le bilan aux échelles saisonnière et interannuelle. Ce mélange vertical, calculé par résidu, est comparé avec les données indépendantes de turbulence océanique (Dengler et al., 2010 ; Rhein et al., 2010) collectées lors des campagnes EGEE/AMMA en 2005-2007. Les résultats montrent que le résidu se compare très bien avec ces données indépendantes en terme de variabilité spatiale et temporelle. Le mélange vertical est très fort dans la région sauf dans les boîtes au sud de l'AEE et sa variabilité est largement pilotée par les flux de flottabilité et la tension du vent. En regard de ces résultats avec ceux obtenus sur le cycle diurne, on peut dire que dans l'AEE, la variabilité spatio-temporelle des paramètres de la couche de mélange est principalement pilotée à toutes les échelles par les flux de chaleur et les processus de subsurface.

Mots clés : Océan Atlantique équatorial ; Couche de mélange ; variabilité diurne, saisonnière, interannuelle ; Modèle numérique ; observations

Abstract

This work is part of the African Monsoon Multidisciplinary Analysis (AMMA) program. It focuses on the air-sea interactions in the Gulf of Guinea (GG) at diurnal to interannual timescales based on observations and numerical models. This coupling is the leading process that modulates the West African Monsoon onset which in turn impacts on the seasonal rainfall in the Western African countries. We have shown that the oceanic mixed-layer parameters in the GG are mainly driven, at diurnal timescale, by both the surface heat fluxes and the subsurface processes (entrainment, vertical turbulent mixing). We have also evidenced that from a simple parameterization of the Turbulent Kinetic Energy (TKE) based on a 1.5 closure moment, it is possible to retrieve the turbulence dissipation in this region. In order to quantify the potential role of the wind stress in the oceanic mixed-layer variability, we utilize a dynamical linear model forced by wind stress anomalies and where in the equation governing the sea surface variability, the surface heat fluxes are ignored. The results show that near the equator (3°S - 3°N), the signal is retrieved; however away from this band (3°S - 3°N), the amplitude of the oceanic mixed-layer parameters is largely underestimated meaning that the wind stress is not the leading process in these latitudes. Mixed-layer heat budgets from Argo profiles allow identifying both the role of surface heat fluxes and the vertical mixing in the GG. The GG is subdivided into boxes with respect to the dynamic and the thermodynamic and in each box the budget is estimated. The results show that the surface heat fluxes and the vertical mixing term dominate the budget at all timescales. This vertical mixing, estimated as a residual in this study, is compared with independent turbulence data measured during EGEE/AMMA campaigns during 2005-2007 (Marcus Dengler, personal communication; Rhein et al., 2010). The results show that the vertical mixing compares very well with the independent turbulence data in terms of spatial and temporal variability. This vertical mixing is strong in the region except in the South of the GG and its seasonal cycle is largely modulated by the buoyancy heat flux and the wind stress.

These results and those obtained from the diurnal cycle allow to stress that the oceanic mixed-layer in the GG is largely driven at all timescales by the surface heat fluxes and the subsurface processes.

Keywords: Equatorial Atlantic Ocean; Mixed-layer; Diurnal, seasonal and Interannual variability; Numerical models; observations

Table des matières

Dédicace	iii
Résumé	v
Abstract	vii
Table des matières	ix
Remerciements	xiii
Chapitre 1 : Problématique	1
1.1 Présentation du sujet	1
1.2 Questions abordées	2
1.3 Méthodologie	3
1.4 Structure du document	4
Chapitre 2 : Caractérisation de l'Atlantique Equatorial	5
2.1 Introduction	5
2.2 Conditions atmosphériques dans le GG	6
2.2.1 Les Vents et la Mousson d'Afrique de l'Ouest	6
2.2.2 La pluviométrie associée au système de Mousson	9
2.2.3 Les flux à l'interface air-mer	10
2.3 Conditions océaniques	15
2.3.1 Température de surface de la mer (SST)	15
2.3.2 La Couche de mélange océanique	17
2.3.3 Les courants	20
2.3.4 Les ondes d'instabilités tropical (TIW)	22
2.4 Conclusion	24

Chapitre 3 :	RÔLE DES ANOMALIES DE LA TENSION DU VENT SUR LA VARIABILITE DE L'ATLANTIQUE EQUATORIAL EST.	27
3.1	Introduction	28
3.2	Théorie linéaire	31
3.3	Décomposition en modes barotrope et baroclines	32
3.3.1	Modes Baroclines	32
3.3.2	Modes méridiens	34
3.4	Configuration du modèle linéaire	37
3.5	Les données utilisées	38
3.6	Résultats	38
3.7	Conclusion	48
Chapitre 4 :	BILANS DE CHALEUR DANS LE GOLFE DE GUINÉE À PARTIR DES FLOTTEURS ARGO PENDANT EGEE/AMMA	51
4.1	Introduction	51
4.2	Programme ARGO	54
4.3	Les flotteurs profilants	55
4.3.1	Historique sur les flotteurs Argo	55
4.3.2	Le fonctionnement des flotteurs ARGO	57
4.3.3	Flotteurs déployés pendant les campagnes EGEE	58
4.4	Validation des données ARGO	59
4.5	Procédure de calcul des bilans de chaleur	62
4.5.1	Profondeur de couche de mélange dans l'Atlantique équatorial Est	62
4.6	Méthodologie de calcul du bilan	65
4.7	Article	69
4.7.1	Résumé de l'article	69
4.8	Article	70
4.9	Conclusion	119

Chapitre 5 :	Cycle diurne le long de 10°W dans l'Atlantique tropical aux bouées PIRATA pendant EGEE3	121
5.1	Introduction	121
5.1.1	Objectifs	122
5.1.2	Données des campagnes EGEE et PIRATA	122
5.2	Les différents types de modèle de couche de mélange océanique	125
5.3	Choix du modèle de diffusion turbulente	126
5.4	Choix de la paramétrisation TKE de (author?) [43]	127
5.5	Article (Publié dans le Journal Ocean Dynamics, DOI : 10.1007/s10236-010-0337-8)	127
5.5.1	Résumé de l'article	127
5.5.2	Régionalisation des paramètres du modèle	128
5.5.3	Les erreurs associées aux types d'eaux	128
5.5.4	Les erreurs associées aux calculs des flux turbulents de surface	129
5.5.5	Mélange diapycnal	130
5.5.6	Les vitesses verticales	132
5.5.7	Principaux résultats obtenus	133
5.5.8	Article	139
5.6	Conclusion	160
Chapitre 6 :	Conclusions générales et perspectives	163
Bibliographie		166
Bibliographie		167
Liste des figures		169
Liste des tableaux		173

Remerciements

Merci à tous !

Après ma maîtrise en Physique et Chimie à l'Université Cheikh Anta Diop de Dakar (UCAD), j'ai été chaleureusement accueilli au Laboratoire de Physique de l'Atmosphère et de l'Océan – Siméon Fongang (LPAO-SF) par le directeur Amadou Thierno Gaye et l'ensemble des chercheurs. Mon engouement en océanographie physique lors de mon DEA à l'École Supérieure Polytechnique (ESP), suscité par Mr Jean Citeau, m'a permis une spécialisation en France grâce à Bernard Bourlès. Je leur dis à tous merci. Mes remerciements vont aussi à l'endroit de Frédéric Marin qui, après mon Master II à Brest en océanographie physique, m'a directement mis en contact avec deux chercheurs qui seront plus tard mes directeurs de thèse : Yves duPenhoat et Guy Caniaux. Ils m'ont mis dans des conditions de travail extrêmement propices pour aborder une thèse en toute quiétude. Je me souviendrais toujours de nos discussions très instructives sur le Golfe de Guinée et Guy qui n'hésitait jamais d'aller au tableau pour caresser les équations aussi complexes soient-elles. Je remercie très chaleureusement Yves Gouriou et Gilles Reverdin d'avoir très gentiment accepté d'être les rapporteurs de ma thèse et à Christophe Messenger qui a accepté d'être l'examineur de ma thèse malgré que je le lui ai demandé à la dernière minute. Durant ces trois années passées à Toulouse, ma thèse fût partagée entre deux super laboratoires : le Laboratoire d'Etudes en Géophysique et d'Océanographie Spatiales (LEGOS) et le Centre National de Recherches Météorologiques (CNRM) au sein desquels mon intégration fut totale. Je ne pourrais pas citer toutes les personnes que j'ai connues dans ces labos mais je leur dis à tous merci. J'inclus dans mes remerciements le directeur adjoint du CNRM Joël Poitevin qui m'a diversement aidé tout au long de ma thèse. Merci à ma voisine de bureau Elodie Kestenare au LEGOS et à Hervé, Sophie et Youcef (CNRM). Je n'oublierais pas non plus l'ambiance des pauses café à 10h tout près de mon bureau au CNRM. Un grand merci à Séréna Illig qui m'a gentiment donné le modèle linéaire et m'a plusieurs fois dépannée dans mes programmes FERRET. Je remercie les secrétaires du LEGOS et du CNRM sans lesquels une thèse aura du mal à se dérouler dans les meilleures conditions. Merci à Armel, Ramdane et Pierre d'avoir partagé avec moi toutes ces belles années passées à la météopole.

Je remercie toute ma famille qui m'a beaucoup aidée et soutenue durant toutes ces longues années.

Chapitre 1

Problématique

1.1 Présentation du sujet

L'objectif général du projet EGEE/AMMA est l'étude de la circulation océanique et de sa variabilité dans les couches supérieures de l'Atlantique Equatorial Est, plus précisément dans le Golfe de Guinée (GG). Nous définirons dans cette thèse le GG comme étant la partie de l'océan Atlantique comprise entre 5°N-10°S, 15°O-15°E. La circulation océanique et sa variabilité dans le GG, et leurs relations avec le climat des régions environnantes restent encore paradoxalement très peu connues. Il est pourtant établi que l'intensité de la mousson d'Afrique de l'Ouest est fortement dépendante des gradients méridiens d'énergie au niveau de l'interface entre le GG et les régions continentales (Afrique de l'Ouest). Ces gradients de couche limite sont dépendants des conditions rencontrées en surface, tant continentale (albédo, végétation, état hydrique du sol) qu'océanique (température de surface de la mer). Une des questions scientifiques majeures réside dans la compréhension des mécanismes océaniques et/ou atmosphériques qui régissent les échanges d'énergie à l'interface océan-atmosphère dans le GG, et plus particulièrement le rôle de la température de la surface de la mer et de sa variabilité, principalement aux échelles diurnes, saisonnières et interannuelles. Dans le GG, on assiste à la mise en place annuelle, d'une zone de température plus froide au Sud et le long de l'Equateur : c'est la «langue d'eau froide». Celle-ci se manifeste essentiellement dans la partie orientale du bassin Atlantique équatorial où la thermocline est très proche de la surface. Elle se met en place rapidement, généralement au cours du mois d'avril ou du mois de mai puis disparaît 5 à 6 mois plus tard ((author?) [83]; (author?) [16]). Son existence serait conditionnée par l'existence de l'upwelling équatorial qui résulte de la divergence des courants de surface lorsque les alizés de l'hémisphère Sud franchissent l'Equateur. Dans le GG, elle génère des variations saisonnières des températures de surface qui sont de l'ordre de 5°C en moyenne. Lorsque cette langue d'eau froide s'est mise en place, sa frontière nord est en contact avec les eaux plus chaudes qui circulent dans le GG ; c'est là où l'on enregistre des gradients importants de la température de surface (le front équatorial) et une profonde discontinuité des flux à l'interface air-mer.

La température des eaux de surface et l'intensité des gradients méridiens de température jouent un rôle reconnu sur l'intensité du flux de mousson et de la convection profonde atmosphérique associée. Ainsi des températures élevées dans le GG empêchent son extension vers le nord. A l'inverse lorsque le refroidissement de ses eaux est suffisant, la convection associée au flux de mousson subit un déplacement accéléré à l'intérieur du continent Africain qui se traduit par le «saut de mousson» et l'extension de la zone de convection profonde plus au nord sur le continent Africain. Bien évidemment, de nombreux autres mécanismes interviennent dans le déplacement de la mousson Africaine (flux d'Harmattan, températures de la Méditerranée, intensité de la dépression saharienne ou «heat low»), mais le rôle de l'océan dans le GG pourrait agir essentiellement en termes de déclenchement, éventuellement avancé ou retardé, et d'intensité de l'ensemble de ces mécanismes. Les campagnes EGEE et plus particulièrement la campagne EGEE3 ont permis de collecter un grand nombre de données océaniques et sur la couche limite atmosphérique. Les premiers résultats obtenus ont permis de caractériser les fortes différences qui existaient entre les années 2005 et 2006 ((**author?**) [62]; (**author?**) [83]). Au cours de cette dernière, on a assisté à un net retard de la mise en place de la langue d'eau froide et d'un retard tout aussi marqué du saut de mousson sur le continent Africain. Parallèlement de fortes différences de flux de surface et surtout des vents ont pu être enregistrés entre ces deux années. Par conséquent, c'est le couplage qui existe entre l'atmosphère et l'océan qui sera examiné dans cette thèse.

1.2 Questions abordées

Les différents objectifs affichés dans cette thèse devront permettre de répondre aux questions suivantes :

1) Quel est le rôle de la tension du vent sur la variabilité des températures de surface dans le GG. Les hétérogénéités observées pendant les années 2005 et 2006 en terme de température de surface dans cette région, peuvent-elles être diagnostiquées par l'utilisation de modèles (modèle linéaire dynamique, par exemple) ?

2) Jusqu'à quelle limite la dynamique peut-elle expliquer la variabilité observée ?

1.3 Méthodologie

3) À l'échelle régionale, quels sont les processus océaniques et atmosphériques qui pilotent la variabilité des températures de surface dans le GG ? Est-ce le flux de chaleur atmosphérique, l'advection horizontale de température, l'entraînement ou le mélange vertical ?

4) Sont-ce les mêmes processus qui pilotent les températures de surface dans le GG à l'échelle diurne ?

1.3 Méthodologie

Les campagnes EGEE/AMMA (2005-2007) ont coïncidé avec deux années 2005 et 2006 très hétérogènes en terme de température de surface dans le GG ; avec des températures de surface anormalement froides dans le GG en 2005 et des températures de surface anormalement chaudes en 2006. À grande échelle, un modèle linéaire ((**author?**) [61]) est utilisé afin de mettre en évidence la variabilité interannuelle des températures de surface et les différences très nettes constatées pendant les années 2005, 2006. On cherchera à expliquer les hétérogénéités entre ces deux années en utilisant un modèle linéaire forcé par les anomalies de la tension du vent. Les résultats obtenus seront comparés aux observations satellitaires et in situ des campagnes EGEE dans le GG. En s'intéressant à l'ensemble du bassin équatorial Atlantique, cette étude permettra de situer dans leur contexte de grande échelle les données utilisées dans les chapitres suivants.

À l'échelle régionale, les processus impliqués sur la variabilité des températures de surface dans le GG seront diagnostiqués à partir des profileurs Argo et des bouées PIRATA. En d'autres termes, les bilans de chaleur dans la couche de mélange seront examinés dans le GG. Cette étude permettra de déterminer les causes du cycle saisonnier de la température de surface et les mécanismes atmosphériques et océaniques en jeu sur cette variabilité. Les rôles des flux de chaleur et du mélange vertical seront aussi examinés. Pour ce faire, les bilans seront régionalisés c'est-à-dire que le GG sera subdivisé en plusieurs boîtes et dans chaque boîte on calculera les bilans. Cette approche permettra de déterminer la variabilité spatiale des paramètres de la couche de mélange. Les processus responsables des fortes hétérogénéités entre les années 2005-2006 seront aussi examinés.

À l'échelle locale, les données océaniques et atmosphériques recueillies lors de la campagne EGEE3 dans le GG seront utilisées. Pour l'océan, les données courantométriques (ADCP) et hydrologiques (CTD), et pour l'atmosphère, les données à haute résolution du mât instrumenté à bord du R/V l'ATALANTE seront utilisées afin de décrire et de caractériser la couche de mélange océanique. L'utilisation d'un modèle unidimensionnel 1D ((author?) [43]) permettra de mettre en évidence les interactions à l'interface air-mer dans le GG. Cette étude est ciblée sur des points précis dans la région (10°W, 0°N ; 10°W, 6°S et 10°W, 10°S) afin de bénéficier des mesures (séries temporelles) météo-océaniques du réseau PIRATA et des mesures des campagnes EGEE.

1.4 Structure du document

Le manuscrit de cette thèse est divisé en six chapitres. Dans le chapitre 1, comme on l'a vu, on a posé la problématique du sujet et les questionnements et les moyens dont on dispose pour répondre à ces questions. Dans le chapitre 2, on débutera par une introduction générale où l'on fera l'état des connaissances dans l'Atlantique équatorial et le GG en particulier. Le chapitre 3 sera consacré à la réponse linéaire de l'Atlantique tropical aux anomalies de la tension du vent à partir du modèle de (author?) [61]. Ce modèle s'apparente à celui de (author?) [150] conçus pour étudier ENSO (El Niño Southern Oscillation) dans le pacifique et adapté à l'Atlantique tropical par (author?) [61]. Ce modèle permet une bonne représentation de la structure verticale de l'Atlantique tropical grâce aux six modes baroclines suffisante pour décrire en décrire la structure verticale complète ((author?) [61]). On essaiera de mettre en évidence jusqu'à quel point la dynamique linéaire peut expliquer la variabilité observée dans la région ; on se focalisera pour ce faire plus spécifiquement sur les trois années 2005, 2006 et 2007 dont les caractéristiques dynamiques et thermodynamiques sur le bassin étaient très contrastées. Le chapitre 4 sera dédié aux bilans de chaleur dans l'Atlantique équatorial Est établis à partir des profileurs ARGO. Dans le chapitre 5, on étudiera le cycle diurne des paramètres impliqués sur la variabilité de la couche de mélange océanique autour de trois bouées PIRATA. Enfin le chapitre 6 sera consacré à la conclusion générale où l'on synthétisera les principaux résultats obtenus dans cette thèse ; nous donnerons dans ce chapitre quelques pistes sur des études à poursuivre concernant la variabilité dans le GG.

Chapitre 2

Caractérisation de l'Atlantique Equatorial

2.1 Introduction

L'océan Atlantique est le deuxième plus grand océan de la planète après l'océan Pacifique mais c'est aussi le plus fréquenté. L'océan Atlantique a une profondeur moyenne de 3926m, inférieure à celle de l'océan Pacifique et de l'océan Indien. Son nom viendrait d'Atlas, un des Titans de la mythologie grecque. Ce qui différencie l'océan Atlantique des autres océans particulièrement le Pacifique, est qu'il a la forme d'un vaste « S », s'étendant de l'Arctique au nord à l'Antarctique au sud, et se situe entre la côte orientale de l'Amérique du Nord et de l'Amérique du Sud, et les côtes occidentales de l'Europe et de l'Afrique. L'océan Atlantique occupe une superficie d'environ 82 millions de km². En incluant les mers bordières (le golfe du Mexique, la mer des Antilles, l'océan Arctique, la mer du Nord, la mer Baltique, la Méditerranée et la mer Noire), sa superficie totale couvre environ 106 190 000 km².

Le climat des régions environnantes est fortement conditionné par la présence d'une zone de forte convergence des vents inter-hémisphériques et d'une forte convection atmosphérique. Des études d'observations [(author?) [73]; (author?) [74];(author?) [39]], confirmées par des études numériques [(author?) [115]; (author?) [97]] montrent que la SST du bassin équatorial et plus spécifiquement le GG ((author?) [131]) influence directement la distribution et l'intensité des précipitations sur le continent Ouest Africain. Les mécanismes atmosphériques et/ou océaniques à l'origine de la variabilité des précipitations ont fait et continuent de faire l'objet d'études et sont à l'origine de plusieurs programmes internationaux tel que le projet AMMA ((author?) [110]). L'objet du programme AMMA est d'améliorer la connaissance et la compréhension de la mousson de l'Afrique de l'Ouest et de sa variabilité, de l'échelle journalière à l'échelle interannuelle. Le projet est motivé par la forte variabilité des précipitations associées à ce système, et par ses conséquences sur la sécurité alimentaire, les ressources en eau et la santé. Aussi, comme le GG influence le régime des précipitations à travers la variabilité des conditions de température de surface de la mer, on s'intéresse dans cette étude aux mécanismes atmosphériques et/ou océaniques qui modulent les SSTs dans le GG.

Nous décrirons dans ce chapitre la variabilité long terme observée dans l'Atlantique tropical, en particulier, les composantes du climat Ouest Africain (la mousson, les vents), la température de surface de la mer (SST), la variabilité de la couche de mélange, la dynamique océanique et la thermodynamique.

2.2 Conditions atmosphériques dans le GG

La dynamique atmosphérique dans le GG ne peut être comprise si on se limite exclusivement à la zone d'étude. Les conditions atmosphériques dans le GG sont intrinsèquement liées à la dynamique de l'atmosphère de l'ensemble du bassin Atlantique.

2.2.1 Les Vents et la Mousson d'Afrique de l'Ouest

La circulation de l'air dans les basses couches de l'atmosphère de l'Atlantique tropical s'organise autour de deux centres d'actions permanents que sont :

- * le centre de hautes pressions des Açores dans l'Atlantique Nord.
- * Le centre de hautes pressions de Sainte Hélène dans l'Atlantique Sud.

Ces deux centres d'actions sont des systèmes anticycloniques dont les flux dominent le domaine maritime. Ces centres d'actions conditionnent l'origine des flux d'air dans les basses couches sur l'Atlantique inter-tropical. Dans chaque hémisphère s'établit un flux d'air entre les hautes pressions tropicales et les basses pressions intertropicales. Ces vents permanents sont appelés les alizés et la limite entre les flux de chaque hémisphère est appelée équateur météorologique ou Zone de Convergence Intertropicale (ZCIT). Les variations d'intensité et de position des centres anticycloniques déterminent l'évolution saisonnière des vents de surface. Dans l'hémisphère Sud, l'importance des continents est faible et l'influence océanique devient importante. Le flux s'organise autour de la cellule de circulation de Sainte Hélène. Cet anticyclone influence l'ensemble du GG, il est centré à 28°S et 10°O. En hiver boréal, l'anticyclone des Açores atteint son intensité maximale et sa position la plus méridionale en mars. Dans le GG, l'alizé de l'hémisphère Sud atteint l'équateur avec de faibles vitesses et les flux de mousson deviennent alors très faibles. Tandis qu'en été boréal (juillet-août-septembre), l'anticyclone de Sainte Hélène se renforce et migre vers le Nord. La ZCIT atteint sa position la plus au Nord (12°N) en juillet-août.

2.2 Conditions atmosphériques dans le GG

D'une manière très générale, le terme mousson, de l'arabe mauism qui signifie saison, désigne un phénomène saisonnier de régime de vent se développant au-dessus des régions intertropicales, de l'océan vers le continent durant l'été boréal (mousson d'été) et du continent vers l'océan durant l'hiver boréal (mousson d'hiver). Ce phénomène possède une périodicité d'un an environ et la régularité de ces deux modes successifs se retrouve aux échelles interannuelles, décennales et centennales, et est l'une des particularités remarquables de la mousson. Cette dynamique des vents est associée, durant la mousson d'été, à des précipitations abondantes alors que durant la mousson d'hiver, un air sec est généralement advecté en provenance de régions septentrionales. Ceci représente une autre particularité remarquable de la mousson, à savoir un été très humide (l'ensemble des cumuls annuels de précipitation est réalisé pendant cette période) et un hiver sec avec de faibles précipitations. La ZCIT constitue un bon indicateur des variations saisonnières du régime des vents de mousson. En effet, cette zone est, comme défini précédemment, la zone où convergent les alizés des deux hémisphères (alizés venant du Nord-Est dans l'hémisphère Nord et venant du Sud-Est dans l'hémisphère Sud). Les vents de Sud (dans l'hémisphère Nord) transportant souvent des masses d'air très humides et chaudes forment, par convection, la branche ascendante des cellules de Hadley.

La ZCIT évolue en même temps que la mousson et subit des oscillations saisonnières de position (vers le Nord en été et vers le Sud en hiver). Ainsi, la zone de convergence des alizés ne se positionnant pas forcément sur l'équateur mais plutôt au Nord du GG et les vents de Sud-Est qui traversent l'équateur en été se transforment sous l'action de la force de Coriolis en vents portant au Nord-Est et, inversement en hiver, les vents de Nord-Est finissent par porter au Sud-Est après le passage de l'équateur. La surface océanique joue par ailleurs un rôle primordial du fait du gradient thermique saisonnier entre continent et océan. L'océan étant une composante climatique lente par rapport à l'atmosphère et au continent, ces deux derniers se réchauffent (en été boréal) ou se refroidissent (en hiver boréal) rapidement, entraînant ainsi des gradients thermiques importants entre le continent et l'océan. Ces gradients influencent largement les alizés dans les zones continentales en imposant des circulations des régions les plus froides vers les régions les plus chaudes. La mousson est un phénomène propre aux régions intertropicales telles l'Asie du Sud, l'Asie du Sud-Est, la Nouvelle Guinée, l'Australie et bien sûr l'Afrique de l'Ouest qui rassemble toutes les caractéristiques décrites ci-dessous :

- Oscillation saisonnière de position de la ZCIT - Déviation des vents après passage de l'équateur et renforcement de ceux-ci par les gradients thermiques continent/océan - Régime bimodal des précipitations : forte précipitation en été, hiver sec. Saisonnièrement, les vents au Nord de l'équateur sont intenses pendant l'été et l'automne quand la ZCIT est plus au Nord (Figure) et sont faibles en janvier quand la ZCIT est proche de l'équateur [(author?) [138]; (author?) [106]]. Comme conséquence, la variabilité de la tension du vent est sujette à des oscillations saisonnières de la ZCIT. Quand la ZCIT atteint sa position la plus au Nord en Septembre (environ 10°n-15°N), la tension du vent est à son maximum.

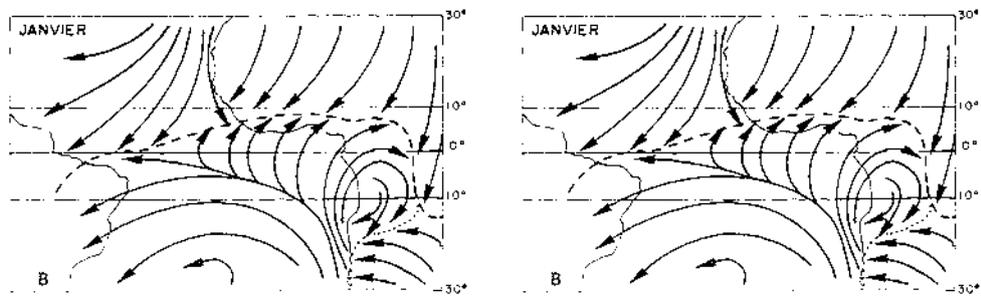


Figure 2.1 – Carte des vents de Janvier (à gauche) et de Juillet (à droite). La position moyenne de la ZCIT est indiquée en tiretets d'après (author?) [138]

2.2 Conditions atmosphériques dans le GG

La variabilité saisonnière des vents de Nord-Est est différente de celle des vents de Sud-Est comme l'ont montré [(author?) [51] et (author?) [119]]. Dans l'Atlas présenté par (author?) [107], le cycle saisonnier moyen de la tension du vent montre que les vents de Nord-Est sont forts en février dans une large bande centrée à 10°N, 45°O. Un second pic, mais de plus faible amplitude, apparaît relativement au Nord-Ouest en juin. Les vents de Nord-Est sont faibles d'août à novembre et leurs maxima se produisent en octobre-novembre. L'amplitude des vents de Sud-Est est maximum en juin-juillet à l'Est de 20°O et au Sud de 10°S.

Dans la partie Ouest de l'Atlantique tropical, les vents sont principalement zonaux et ont un cycle annuel très fort. Dans le GG, les vents sont plutôt orientés méridionalement avec une composante Est dans sa partie la plus à l'Est dûe à un faible système de pression sur le continent Africain. Les vents commencent à s'affaiblir en juillet et août mais s'intensifient en novembre-décembre. Cette intensification des vents en novembre-décembre serait directement reliée à la petite saison froide observée dans le GG. De ce fait, le champ de vent montre alors un cycle semi-annuel très fort (author?) [103].

Du fait que la largeur de l'Océan Atlantique est petite comparée à celle du Pacifique, le temps d'ajustement par rapport aux changements de régime de vent est plus faible que l'échelle de la saison. Cela veut dire que la réponse au forçage saisonnier devrait être en équilibre et devrait correspondre à une succession d'états stables. Cette idée a été déjà confirmée par les mesures de (author?) [67]. Cet auteur a montré que les variations saisonnières de l'intensité du la tension du vent zonal le long de l'équateur, et le gradient zonal de pression maintenu par le vent, sont pratiquement en phase à l'Ouest de l'Atlantique équatorial.

2.2.2 La pluviométrie associée au système de Mousson

Les précipitations en Afrique de l'Ouest montrent de fortes variabilités interannuelles et décennales. En particulier, dans les années 1970-1990, la région a connu des déficits pluviométriques considérables marqués par une sécheresse généralisée et sans équivalent dans le monde (Figure 2.2). Cette sécheresse a perduré jusqu'en 2002 au Sahel où les conditions restent cependant plus sèches que lors de la décennie 1950-1960 (author?) [79]. Pour des pays dont l'économie dépend largement de l'agriculture et des ressources en eau, les conséquences sur les ressources alimentaires et l'économie locale ont été dramatiques. L'origine de cette variabilité climatique extrême a soulevé de nombreuses questions et diverses hypothèses telles que l'influence de la déforestation et de la désertification de la région. Dès 1975, Charney suggère que la réduction des pluies au Sahel est liée à un changement des propriétés de la surface (désertification). (author?) [44] suggèrent à l'aide de simulations avec des modèles de climat que la variabilité résulte de la dynamique et du couplage entre des propriétés des océans, de l'atmosphère et des surfaces continentales, notamment de la végétation. Cette dernière pourrait avoir un effet amplificateur sur la variabilité de la pluie au Sahel de l'échelle interannuelle à décennale. (author?) [71] montrent également que l'Afrique de l'ouest est une des régions du monde où le couplage entre l'humidité des sols et la pluie est le plus fort. Ces résultats restent fortement dépendants du réalisme de ces modèles, mais ils révèlent tous que les interactions entre les surfaces continentales et l'atmosphère sont un élément important des mécanismes régissant la variabilité interannuelle des pluies.

Les travaux menés à partir de plusieurs campagnes telles que GATE ((author?) [59]), WAMEX (en 1979) ont permis de progresser dans la compréhension du système de Mousson Ouest Africaine (MAO) et des mécanismes intervenant à différentes échelles.

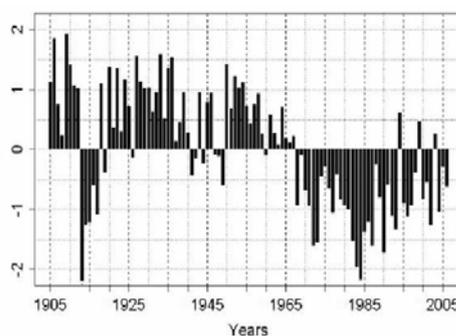


Figure 2.2 – Anomalies pluviométriques au Sahel pour la période 1905-2005, d'après (author?) [2]

Ces travaux ont montré qu'en Afrique de l'Ouest les précipitations sont principalement dues à des systèmes convectifs de méso-échelle (MCS pour Mesoscale Convective Systems) qui produisent jusqu'à 90% des pluies annuelles au Sahel [(author?) [34]]. La variabilité interannuelle des pluies au Sahel résulte alors davantage d'une diminution du nombre de systèmes convectifs plutôt que de leur efficacité à générer des pluies [(author?) [78]]. Cette variabilité est influencée ou corrélée par divers facteurs environnementaux tels que des anomalies de température de surface des océans ((author?) [63]; (author?) [131]) et des perturbations de la circulation atmosphérique ((author?) [40]). Les études de (author?) [73] et récemment de (author?) [89] ont montré que les températures de surface dans le GG sont fortement corrélées aux régimes des précipitations au sahel. De plus, la variabilité des précipitations dans le GG est aussi fortement dépendante des conditions de température de surface. En effet, pendant les années froides, l'upwelling inhibe la convection atmosphérique, ce qui explique en partie la faible pluviosité dans certaines régions côtières du Golfe. Par contre, pour les années associées à des anomalies chaudes dans le GG, de très fortes précipitations sont observées dans le Golfe, dues à la forte convection atmosphérique ((author?) [47]).

2.2.3 Les flux à l'interface air-mer

En Atlantique tropical, la distribution des flux de chaleur montre que l'océan perd de la chaleur par les flux de chaleur sensible, latente et infra-rouge (Figure 2.3; Figure 2.4; Figure 2.5) et en gagne par le flux solaire (Figure 2.6). La saisonnalité et la moyenne annuelle des flux de chaleur sont reproduites sur les figures ci-dessous.

Le flux sensible est faible avec des valeurs comprises entre -20 et 10 W/m^2 en moyenne annuelle et saisonnière car la température de l'air et de l'eau ne diffère que très peu. Le flux de chaleur latente est compris entre -200 à -40 W/m^2 en moyenne annuelle et saisonnière. La chaleur latente est maximale en été boréal le long de l'équateur quand la SST est minimale (Figure 2.4). Le flux net de chaleur (Figure 2.7), qui représente la somme des flux de chaleur sensible, latente, infra-rouge et solaire, présente un maximum dans les régions d'upwelling et montre une répartition spatiale identique à celle de la SST.

(author?) [20] ont démontré que les flux de chaleur latente Figure 2.4 induits par le vent est un facteur majeur contribuant à la variabilité du dipôle de SST observé dans l'Atlantique, alors que le forçage dû au vent est la source principale de la variabilité interannuelle de SST associée à un événement d'El Niño dans l'Atlantique. (author?) [21] à partir d'analyses fondées sur une décomposition en valeurs singulières (SVD) de 30 ans de données d'observation COADS de 1961 à 1990 dans l'Atlantique tropical ont montré que le mode dominant à une forme caractérisée par une inversion de signe des anomalies de SST de part et d'autre de l'équateur.

2.2 Conditions atmosphériques dans le GG

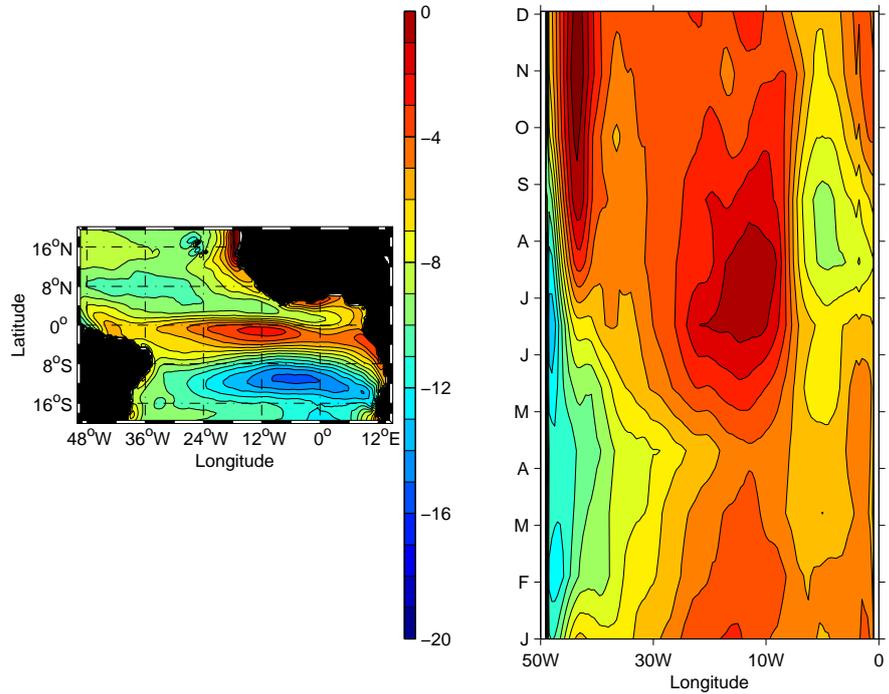


Figure 2.3 – Moyenne annuelle (gauche) et cycle saisonnier (droite) du flux sensible (W/m^2) le long de l'équateur, source : ré-analyses du CEPMMT.

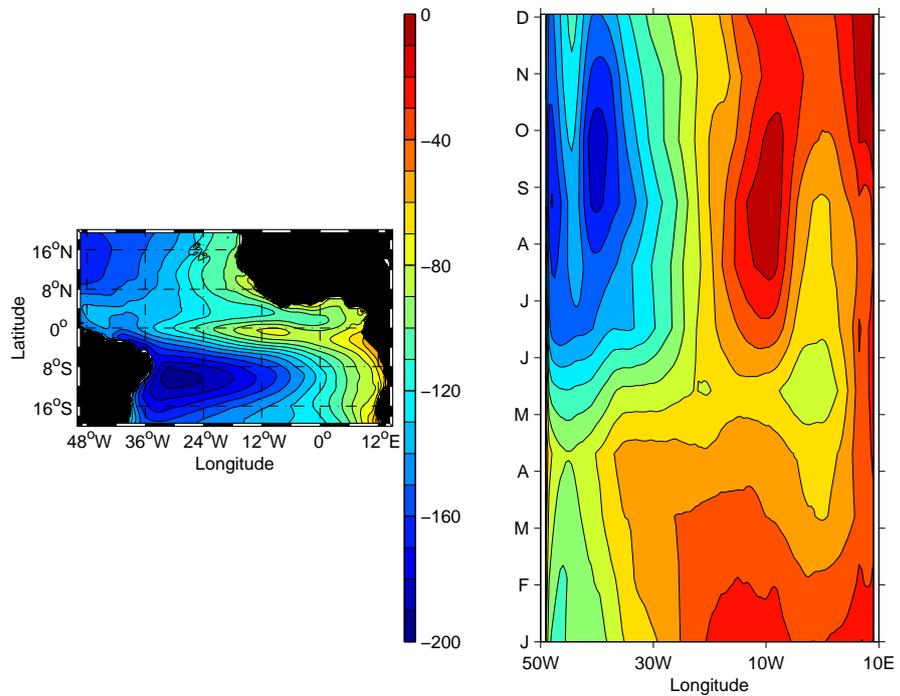


Figure 2.4 – Moyenne annuelle (gauche) et cycle saisonnier (droite) du flux latent (W/m^2) le long de l'équateur, source : ré-analyses du CEPMMT.

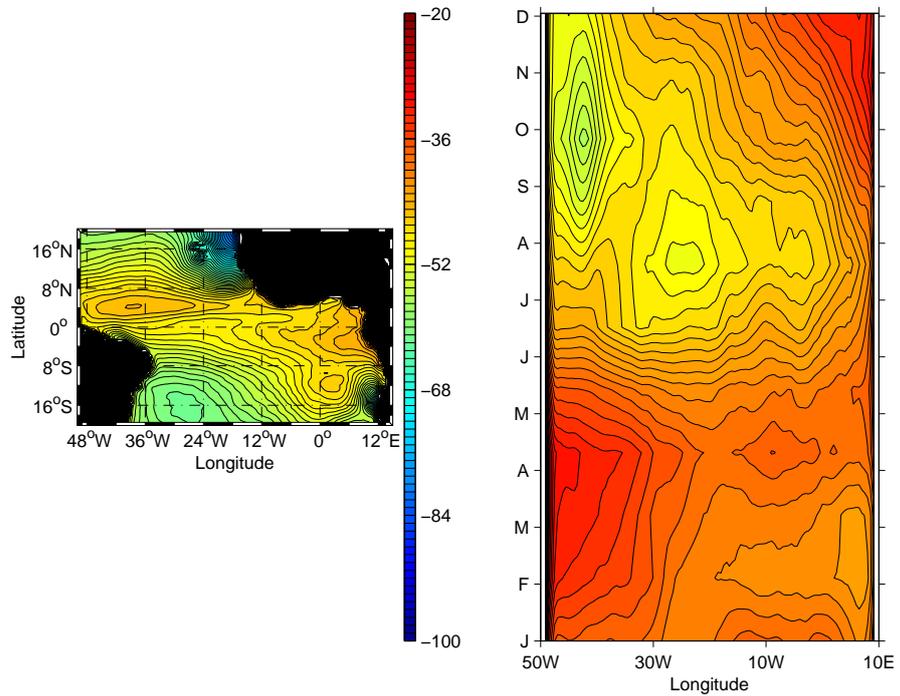


Figure 2.5 – Moyenne annuelle (gauche) et cycle saisonnier (droite) du flux infra-rouge (W/m^2) le long de l'équateur, source : ré-analyses du CEPMMT.

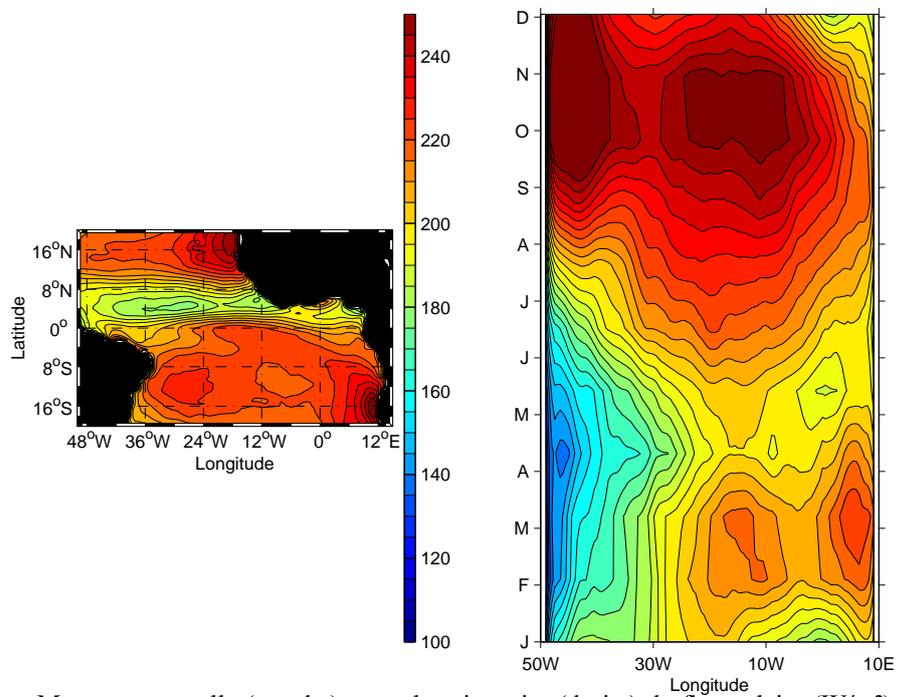


Figure 2.6 – Moyenne annuelle (gauche) et cycle saisonnier (droite) du flux solaire (W/m^2) le long de l'équateur, source : ré-analyses du CEPMMT.

2.2 Conditions atmosphériques dans le GG

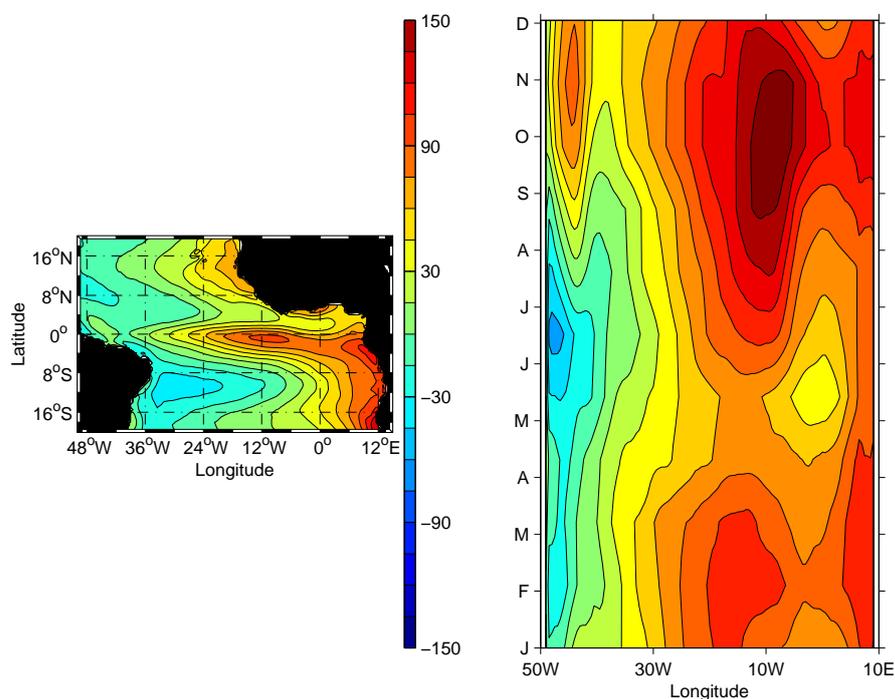


Figure 2.7 – Moyenne annuelle (gauche) et cycle saisonnier (droite) du flux net (W/m^2) le long de l'équateur, source : ré-analyses du CEPMMT.

La composante principale du premier SVD montre un pic spectral à 12-13 ans. Les anomalies de flux de chaleur coïncident étonnamment avec les régions d'anomalies de SST mais les deux phénomènes sont complètement déphasés impliquant alors une rétroaction négative. (author?) [151]) ont examiné l'effet des flux de chaleur sur les interactions océan-atmosphère à l'échelle interannuelle et ont montré que les anomalies de flux de chaleur ont principalement tendance à réduire les perturbations des SSTs à l'équateur. (author?) [22], à partir d'un modèle Atmosphérique de Circulation Générale (AGCM) forcé avec différentes configurations de SSTs, ont montré que la réponse dominante de l'atmosphère aux forçages de SST est très largement confinée dans un secteur de l'Atlantique tropical et pourrait être associée avec le déplacement et l'intensité de la ZCIT en réponse aux changements du gradient de SST près de l'équateur. Récemment, (author?) [38] ont analysés les données PIRATA dans le but de calculer le cycle saisonnier du bilan chaleur dans l'Atlantique tropical et de déterminer les processus qui influencent la variabilité de la SST. Ils ont montré que le long de l'équateur entre 10° - 35°O , la contribution saisonnière des flux de chaleur latente diminuait tandis que l'advection horizontale de température et l'entraînement contribuaient significativement en allant vers l'Ouest.

L'advection zonale de température est spécialement importante en été boréal près du bord Ouest de la langue d'eau froide alors que les anomalies d'advection horizontale de température (eddy) qui résultent principalement des ondes d'instabilités tropicales (TIWs) ont tendance à réchauffer la SST.

2.3 Conditions océaniques

2.3.1 Température de surface de la mer (SST)

Le régime des vents en Atlantique tropical induit une accumulation d'eau chaude dans la partie Ouest du bassin ; la thermocline s'enfonce, contrairement au GG où elle affleure à la surface. En conséquence, les mouvements verticaux saisonniers de la thermocline à l'Est (en été boréal) conduisent à des variations importantes de la température de surface de l'océan (entre 5° et 7°C à l'Est contre 1° à 2° à l'Ouest). Le cycle annuel de la température de surface de la mer dans le GG peut se décomposer en deux saisons : une saison froide de juin à septembre et une saison chaude d'octobre à mai interrompue en novembre-décembre par une petite saison froide. La petite saison froide a suscité moins d'intérêt à cause des variations de températures plus faibles (1° à 3°) que la grande saison froide ; les mécanismes de sa formation ne sont pas, par conséquent, bien compris. C'est dans le GG que l'on note une très forte variabilité saisonnière de la SST. En mai-juin, les eaux froides apparaissent, en premier lieu, le long de l'équateur entre 10°O et 0°O (Figure 2.8) et ensuite se propagent vers l'Ouest (author?) [19]. Cette propagation d'anomalies froides de la SST se fait aussi le long des côtes Africaines et influe fortement sur les conditions hydrologiques et sur les upwellings côtiers, zone d'intérêt économique évident pour les pays de la région. Le GG est une région où la circulation atmosphérique de basse couche en contact avec l'océan est essentiellement issue de l'anticyclone de Saint-Hélène, et orientée vers le continent africain. Le GG est donc la principale source de vapeur d'eau qui va être advectée par cette circulation atmosphérique : elle peut donc potentiellement alimenter une grande partie des précipitations sur le continent. L'importance climatologique du GG tient donc en grande partie au fait que la SST va conditionner les échanges de chaleur entre l'océan et l'atmosphère, donc l'intensité de l'évaporation et les caractéristiques des couches inférieures de l'atmosphère, à savoir leur température, leur humidité et leur stabilité (author?) [138].

2.3 Conditions océaniques

De nombreuses analyses [(author?) [73]; (author?) [74]; (author?) [39]], confirmées par des études numériques de [(author?) [115]; (author?) [97]] montrent que la SST du bassin Atlantique équatorial et plus spécialement dans le GG (author?) [131] influence directement la distribution et l'intensité des précipitations sur le continent Ouest Africain. De ce fait, la SST dans le GG est un des facteurs, avec les conditions de surface continentale (albédo, végétation et état hydrique), qui conditionne l'intensité de la mousson d'Afrique de l'Ouest.

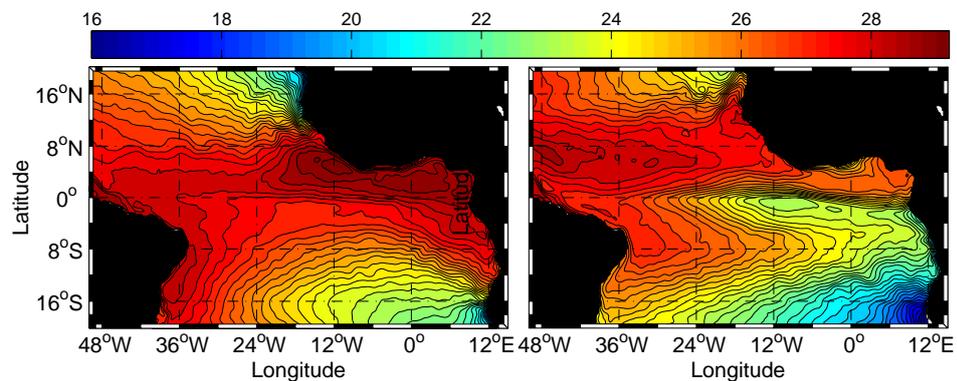


Figure 2.8 – Cartes moyennes (2004-2008) de la distribution des températures (°C) pour le mois de Janvier (gauche) et de Juillet (droite) dans l'océan Atlantique. Source : (author?) [111].

Il apparaît donc nécessaire d'examiner les causes de ce refroidissement saisonnier dans l'Atlantique équatorial et particulièrement dans le GG. Le refroidissement saisonnier est-il associé à l'intensification de la tension du vent ou est-il dû à la saisonnalité des flux de chaleur ou même aux systèmes de courants locaux ? Plusieurs mécanismes ont été proposés pour expliquer les mécanismes de chutes de température (langue d'eau froide) dans l'Atlantique équatorial. (author?) [102] l'explique par une divergence induite le long de l'équateur par les vents inter-hémisphériques ; d'autres auteurs par mélange vertical dû aux cisaillements de courant entre le Courant Equatorial Sud (SEC) et le Sous Courant Equatorial (EUC)[(author?) [53]; (author?) [132]] ; par un forçage à distance des vents (remote wind forcing) à l'Ouest du bassin équatorial qui, en excitant des ondes de Kelvin, fait remonter les eaux de subsurface à l'Est du bassin (author?) [91]. Cette dernière hypothèse a été mise en évidence par les observations de (author?) [58] qui suggèrent que les événements d'upwelling dans le GG ne sont ni associés aux vents locaux ni aux courants locaux mais plutôt à des effets à distance.

Selon (author?) [142], la manière dont le vent change d'année en année est cruciale pour la réponse de l'océan équatorial. Cependant les études de (author?) [103] ont montré que la réponse océanique aux forçages de vent était particulièrement locale. Ils ont montré aussi que les variations de vent à l'Est de 30°O étaient de faibles amplitudes comparées à celles à l'Ouest du bassin et ont un cycle semi-annuel très distinct avec des maxima en juin/juillet et en novembre. (author?) [140] poursuivant les études de (author?) [139], ont essayé de clarifier cette hypothèse à partir de simulations numériques. À partir d'analyses cohérentes, ils ont montré que la totalité du bassin répondait à la distribution du vent utilisé pour forcer leur modèle, avec des intensités de vent plus fortes à l'Ouest du bassin et des intensités plus faibles dans le GG. A partir de ces résultats, ils avaient conclu, eux aussi, que le GG répondait aux forçages à distance mais le lieu du maximum d'upwelling est fortement conditionné par la distribution locale de la tension du vent dans le GG. (author?) [83] montrent les forts refroidissements de température de surface dans le GG pendant l'année 2005 en contraste avec ceux de l'année 2006 résulteraient d'un décalage temporel dans le développement de la langue d'eau froide. En mai-juin de l'année 2005, on notait une précoce intensification des vents d'Est dans la partie Ouest du bassin contrairement à l'année 2006 à la même période. Ces vents ont favorablement pré-conditionné les conditions de subsurface océaniques dans le GG, c'est à dire en faisant remonter la couche de mélange et la thermocline plus en surface, d'où les forts refroidissements de température de surface observés dans le GG en 2005. Du fait de la remontée de la thermocline à l'Est, les vents locaux dans le GG initient alors l'apparition saisonnière de la langue d'eau froide. Des études récentes montrent qu'une grande partie de la variabilité dans l'Atlantique tropical peut être associée aux processus locaux allant de l'échelle diurne à l'échelle saisonnière. Cette variabilité fine échelle, très peu étudiée, peut affecter considérablement la variabilité à long terme ((author?) [7]). La prise en compte de ces petites échelles serait alors fondamentale pour une meilleure compréhension des processus qui affectent la variabilité de la SST à long terme. Le prochain chapitre sera d'ailleurs consacré à cette variabilité diurne.

2.3.2 La Couche de mélange océanique

La couche de mélange océanique (ML, pour mixed layer) peut être définie comme étant la couche de l'océan superficielle où la température, la salinité et la densité sont verticalement homogènes jusqu'à une certaine profondeur. Elle représente la couche limite océanique, couche où la turbulence est prédominante.

2.3 Conditions océaniques

La quantité d'énergie échangée avec l'atmosphère dépend directement de la profondeur de cette couche (**author?**) [136].

En réalité, cette couche n'est jamais parfaitement homogène et sa profondeur (MLD) réelle n'est pas toujours connue car elle est fortement dépendante des échanges d'énergie, de masse et de quantité de mouvement. Les processus qui induisent des variations de la couche de mélange océanique sont multiples. Le schéma ci-dessous répertorie et illustre les différents processus en jeu sur la variabilité de la couche de mélange. Parmi ces processus on peut citer, les flux de chaleur, les précipitations, la tension du vent, la circulation de Langmuir, les ondes internes entre autres. Du fait que cette profondeur n'est jamais

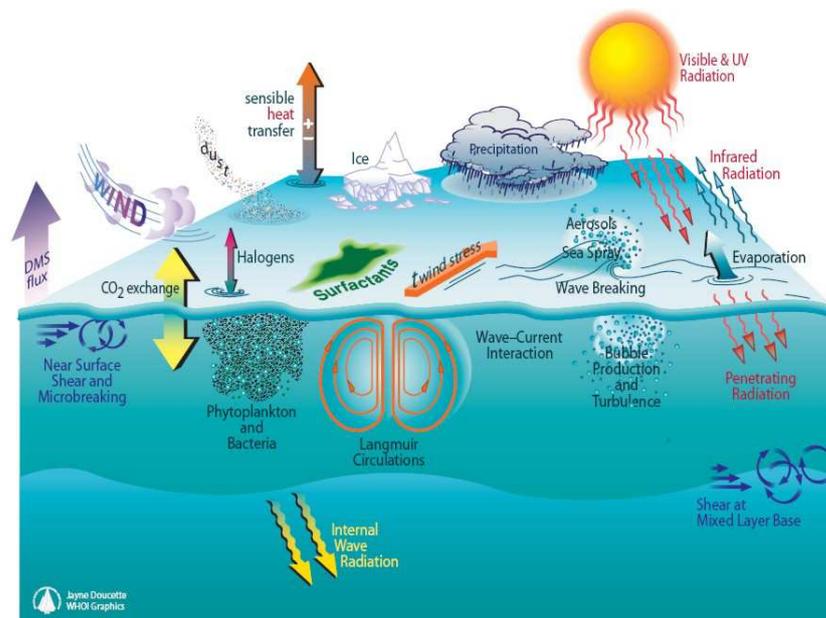


Figure 2.9 – Schéma illustrant les différents processus affectant la couche de mélange océanique. Source : <http://www.locean-ipsl.upmc.fr/~cdblod/mld.html>

parfaitement mélangée et qu'elle dépend fortement de la turbulence océanique, il arrive ((**author?**) [13]) qu'on fasse une distinction entre couche de mélange (définie plus haut) et couche mélangée (déterminée à partir de la turbocline). Dans ce qui suit, on ne fera pas de distinction entre couche de mélange et couche mélangée.

À l'échelle journalière, la profondeur de la couche de mélange peut subir des variations importantes de l'ordre de 20m et des variations de température de l'ordre de 0.5°C. La couche mélangée océanique est primordiale dans l'étude du système climatique puisqu'elle joue un effet tampon entre l'atmosphère et l'océan plus profond. Son épaisseur détermine le contenu thermique de la couche océanique qui interagit directement avec l'atmosphère. La valeur de cette profondeur varie fortement dans le temps et l'espace, entre 10m dans les zones équatoriales (Figure 2.10), et jusqu'à 400m dans les régions de hautes latitudes en hiver, voire plus dans les régions de fortes convections.

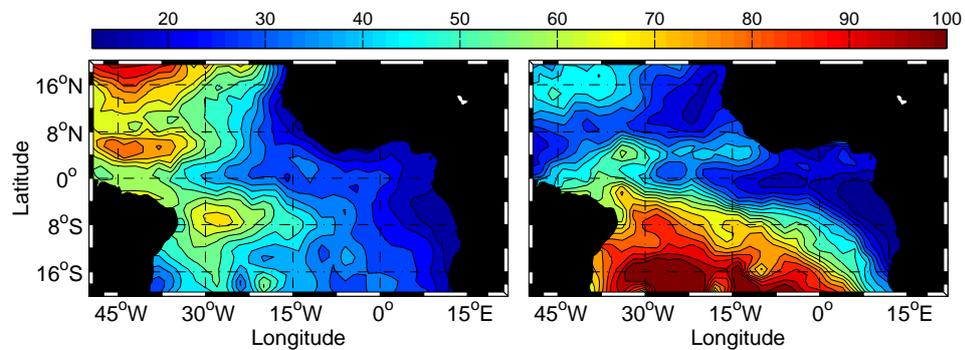


Figure 2.10 – Cartes moyennes des profondeurs de couche de mélange (m) au mois de Janvier (droite) et de Juillet (gauche) dans l'océan Atlantique. Source : Climatologie de (author?) [29]

Dans le GG, les profondeurs de couche de mélange sont très faibles comparé aux profondeurs de couche de mélange de la partie Ouest du bassin. La Figure 2.11, ci-dessous montre la structure verticale de la température le long de 10°O pendant la campagne EGEE1 (gauche) et EGEE3 (droite). On voit clairement qu'à l'équateur (dans le GG) , la MLD y est très faible (inférieure à 20m) et que cette profondeur montre des structures très différentes entre ces deux années. Les forts refroidissements de SST notés en juin 2005 seraient liés aux faibles profondeurs de la couche de mélange par comparaison à l'année 2006.

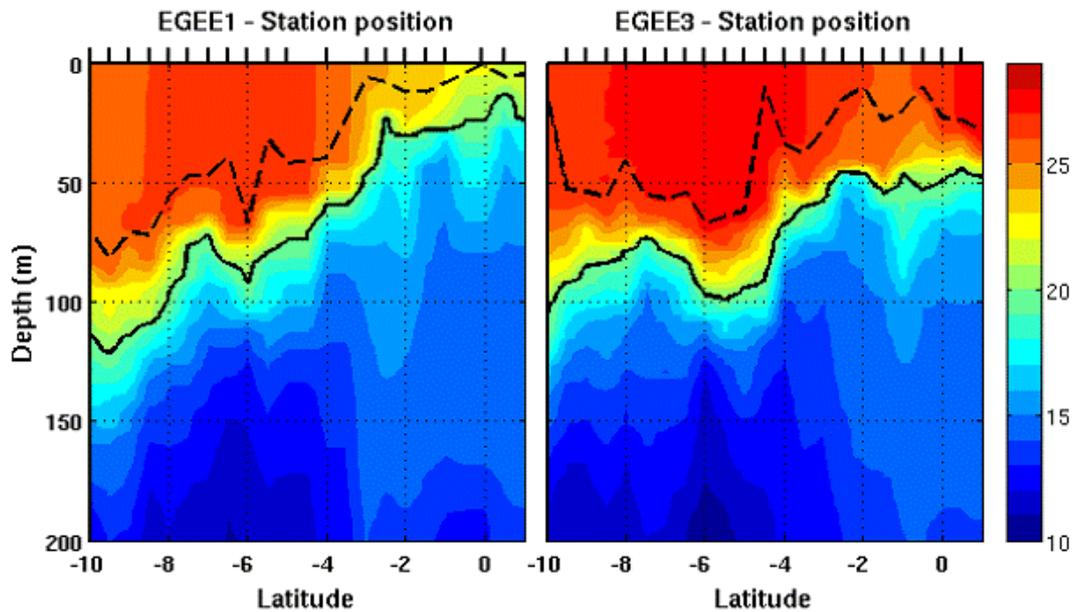
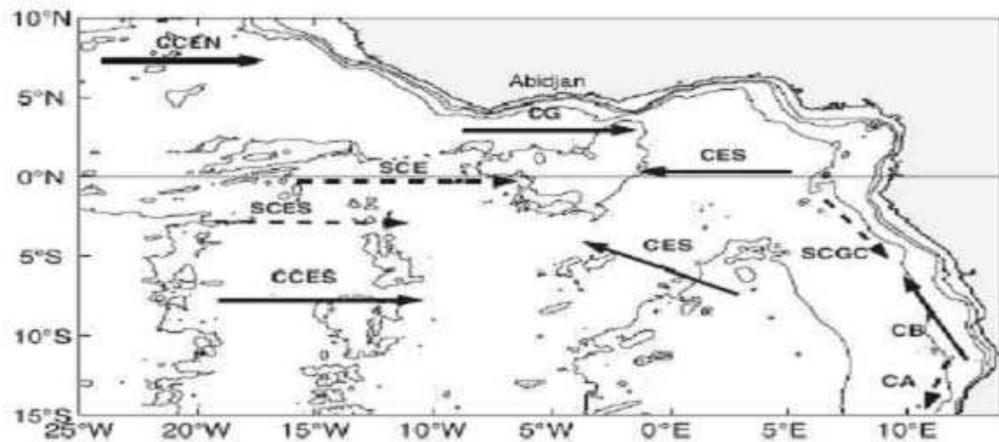


Figure 2.11 – Section méridienne de température le long de 10°O pendant les campagnes EGEE1 (gauche) et EGEE3 (droite) au mois de Juin 2005 et 2006 respectivement. Les traits continus représentent les profondeurs de la thermocline (déterminée à partir l’isotherme 20°C) et les tirets représentent la profondeur de couche de mélange (calculée à partir d’un critère en température avec un seuil à 0.3°C), (author?) [83]

2.3.3 Les courants

Le vent est le principal moteur de la circulation océanique de surface. La circulation dans l’Atlantique Tropical joue un rôle très important dans le transport de masse, de chaleur et de sel entre les deux hémisphères (author?) [117]. La Figure 2.12 montre le schéma de la circulation superficielle et sub-superficielle des principaux courants dans le GG. Ces courants sont les suivants : le Contre Courant Equatorial Nord (CCEN) ; le Courant Equatorial Sud (CES) ; le Sous Courant Equatorial (SCE) ; le Sous Courant Equatorial Sud (SCES) ; le Contre Courant Equatorial Sud (CCES) ; le Courant de Guinée (CG) ; le Courant Equatorial Sud ; le Sous Courant du Gabon-Congo ; le Courant du Benguela ; le Courant d’Angola. Le cycle saisonnier des courants de surface reflète leurs réponses à la variabilité saisonnière des champs de vent et de l’oscillation de la ZCIT. Etant donnée que la variabilité saisonnière des champs de vents affecte la variabilité de la circulation en Atlantique tropical, on note clairement des différences des champs de courants en automne et en hiver.



– Figure 2.12 : Schéma de circulation superficielle et sub-superficielle dans l'Atlantique équatorial est et le Golfe de Guinée. Courants de surface (flèches avec traits pleins) : Contre Courant Equatorial Nord (CCEN); Courant de Guinée (CG); Contre Courant Equatorial Sud (CCES); Courant Equatorial Sud (CES); Courant du Benguela (CB). Courants de sub-surface (flèches avec traits tiretés) : Sous Courant Equatorial Nord (CSEN); Sous Courant Equatorial (SCE); Sous Courant Equatorial Sud (SCES); Sous Courant du Gabon-Congo (SCGC); Courant d'Angola (CA); Bourlès et Caniaux, 2004 ¹.

Dans le GG, le Courant de Guinée (GC), qui circule vers l'Est, transporte des eaux chaudes dans le fond du GG (author?) [54]. Un autre courant de surface important dans le GG est le SEC. (author?) [90] a décrit le SEC comme un courant qui s'écoule entre le SEUC et le SECC. L'épaisseur du SEC s'affaiblit due à la présence du Sous Courant Equatorial (EUC). De plus, (author?) [125] par contre le décrit comme une bande de courant très large et de faible intensité situé de part et d'autre à l'équateur et à l'Est de 30°O.

1. Bourlès et Caniaux : EGEE : programme d'Etude de la circulation océanique dans le Golfe de Guinée et de sa variabilité. Composante océanique française du programme AMMA, document scientifique, janvier 2004. Accessible sur la page : http://www.brest.ird.fr/documents/bourles/EGEE_2004.pdf

L'EUC traverse pratiquement tout l'Atlantique mais son intensité est fortement diminuée à l'Est. Dans l'Atlantique tropical Est, on peut s'attendre à une variation saisonnière de l'EUC parce que la composante Est de la tension du vent (responsable de l'établissement du gradient de pression zonal suspecté comme un régulateur de l'EUC) montre un fort cycle saisonnier qui est maximum entre mai et novembre. Cependant, des mesures de courant à 28°O et 4°O à partir de bouées ancrées ne montrent pas un changement significatif dans le transport de l'EUC mais montrent plutôt un cycle saisonnier sur la profondeur du cœur de l'EUC ((author?) [133]). La terminaison de l'EUC n'est pas très bien connue. Au fond du GG, l'EUC se séparerait en deux branches, l'une se dirigeant vers le Nord (Baie du Biafra) et la seconde vers le sud, le long de la côte du Gabon.

2.3.4 Les ondes d'instabilités tropical (TIW)

(author?) [33] ont détecté pour la première fois à partir de mesures de courants dans l'océan Atlantique les TIWs (Figure 2.13). Les TIWs sont généralement attribués aux intenses cisaillements latitudinaux entre les différentes composantes des systèmes de courants équatoriaux qui font que les courants deviennent très instables [(author?) [104]; (author?) [26]]. Ces instabilités génèrent de fortes perturbations (ou ondulations) du front de SST entre les eaux "upwellées" très froides de la langue d'eau froide et les eaux chaudes au nord [(author?) [37]; (author?) [69]]. (author?) [109] ont estimé que les TIWs dans le Pacifique se propageaient vers l'Ouest avec une période de 20-40 jours, une longueur d'onde 1000-2000 km et une vitesse de phase de 0.5 ms^{-1} . Récemment, les TIWs ont été étudiées dans le Pacifique lors de la campagne TIWE (Tropical Instability Wave Experiment, 1990) qui a révélé que les ondulations de température et de courant observées étaient dues au passage de tourbillons équatoriaux, ou tourbillons tropicaux d'instabilité [(author?) [87]; (author?) [4]].

Les TIWs peuvent avoir une influence sur l'atmosphère affectant du coup la formation de nuages [(author?) [31]; (author?) [49]], changeant les flux de chaleur (author?) [129] et causent de très fortes variations de vent [(author?) [50]; (author?) [23]; (author?) [81]] avec quasiment la même périodicité (20-30 jours). (author?) [50] ont étudié le lien entre les perturbations de SST induites par les TIWs et les vents. Ils ont montré qu'il existe une forte corrélation entre le gradient méridien de SST et le gradient méridien de la composante nord de la tension du vent. La plupart des études citées plus haut concernaient le Pacifique.

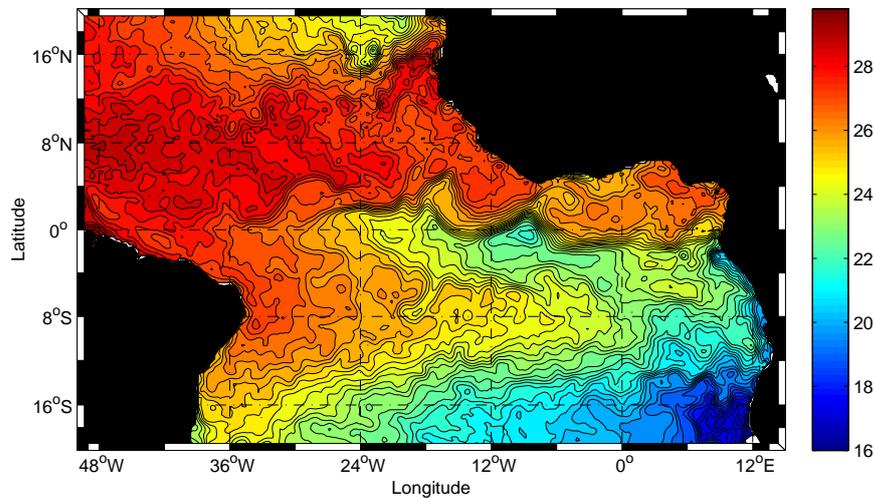


Figure 2.13 – Distribution de la SST dans l'Atlantique équatorial à la date du 15 Juillet 2005. Les ondulations du front de SST qui attestent de la présence d'ondes d'instabilités y sont clairement visibles. Source :(author?) [111].

(author?) [33] ont été les premiers à mettre en évidence l'existence de TIWs dans l'Atlantique lors du Programme GATE. (author?) [141] utilisant des données de courant des bouées ancrées déployées lors des programmes FOCAL/SEQUAL décrivaient les propriétés des TIWs en Atlantique tropical. Ils ont mis en évidence l'existence de paquets d'ondes avec une périodicité de 25 jours, une longueur d'onde zonale de 1100 km et une vitesse de phase de 0.5 ms^{-1} . (author?) [141] ont montré aussi que thermodynamiquement les ondes transportaient de la chaleur vers le sud au moment où le NECC gagnaient très rapidement de la chaleur suggérant que ces ondes ont un effet régulateur de la chaleur emmagasinée par le NECC. (author?) [49] à partir de données satellitaires ont décrit la variabilité de plusieurs paramètres associés aux TIWs dans l'Atlantique tropical et le Pacifique tropical. Ils ont montré que dans l'Atlantique, le signal des TIWs était fortement confiné à l'équateur avec une longueur d'onde de 9° de longitude, légèrement inférieure à celle du Pacifique. Récemment, les études de [(author?) [87];(author?) [4]; (author?) [14]] apportent une vision beaucoup plus éclairée des mécanismes de leurs générations et de leurs propagations. (author?) [14] ont utilisé des données de courant à la station de la bouée PIRATA située à 23°W combinées avec des sorties de modèle de circulation générale afin d'étudier la distribution spatiale et temporelle des TIWs dans l'Atlantique tropical.

2.4 Conclusion

Ces auteurs ont montré que le cisaillement vertical et méridional du système de courant zonal contribue à la production et à la génération des TIWs dans le centre de l’océan Atlantique. Par contre, dans l’hémisphère Sud les TIWs sont seulement générés par l’instabilité barocline associée au cisaillement vertical du SEC dans la partie centrale du bassin.

2.4 Conclusion

Dans ce chapitre on a fait l’état des connaissances sur la variabilité long terme de certains paramètres tels que la SST , les vents, les systèmes de courants, des flux air-mer mais aussi des TIWs dans l’Atlantique tropical. On a vu clairement qu’il était important de comprendre la variabilité à long terme des composantes du système et de leurs interactions. Le paramètre le plus important qui se dégage lors de cet état des connaissances est sans conteste la SST. En effet, elle joue un rôle important dans cette partie du globe en raison de son influence sur le climat. Sa variabilité la plus manifeste se produit dans le GG avec l’apparition annuelle d’une langue d’eau froide en été boréal. Les modifications de la SST et de la profondeur de la couche de mélange dans le GG, via leur influence sur les flux à l’interface air-mer, jouent un rôle primordial dans la variabilité climatique régionale et notamment dans le processus de la Mousson Africaine. Donc, il est important de comprendre les processus à l’origine de la variabilité saisonnière de la SST dans l’Atlantique équatorial et particulièrement dans le GG. Seulement, son évolution est très complexe car elle résulte non seulement des forçages radiatifs à l’interface et des échanges essentiellement dus à la chaleur latente et à la tension du vent, mais aussi de l’advection (horizontale et verticale) et de la diffusion turbulente. Des bilans de chaleur dans la couche mélangée à partir d’observation [(author?) [88]; (author?) [38]] et de simulations numériques [(author?) [100]] montrent que la variabilité saisonnière de la SST dans l’Atlantique équatorial est fortement conditionnée par les processus verticaux de subsurface et les flux de chaleur et dans une moindre mesure par l’advection horizontale. Cependant, les mécanismes atmosphériques et océaniques réellement impliqués lors de l’apparition de la langue d’eau froide dans le GG ne sont pas systématiquement connus, car ils résulteraient d’un couplage spatio-temporel à toutes les échelles. On peut dès lors se poser la question de savoir l’importance des petites échelles sur la variabilité de la SST et de leur impact sur la langue d’eau froide. De plus, comme la variabilité de la SST est fortement conditionnée par la dynamique et la thermodynamique, il est important de quantifier le rôle de chacun de ces paramètres sur l’évolution de la SST.

Quel est l'impact des fortes anomalies de la tension du vent de l'ensemble du bassin et plus précisément sur la partie ouest de l'Atlantique équatorial sur la langue d'eau froide ? Dans l'Atlantique équatorial, la dynamique et la thermodynamique ont des évolutions spatio-temporelles très fortement contrastées et donc comprendre l'évolution de la SST requiert une étude des échelles spatiales et temporelles fines. Ce qui nécessite une subdivision de la zone en plusieurs boîtes pour étudier plus précisément les mécanismes atmosphériques et océaniques en jeu lors de l'apparition de la langue d'eau froide. Avec l'échantillonnage des profileurs ARGO et la qualité des jeux de données issus d'observation et même de réanalyses qui se sont vraiment améliorées ces dernières années, on peut s'attendre à faire des bilans de chaleur plus précis dans la zone et par conséquent de comprendre les processus océaniques dominants sur la variabilité de la température de surface dans le GG. Cependant, une échelle temporelle cruciale sur la variabilité des SSTs est le cycle diurne [(author?) [48]]. Il est donc important de comprendre comment cette courte échelle temporelle modifie les paramètres de la couche de mélange océanique et ainsi diagnostiquer les processus océaniques qui modulent la SST.

Chapitre 3

RÔLE DES ANOMALIES DE LA TENSION DU VENT SUR LA VARIABILITE DE L'ATLANTIQUE EQUATORIAL EST.

3.1 Introduction

La variabilité de l'Atlantique Equatorial Est (EEA), particulièrement la région de la langue d'eau froide, et la ZCIT sont des aspects clés pour comprendre la variabilité climatique des régions environnantes. En particulier, les SSTs dans l'EEA sont très significativement corrélées aux régimes de précipitation sur le continent Ouest Africain et de ce fait constituent des axes de recherches d'une importance capitale pour la prévisibilité de la variabilité de la Mousson de l'Afrique de l'Ouest. Les bilans de chaleur dans l'EEA ontrent que les SSTs sont très largement modulées par des processus locaux et non locaux (i.e., les flux de chaleur, l'advection via la circulation grande échelle, par les upwellings équatoriaux et côtiers, le mélange vertical et les ondes équatoriales). Cependant, les aspects majeurs de la variabilité de l'EEA ne sont toujours pas bien compris. C'est-à-dire comment les processus dynamiques et thermodynamiques s'enchaînent ou se combinent entre eux pour moduler la variabilité de la SST dans l'EEA sont des questions qui n'ont pas reçues de réponses claires. Cette incompréhension est accentuée par le fait que les sorties des modèles de climat sont parfois biaisées et ces biais sont souvent associés à plusieurs sources (par exemple, les erreurs associées aux flux de chaleur, aux paramétrisations physiques etc...). Cependant des avancées importantes peuvent être notées dans la compréhension de phénomènes tels qu'ENSO dans le Pacifique [(author?) [150]] et son équivalent dans l'Atlantique appelé Atlantic Niño ou Atlantic zonal mode [e.g., (author?) [22]; (author?) [147]; (author?) [94]].

Dans ce chapitre on va s'intéresser au mode équatorial (Atlantic zonal mode). Ce mode équatorial est caractérisé par une signature en anomalies des SST principalement dans la partie Est équatorial du bassin. C'est le forçage du vent qui est le mécanisme principal pour la variabilité de la SST : une relaxation (ou affaiblissement) des alizés dans la partie Ouest du bassin entraînera des anomalies positives dans le Golfe de Guinée (GG) et inversement une intensification des alizés dans la partie ouest se manifestera par un refroidissement à l'Est du bassin. Les années 2005 et 2006 mettent clairement en évidence les caractéristiques de ce mode.

3.1 Introduction

En effet, une relaxation des alizés a été observée dans la partie Ouest du bassin en 2006 et avait entraîné une accumulation anormale d'eaux chaudes dans la partie Est principalement dans le GG. Alors que le contraire a été observée en 2005 où les anomalies de SST dans le GG étaient anormalement froides par rapport à la moyenne et ces anomalies d'eaux froides étaient associées à l'intensification des alizés dans la partie Ouest du bassin [(author?) [83]]. D'autre part, les mécanismes d'installation de la langue d'eau froide dans le Pacifique ou dans l'Atlantique ont attiré l'attention de plusieurs auteurs [(author?) [91]; (author?) [1]; (author?) [84]; (author?) [105]]. La connaissance de la réponse dynamique de l'EEA par rapport à la saisonnalité de la tension du vent est fondamentale pour la compréhension de l'interaction océan-atmosphère. (author?) [88] ont déterminé que le signal annuel dans le GG est beaucoup plus important que la variabilité interannuelle. [(author?) [68] et (author?) [76]] ont montré que le gradient de pression zonal dans l'Atlantique équatorial Ouest et Central variait en phase avec la variation saisonnière des vents. Ces résultats sont en contraste avec le Pacifique équatorial où les fluctuations interannuelles, souvent associés avec El Niño, dominant [(author?) [146]; (author?) [52]].

Le GG est caractérisé par une thermocline peu profonde surtout dans la partie Est du bassin. Les anomalies de la variabilité de SSTs dans cette région ont été reliées à des événements climatiques extrêmes tels que les sécheresses ou une pluviométrie excessive le long des côtes du GG. Les épisodes d'upwelling côtier ou équatorial dans cette région n'ont jamais été expliquées d'une manière convaincante par le forçage dû aux vents locaux ou aux courants locaux [(author?) [56]; (author?) [10]; (author?) [5]]. (author?) [91] ont suggéré que le fort upwelling, généré par une augmentation des vents d'Est dans la partie Ouest du bassin, pourrait être transmis à l'Atlantique équatorial Est via une onde de Kelvin piégée à l'équateur. Quand cette perturbation atteint les côtes Africaines, une partie de l'énergie se propage vers le Nord et le Sud comme des ondes de Kelvin côtières et une autre partie est réfléchi vers l'Ouest comme des ondes de Rossby équatoriales. [(author?) [93] et (author?) [1]] ont confirmé la théorie de (author?) [91] avec un modèle linéaire forcé par des vents dans la partie Ouest du bassin. (author?) [101], avec un modèle non linéaire et tridimensionnel ont étudié la réponse périodique aux vents dans un bassin rectangulaire comparable à la largeur de l'Atlantique équatorial. Dans toutes ces études le forçage du vent et la géométrie du bassin ont des ressemblances limitées par rapport à celles de l'Atlantique tropical.

(author?) [85] ont investigué les effets à distance sur l'Atlantique équatorial Est avec un modèle linéaire tridimensionnel forcé par des vents annuels et périodiques. Malgré le fait que 1) la géométrie des côtes dans son modèle soit une approximation des côtes brésiliennes et africaines et que 2) le forçage de surface soit une tension du vent zonale annuelle à l'Ouest de 20°W, il avait réussi à simuler plusieurs aspects de la structure verticale dans le GG (notamment les variations annuelles du sous-courant équatorial et la propagation de l'upwelling).

Ainsi, il apparaît important de comprendre le lien entre le forçage des tensions de vent équatoriaux et les upwellings dans le GG. Dans ce sens, (author?) [120] ont montré que la variabilité saisonnière des SSTs dans le GG est fortement corrélée à la variabilité saisonnière de la tension de vent zonal dans l'Atlantique équatorial Ouest, alors que la corrélation entre les anomalies de la tension de vent local et les anomalies de SSTs dans le GG était très faible.

Dans cette étude nous utilisons un modèle linéaire dans la version[(author?) [61]] dérivée du modèle de (author?) [150]. Cette version est une version multimodale (6 modes baroclines) alors que le modèle de (author?) [150] était développé avec un seul mode. Ce modèle est utilisé pour diagnostiquer la réponse de l'Atlantique équatorial aux anomalies de la tension du vent.

Plus précisément, on cherche à répondre à ces questions :

Jusqu'à quelle limite la théorie linéaire peut-elle expliquer la variabilité observée dans l'EEA ? Quel est le rôle des anomalies de la tension du vent sur cette variabilité ? La variabilité observée répond-elle aux anomalies de la tension du vent sur l'ensemble du bassin Atlantique ou la réponse est-elle plus sensible aux forçages dans certaines régions bien particulières ?

Pour répondre à ces questions, on se focalise sur trois années particulières (2005-2007) comme on l'a décrit dans le chapitre 2. Ces trois années sont des exemples typiques pour vérifier l'applicabilité de la théorie linéaire et de montrer le rôle des anomalies de la tension du vent sur la variabilité observée pendant ces trois années.

Dans un premier temps, on donnera une description de la théorie linéaire en général et plus spécifiquement de la configuration du modèle linéaire utilisé dans cette étude. Nous parlerons des données utilisées et enfin nous présenterons les principaux résultats de cette étude.

3.2 Théorie linéaire

Pour un fluide continûment stratifié et dont les mouvements sont solutions de l'équation de Navier Stokes, l'équation du mouvement s'écrit :

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} + 2\vec{\Omega} \Lambda \vec{u} \right) = -\vec{\nabla} p + \rho \vec{g} + \rho \vec{F} \quad (3.1)$$

et l'équation de conservation de la masse s'écrit :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u}) = Q \quad (3.2)$$

où Q est le flux de masse reçu ou perdu par la particule d'eau considérée ; $\vec{\Omega}$ le vecteur vitesse de rotation de la Terre ; \vec{F} le vecteur des forces autre que la force de Coriolis ; $\vec{\nabla} p$ le vecteur gradient de pression ; g la gravité terrestre ; ρ la masse volumique. Nous supposons par la suite que les mouvements horizontaux sont plus importants que les mouvements verticaux. En se plaçant dans le contexte de l'approximation de Boussinesq, on pose : $\rho = \bar{\rho}(z) + \rho'(x, y, z, t)$, $\bar{\rho}(z)$ étant le profil moyen de densité associé à la fréquence de Brunt-Väisälä $N^2 = \left(\frac{-g}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial z} \right)$, et ρ' la perturbation telle que $\frac{\partial \rho'}{\partial z} = \frac{\partial \rho}{\partial z}$. Dans le système de coordonnées cartésiennes, les équations linéarisées du mouvement sur le plan β ($f \approx \beta y$), après avoir paramétré la diffusion verticale, s'écrivent :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial u}{\partial t} - \beta y \nu + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} (K_M \frac{\partial u}{\partial z}) + \frac{\partial}{\partial z} (\frac{\tau_x}{\rho_0}) \\ \frac{\partial \nu}{\partial t} - \beta y u + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial z} (K_M \frac{\partial \nu}{\partial z}) + \frac{\partial}{\partial z} (\frac{\tau_y}{\rho_0}) \\ \frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} - w \frac{N^2 \rho_0}{g} = Q \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial \nu}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \end{array} \right. \quad (3.3)$$

où τ_x et τ_y sont les tensions du vent zonal et méridien à la surface de l'océan, que l'on suppose agir comme des forces volumiques sur l'épaisseur de la couche mélangée d . Le forçage mécanique $Q = \frac{\partial}{\partial z} (K_H \frac{\partial \rho}{\partial z})$, K_M et K_H sont les coefficients verticaux de viscosité et de diffusion.

3.3 Décomposition en modes barotrope et baroclines

3.3.1 Modes Baroclines

Dans le cadre des approximations faites, on peut alors résoudre le système (3.3) en découplant le mouvement en une composante horizontale et verticale en séparant les variables verticales (z) des autres (x, y, t). On cherche alors à résoudre le système(3.3) en posant :

$$[u, \nu, p](x, y, z, t) = \sum_{n=0}^{+\infty} [u_n, \nu_n, p_n](x, y, t) \Psi_n \quad (3.4)$$

Les solutions sont exprimées sous la forme d'une somme de modes baroclines ($\Psi_n(z), n = 1, \dots, \infty$) et $\Psi_0(z)$ d'un mode barotrope . Rechercher des solutions sous cette forme implique que la stratification est la même quelquesoit le lieu et l'instant (N^2 , la fréquence de Brunt-Väisälä ne dépend que de z et pas de x, y, t). Cette hypothèse, bien souvent non conforme à la réalité, est utilisée pour résoudre le système précédent.

3.3 Décomposition en modes barotrope et baroclines

On applique aussi une simplification classique en supposant que les termes de diffusion verticale peuvent s'écrire sous la forme d'une friction linéaire de type Rayleigh, dont le coefficient dépend uniquement du mode vertical n considéré. En introduisant une constante de séparation c_n^2 , la recherche des solutions du système d'équation (3.3) se réduit à la résolution des équations suivantes, sur la verticale :

$$\frac{d}{dz} \left[\frac{1}{N^2(z)} \frac{d}{dz} \right] \Psi(z) = \frac{\Psi(z)}{c_n^2} \quad (3.5)$$

et sur l'horizontale :

$$\begin{cases} \frac{\partial u_n}{\partial t} - \beta y \nu_n + \frac{\partial p}{\partial x} & = p_n \tau_x - r_n u_n \\ \frac{\partial \nu_n}{\partial t} - \beta y u_n + \frac{\partial p}{\partial y} & = p_n \tau_y - r_n \nu_n \\ \frac{\partial p_n}{\partial t} + c_n^2 \left(\frac{\partial u_n}{\partial x} + \frac{\partial \nu_n}{\partial y} \right) & = -r_n p_n \end{cases} \quad (3.6)$$

avec $r_n = r(c_n \beta)^{-q}$, où r est la friction de Rayleigh choisie pour le premier mode barocline. Pour résoudre l'équation (3.4), les conditions aux limites suivantes ont été posées :

$$w = 0 \text{ en } z = -H, \text{ ce qui donne } \frac{\Psi(z)}{dz} = 0 \text{ en } z = -H$$

$$w = \frac{\Psi(z)}{dz} \text{ en } z = 0, \text{ ce qui donne } \frac{\Psi(z)}{dz} + \frac{N^2}{g} \Psi(z) = 0 \text{ en } z = 0$$

Le coefficient de projection du vent, en faisant l'hypothèse que la friction due au vent n'agit que sur la couche mélangée d , s'écrit :

$$P_n = \frac{H_1 \int_{-d}^0 \Psi_n(z) dz}{\int_{-H}^0 \Psi_n^2 dz}, \text{ où } H \text{ est la profondeur de l'océan et } H_1 \text{ une profondeur adimensionnée prise égale à } 150\text{m.}$$

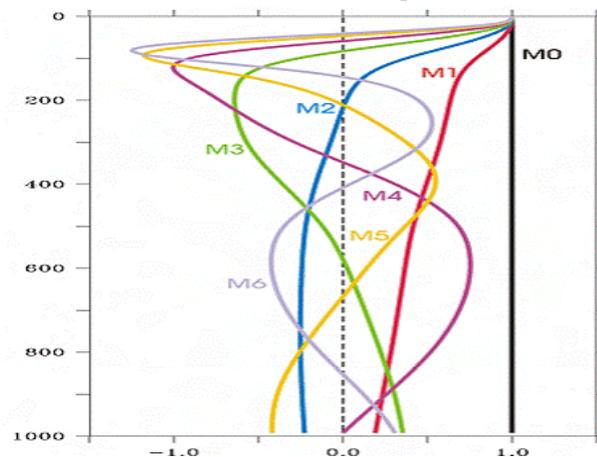
Pour chacun des modes baroclines considérés, la constante de séparation c_n est la vitesse de propagation des ondes de Kelvin équatoriales et représente la vitesse de phase du mode vertical n .

Si $n=0$, le mode est dit barotrope (sa structure verticale est indépendante de z); si par contre $n > 0$, les modes sont dits baroclines (ils s'annulent n fois sur la verticale) Les valeurs propres associées à ces modes verticaux sont présentées dans le tableau suivant :

Mode Baroclines	c_n à 14°W
1	2.39
2	1.34
3	0.88
4	0.63
5	0.48
6	0.42

Tableau 1 : Vitesses de phase (m/s) des 6 premiers modes baroclines de la décomposition en modes verticaux de la stratification moyenne (1981-2000) de CLIPPER à 14°W (Séréna Illig, communication personnelle)

La figure Fig3.1 présente la structure verticale des 6 premiers modes baroclines au point (14°O, 0°N). Les caractéristiques de la stratification observée à 14°W sont proches de conditions moyennes du bassin.



– Fig 3.1 : Structures verticales moyennes (1981-2000) à [14°W ; 0°N] pour les 1000 premiers mètres, calculées à partir des données CLIPPER d’après 3.4

3.3.2 Modes méridiens

Pour chaque mode vertical (mode barocline), les équations du système homogène (3.5) s’écrivent :

3.3 Décomposition en modes barotrope et baroclines

$$\begin{cases} \frac{\partial u_n}{\partial t} - \beta y \nu_n + \frac{\partial p_n}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial \nu_n}{\partial t} - \beta y u_n + \frac{\partial p_n}{\partial y} = 0 \\ \frac{\partial}{\partial t} + c_n^2 \left(\frac{\partial u_n}{\partial x} + \frac{\partial \nu_n}{\partial y} \right) = 0 \end{cases} \quad (3.7)$$

Ce système d'équations, avec des solutions de la forme $u_n, \nu_n, p_n \sim e^{i(kx - \omega t)}$, se réduit à :

$$\frac{\partial^2 \nu_n}{\partial y^2} + (\omega_n^2 - k_n^2 - \frac{k_n}{\omega_n} - y^2) \nu_n = 0 \quad (3.8)$$

La solution la plus simple de cette équation est la fonction nulle ($\nu = 0$). Cette solution correspond aux ondes dites de Kelvin qui se propage vers l'Est avec la vitesse c_n et la relation de dispersion de ces ondes est simple : $k = \omega$. Ces ondes, pour le mode barocline n , s'écrivent :

$$p_n = \frac{u_n c_n}{g} = A_{n,0} \times e^{-\frac{\beta y^2}{c_n}} \quad (3.9)$$

Les ondes de Kelvin équatoriales piégées à l'équateur sont analogues aux ondes de Kelvin côtières le long d'une côte. De plus, on montre que toutes les autres solutions de l'équation (3.9), bornées à l'infini sont des combinaisons linéaires des fonctions d'Hermite :

$$D_m = A e^{-\frac{y^2}{2}} \times \frac{H_m(y)}{\sqrt{2^m m! \sqrt{\pi}}} \quad (3.10)$$

H_m est le polynôme d'Hermite de degré m ($m \geq 0$). Ces fonctions vérifient la relation : $\frac{\partial \Psi_m}{\partial y^2} + (2m + 1 - y^2) \Psi_m = 0$. Chaque fonction Ψ_m constitue un mode méridien. Comme les modes baroclines, les modes méridiens forment une base complète et orthogonale. Ainsi, toute structure méridienne (infinie) sur un plan se décompose en une somme de modes méridiens.

La relation de dispersion pour ces modes méridiens est :

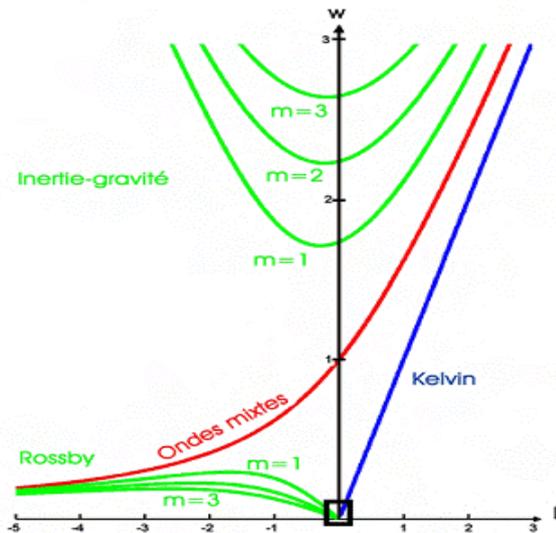
$$\omega^2 - k^2 - \frac{k}{\omega} = 2m + 1 \tag{3.11}$$

Pour un couple (k, ω) de valeurs fixées, il existe alors plusieurs valeurs de pulsation caractéristiques d'ondes différentes. Par exemple, pour le mode méridien :

$m = -1$ qui correspond à un seul type d'ondes, les ondes de Kelvin,

$m = 0$, correspond aux ondes mixtes de Yanai,

$m > 0$, correspond aux ondes d'inertie gravité (haute fréquence) ou aux ondes de Rossby (basses fréquences). Le digramme de dispersion de ces ondes est montré sur la figure 3.2



– Fig 3.2 : Diagramme de dispersion des ondes équatoriales dans le cas d'un bassin infini, obtenu par la résolution de l'équation 2.11. Le cadre noir représente la zone d'approximation "ondes longues" ((author?) [15])

3.4 Configuration du modèle linéaire

La version du modèle utilisé est dérivée de la version à 8 modes verticaux que (author?) [32] ont développé pour l'Atlantique tropical. Nous avons choisi comme (author?) [61] d'utiliser 6 modes verticaux pour décrire la structure verticale. Le domaine d'étude s'étend de 50°W à 20°E et de 29.5°S à 29.5°N et sa résolution zonale est de 2° en longitude. La résolution méridienne est plus fine (0.25°), justifiée par les fines échelles associées aux modes baroclines. Le pas de temps du modèle est de deux jours. Le continent Africain est représenté par une marche d'escalier, tandis que les côtes brésiliennes sont modélisées par deux marches. La simplicité de cette schématisation est justifiée par le fait que la variabilité basse fréquence est associée aux grandes échelles, et que le détail des côtes inférieures au rayon de déformation n'ont que très peu d'effet sur la propagation des ondes à ces grandes échelles [(author?) [32]]. Le modèle comporte une équation en anomalie de température, similaire à celle utilisée par (author?) [150] qui s'écrit :

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = -U \cdot \nabla(\bar{T}_s + T_s) - (\bar{U}) \cdot \nabla(T_s) - \gamma_1 F_1(\bar{w})T_z - \gamma_2 F_2(\bar{w}, w)(\bar{T}_z + T_z) - \alpha_s T_s \quad (3.12)$$

où T_s représente l'anomalie de température en surface, U l'advection du courant horizontal, γ_1 et γ_2 sont des coefficients pris inférieur à 1, w est la vitesse verticale à la base de la couche de mélange, T_z est le gradient de température à la base de la couche de mélange pour représenter d'éventuelles rétroactions négatives et α_s est un coefficient de rappel. Les variables \bar{x} et x dénotent respectivement la moyenne du champ de la variable considérée et les fluctuations par rapport à cette moyenne. Les fonctions F_1 et F_2 sont paramétrées comme suit :

$$F_1(\bar{w}) = \begin{cases} \bar{w}, \bar{w} > 0 \\ 0, \bar{w} < 0 \end{cases} ; F_2(\bar{w}, w) = \begin{cases} 0, \bar{w} \leq 0 \text{ et } w \leq 0 \\ \bar{w} + w, w \leq 0 \text{ et } w > 0 \\ -\bar{w}, \bar{w} < 0 \text{ et } w \leq 0 \\ w, w > 0 \text{ et } w > 0 \end{cases} \quad (3.13)$$

ce qui permet de tenir compte du fait que la SST ne peut être affectée que si l'advection verticale est positive.

3.5 Les données utilisées

Les données de vents et de température utilisées dans cette étude sont les réanalyses du Centre Européen (ECMWF) sur une période de dix ans (1997-2007) mais seuls les résultats sur la période 2005-2007 seront interprétés. Ces données ont été récupérées sur une grille de 0.5°x0.5° puis interpolées sur la grille du modèle (0.25° en latitude et 2° en longitude). Les anomalies de la tension du vent utilisées pour forcer le modèle linéaire sont calculées à partir du cycle saisonnier de la tension du vent. Les anomalies de SST du ECMWF, calculées à partir du cycle saisonnier de la SST, sont utilisées valider les SST simulées. Les sorties du modèle sont des anomalies par rapport à une climatologie de température, de courant et de profondeur de la couche de mélange. La température climatologique utilisée est celle de Reynolds.

3.6 Résultats

Pour valider les anomalies de SST (SSTA) du modèle, nous avons représenté sur la figure 3.3 la variabilité interannuelle de la SSTA au point (10°W, 0°N). La courbe en noir représente les anomalies SSTA simulées par le modèle et la courbe en rouge les anomalies de SSTA calculées à partir des données du Centre Européen sur la période 1997-2007.

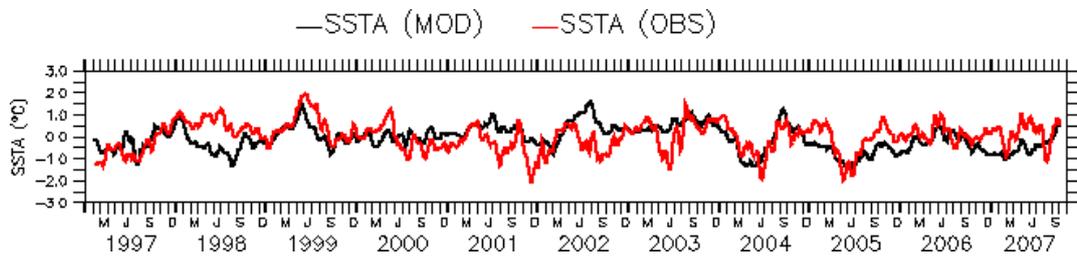
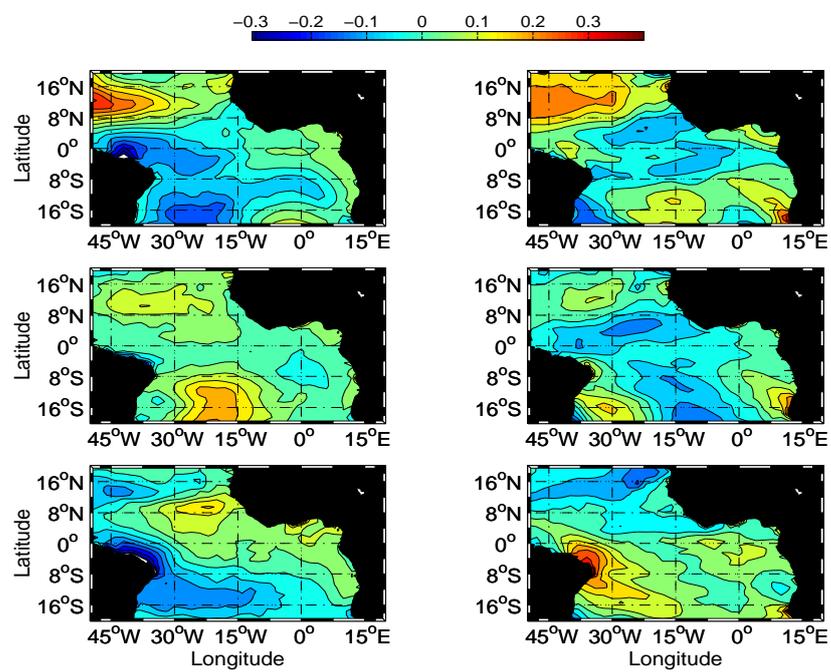


Figure 3.3 – Variabilité interannuelle des anomalies de température (en noir : observations et en rouge : modèle) au point (10°W, 0°N).

On constate que le modèle parvient relativement bien à reproduire la variabilité interannuelle de SSTA observée. Cependant, pour certaines années, on note des écarts d'amplitude entre le modèle et les observations. Cette différence d'amplitude peut s'expliquer pour différentes raisons : erreurs sur les tensions du vent, mauvaise prise en compte de la thermodynamique sur la verticale ou bien, par le fait que dans cette étude, le modèle est uniquement forcé par les anomalies de la tension du vent et que les flux de chaleur ne sont pas pris en compte explicitement (il agissent comme un feedback négatif). La théorie linéaire permet alors d'expliquer une grande partie de la variabilité observée. Ce qui est motivant pour poursuivre cette étude. Dans ce qui suit, nous nous sommes focalisés sur trois années 2005, 2006 et 2007. Comme déjà dit dans l'introduction, ces années se caractérisent par leurs particularités en termes d'anomalies de SST : 2005 était une année anormalement froide (en mai juin) et 2006 une année anormalement chaude lors de cette même période. La différence de température entre ces deux années étaient plutôt perceptibles sur le développement de la langue d'eau froide. Il a été montré que les forts coups de vents à l'ouest du bassin étaient à l'origine du rapide et très précoce refroidissement de la SST en avril-mai 2005. Nous avons tracé sur la figure 3.4 les composantes des anomalies de la tension du vent pour les années 2005, 2006 et 2007. Ces anomalies sont moyennées sur toute la saison d'été (avril-août). Il apparaît clairement qu'en 2005, les anomalies de la tension du vent étaient beaucoup plus fortes en comparaison des années 2006 et 2007. A l'Ouest du bassin, les anomalies de sont négatives et atteignent 0.025 N/m² en 2005. Ces anomalies sont positives en 2006 et faiblement négatives en 2007.

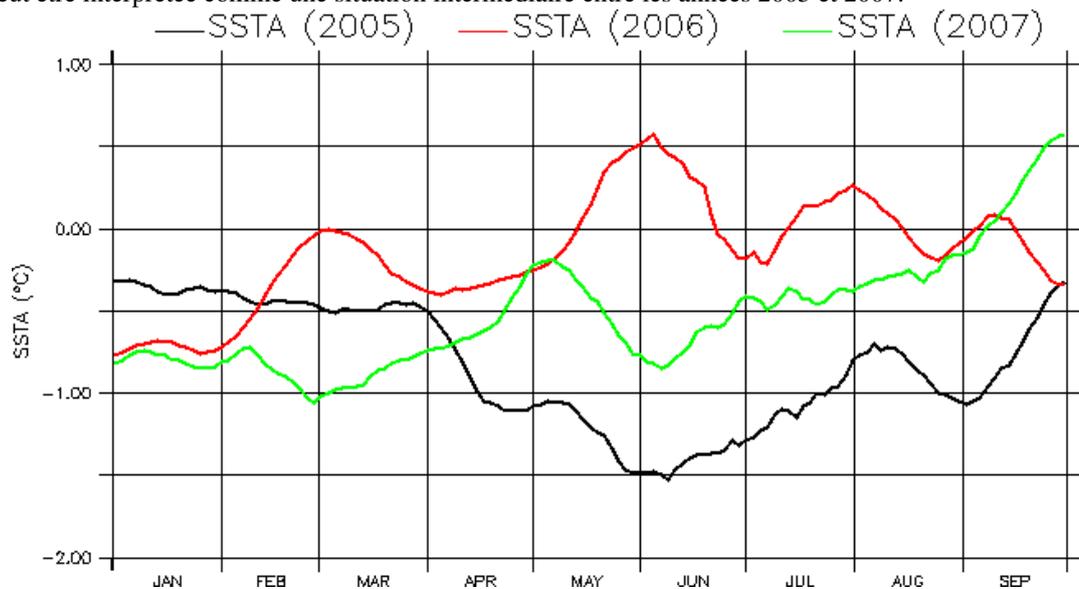
RÔLE DES ANOMALIES DE LA TENSION DU VENT SUR LA VARIABILITE DE L'ATLANTIQUE EQUATORIAL EST.



– Fig 3.4 : Anomalies des tensions zonales (panneau de gauche) et méridiennes (panneau de droite) de la tension du vent pendant les années 2005, 2006 et 2007 moyennées entre avril-août.

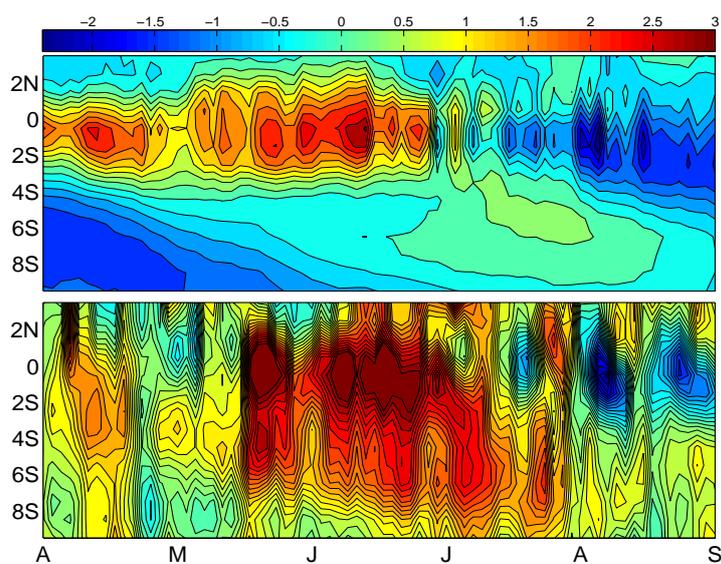
3.6 Résultats

Pour la composante méridienne de la tension du vent, on note une similarité entre les trois années sauf vers 10°N pour l'année 2005 où l'on note une forte anomalie méridienne positive. La figure 3.6 présente la variabilité interannuelle des anomalies de la SST entre les trois années. On note pour les 3 années que la SST est plus froide que normale en début d'année (anomalies de SST négatives) jusqu'en mai. Mais alors qu'en 2005 cette anomalie négative persiste pour être maximum début juin puis diminuer ensuite, en 2006 l'anomalie de SST devient positive en juin avec un maximum d'anomalie positive en juin. Ceci montre qu'en 2005 la mise en place de la langue d'eau froide a été plus précoce en 2005 (anomalies négatives de température de surface par rapport au cycle saisonnier) alors qu'au contraire en 2006 cet établissement a été plus tardif (anomalies positives de SST par rapport au cycle saisonnier en juin 2006). L'année 2007 peut être interprétée comme une situation intermédiaire entre les années 2005 et 2007.



– Fig 3.5 : Anomalies de SST pour les années 2005 (noir), 2006 (rouge) et 2007 (vert) au point (10°W, 0°N).

Il a été montré que la variabilité interannuelle de l'intensité de la langue d'eau froide est fortement reliée à la variabilité interannuelle de la pente de la thermocline à travers le bassin [(author?) [91]; (author?) [120]; (author?) [57]; (author?) [149]; (author?) [60]; (author?) [83]]. Les structures océaniques le long de la radiale 10°W, observées à partir des profils hydrologiques en juin 2005 pendant la campagne EGGE1 et juin 2006 pendant la campagne EGGE3 ont confirmé cette théorie. Ces profils montrent une pente nord-sud de la thermocline, représentée par l'isotherme 20°C, et de la couche de mélange océanique durant ces deux années avec une pente en 2005 double de celle de 2006. Près de l'équateur, l'isotherme 20°C et la profondeur de la couche de mélange océanique ont été observées respectivement à 30m et 10m sur la bande 3°S-1°N en 2005 tandis qu'en 2006, ces profondeurs ont été de 20 m plus profondes qu'en 2005. [(author?) [83]] attribuent cette différence de structure verticale entre les deux années 2005 et 2006 par le rôle du préconditionnement océanique. En effet, l'intensification des vents dans la partie ouest du bassin au printemps (en mai pour l'année 2005) a pour conséquence de modifier à distance la structure verticale de l'océan dans le GG en faisant remonter la thermocline. La thermocline étant plus proche de la surface, la couche de mélange sera plus sensible à une seconde intensification des vents, c'est qui s'est passé effectivement en mai 2005. Cet affleurement de la thermocline serait favorable au refroidissement des SSTs par l'action de la tension du vent en favorisant le mélange vertical et la remontée des eaux froides en profondeur. La figure 3.6 montre la différence 2006-2005 des anomalies de SST moyennées sur la bande 4°0-4°E en fonction de la latitude entre les mois d'avril et d'août. On constate que dans la bande 3°S-2°N les anomalies entre ces deux années sont reproduites par le modèle, bien que leur amplitude soit plus faible. Au sud de 3°S, le modèle échoue à reproduire les différences observées, ce qui semble indiquer que la variabilité de la SST ne peut pas être expliquée uniquement par l'action du vent. La SST au sud de 3°S est plutôt dominée par les flux de chaleur, ce que l'on montrera dans le prochain chapitre sur les bilans de chaleur.



– Fig 3.6 : comparaison des anomalies de SST (2006 - 2005) moyennée sur la longitude (4°O, 4°E) ; en haut : le modèle et en bas : les observations.

Les températures de subsurface de ces trois années sont représentées sur la figure 3.7 de même que les anomalies correspondantes. Ces profils de température de subsurface sont estimés en multipliant la SST par les coefficients de projections précédemment discutés.

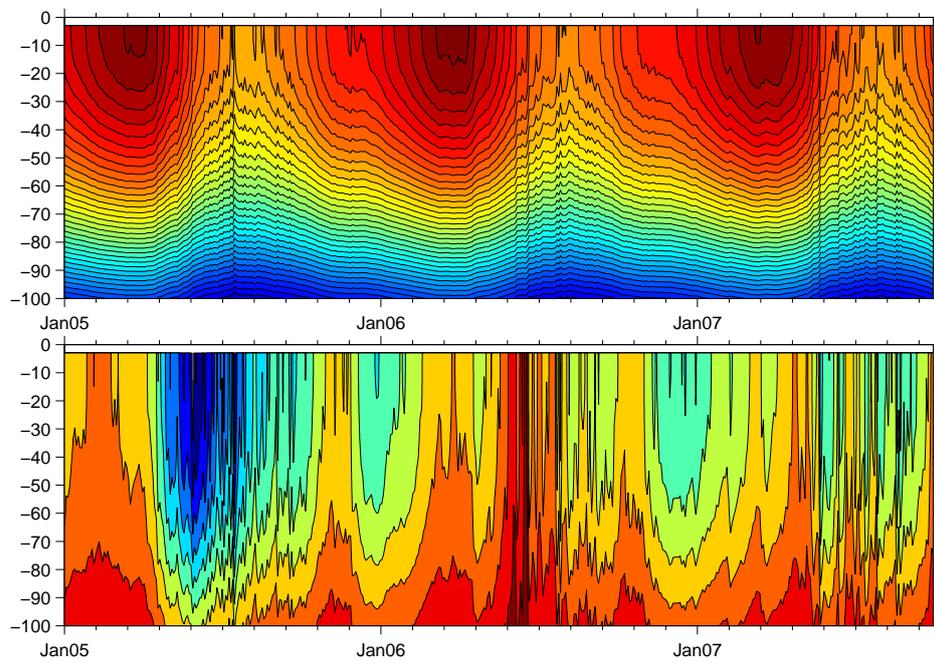


Figure 3.7 – Profils de température en 2005, 2006 et 2007 (panneau du haut) et les anomalies correspondantes (panneau du bas). Les anomalies sont calculées en multipliant les SSTs simulées par les coefficients de projections P_n . Les profils ont été moyennés sur la boîte ($6^{\circ}\text{O}-3^{\circ}\text{E}$, $4\text{S} : 1^{\circ}\text{N}$).

3.6 Résultats

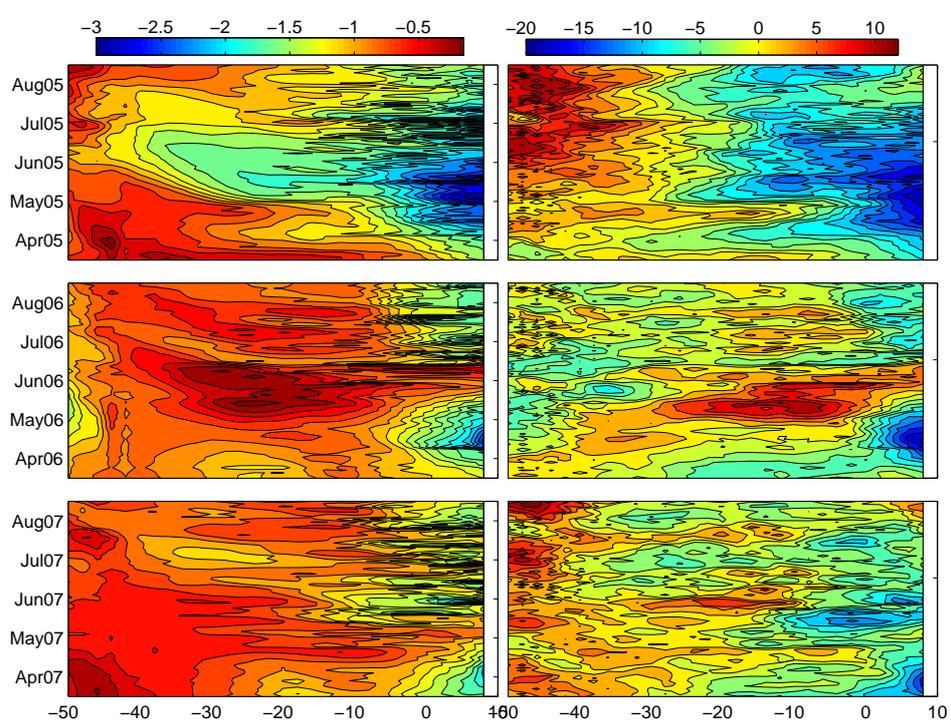


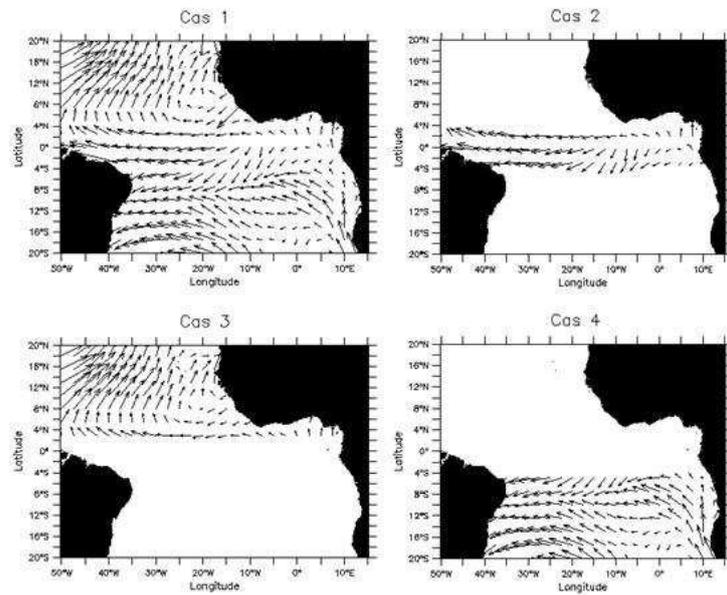
Figure 3.8 – Diagrammes Hovmüller des anomalies de température (°C) (panneau de gauche) et des anomalies la thermocline (m) (panneau de droite) des années 2005, 2006 et 2007 moyennées sur la bande 3°S-3°N.

Comme nous le verrons dans le chapitre suivant, ces profils de température sont en bon accord avec les profils Argo. Les anomalies de température étaient beaucoup plus importantes même en subsurface en 2005 qu'en 2006 et 2007.

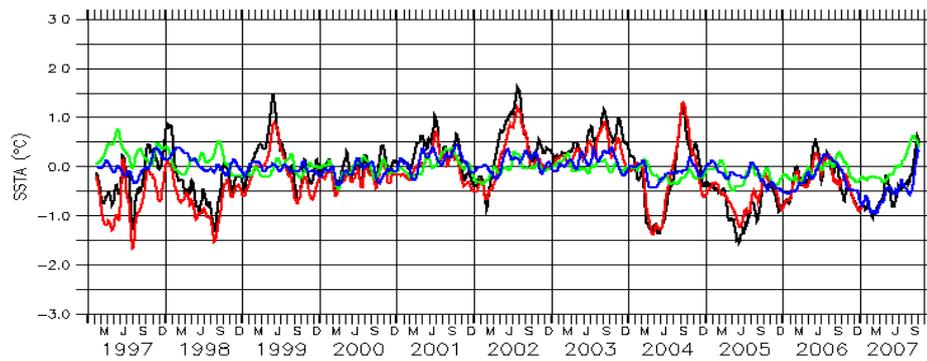
Nous avons tracé les diagrammes Hovmüller des anomalies de température moyennées sur la bande 3°N-3°S pour les années 2005, 2006 et 2007 (figure 3.8). Les structures thermiques de ces années sont très différentes. On constate une propagation vers l'ouest des anomalies de température en 2005 dès le début du mois d'avril et qui s'est accentuée vers la mi-mai correspondant aux anomalies de la tension du vent noté à cette période dans l'ouest du bassin. Les anomalies positives de température à l'ouest de 10°O sont importantes en 2006 et sont en nette opposition comparées à l'année 2005. Les anomalies de la thermocline en 2005 montrent clairement une pente est-ouest avec une remontée de celle-ci dans la partie est du bassin. Cette anomalie de la thermocline devient maximale en juin. La remontée de la profondeur de la thermocline dans la partie est du bassin correspond à la période où la SST chute de l'ordre de 5-7°C. Les situations en 2006 et 2007 sont très similaires entre elles et sont en opposition à la situation observée en 2005. En 2007, les anomalies négatives sont notées à l'est de 10°O.

Pour déterminer sur quelle bande de latitude les tensions du vent jouent un rôle important dans l'installation de la langue d'eau froide dans le GG donc sur les anomalies de température, nous avons fait des tests de sensibilité sur l'anomalie de la tension du vent. Nous avons distingué trois cas de forçages : un forçage où les anomalies de la tension du vent sur la bande équatoriale(3°N-3°S) sont considérées, un forçage dans la bande comprise entre 3°N-29°N et dans une bande comprise entre 3°S-29°S. Dans chaque cas, on annule l'anomalie de la tension du vent en dehors de la bande considérée. Nous comparons les résultats de chaque simulation à ceux où le forçage sur tout le bassin est pris en compte. La figure 3.6 montre les cas où l'on considère le forçage sur tout le bassin (cas 1), le forçage sur la bande équatoriale (cas 2), le forçage sur la bande 3°N-29°N (cas 3) et enfin le forçage sur la bande 3°S-29°S (cas 4). Les résultats sont représentés sur la figure 3.6 où la courbe en noir représente les anomalies de SST des observations, la courbe en rouge celles obtenues avec le forçage sur tout le bassin (29°N-29°S), en vert avec le forçage sur la bande équatoriale (3°N-3°S), en bleu avec le forçage sur la bande 3°N-29°N et en cyan avec le forçage sur la bande 29°S-3°S. Les résultats montrent que dans le cas 2, le modèle restitue l'essentiel de la variabilité observée comparé au cas 1. Dans le cas 3 et 4, le signal observé est très faiblement restitué.

3.6 Résultats



– Fig 3.9 : Structures des anomalies de la tension du vent (N/m^2) sur la bande (1) : $29^{\circ}N-29^{\circ}S$, 2) : $3^{\circ}N-3^{\circ}S$, 3) : $3^{\circ}N-29^{\circ}N$ et 4) : $3^{\circ}S-29^{\circ}S$.



– Fig 3.10 : Réponses de l’océan aux différents types de forçages (équateur, $10^{\circ}W$) : (noir : cas 1, rouge : cas 2 , vert : cas 3 et bleu : cas 4).

La tension du vent sur la bande équatoriale (3°S-3°N) module très largement la variabilité dans le bassin via les ondes. En dehors de cette bande équatoriale, le modèle ne restitue pas le signal de l'anomalie de température observée, ce qui suggère que les flux de chaleur pourraient jouer un rôle important sur la variabilité de la température à ces latitudes. Cependant, si la mise en place de la langue d'eau froide est favorisée par la remontée de la thermocline, elle ne serait pas seulement l'unique instigateur. En effet, certaines théories mettent aussi en exergue le rôle des courants dans la remontée des eaux froides. Pendant l'été boréal, on note une intensification du sous-courant équatorial qui résulterait peut être indirectement de l'intensification du gradient est-ouest de la pression atmosphérique. Ce sous-courant équatorial, s'écoulant vers l'est et dont le noyau est situé à 100m en moyenne, serait cisailé avec le courant équatorial Sud (SEC) provoquant ainsi un mélange vertical fort dans la partie est du bassin entraînant ainsi la remontée d'eaux froides dans le GG.

3.7 Conclusion

Nous avons utilisé un modèle linéaire afin de décrire et de comprendre les mécanismes impliqués dans la variabilité de la température de surface notée dans l'EEA. Pour déterminer l'impact de la tension du vent sur cette variabilité nous avons forcé le modèle de (author?) [61] avec des anomalies de la tension du vent sur une période de 10 ans, les flux de chaleur ont été négligés. Les résultats montrent que la théorie linéaire est adaptée pour expliquer la variabilité des anomalies de température observées dans l'Atlantique équatorial Est. L'intensification de la tension du vent à l'ouest du bassin joue un rôle déterminant dans la génération d'anomalies de température à l'est du bassin via les ondes planétaires. Les caractéristiques les plus évidentes entre les années 2005 et 2006 ont été retrouvées par le modèle. Cependant, l'amplitude des anomalies de SSTs est largement sous estimée au Sud de 3°S par le modèle dû, entre autre, à la non prise en compte des flux de chaleur dans cette étude. Ce qui démontre clairement que les flux de chaleur modulent la SST à ces latitudes. Des tests de sensibilité ont été faits en forçant le modèle avec différentes configurations de la tension du vent : 1) un forçage qui tient en compte de la tension du vent sur l'ensemble du bassin, 2) un forçage sur la bande 3°S-3°N, 3) un forçage sur la bande 30°S-3°S et 4) un forçage sur la bande 3°N-30°N.

3.7 Conclusion

Les résultats montrent que le forçage sur la bande du bassin est quasiment identique à celui à 3°S-3°N, ce qui veut dire que c'est dans une bande préférentielle (3°S-3°N) que la tension du vent favoriserait une variabilité de la SST dans l'Est du bassin. Pour les autres cas, le signal est pratiquement très faible. C'est le vent dans la bande équatoriale (3°S-3°N) qui est le moteur de la variabilité de la SST et qui explique la différence observée entre les années 2005 et 2006. Les bilans d'énergie cinétique, comme nous le montrerons dans le dernier chapitre (chapitre 5), montrent aussi qu'à l'échelle diurne la production dynamique (largement pilotée par la tension du vent) joue un rôle très important sur la variabilité de la température. Les bilans de chaleur (l'objet du prochain chapitre) permettent de plus de mettre en évidence le rôle de la tension du vent sur la variabilité de la température de surface dans l'Atlantique Equatorial Est.

Chapitre 4

BILANS DE CHALEUR DANS LE GOLFE DE GUINÉE À PARTIR DES FLOTTEURS ARGO PENDANT EGEE/AMMA

4.1 Introduction

L'océan Atlantique est le siège d'une très forte variabilité climatique. Outre un signal saisonnier dominant, l'océan Atlantique se caractérise, d'un point de vue climatique, par une variabilité interannuelle marquée. Cette variabilité a une forte influence sur le climat des régions avoisinantes par le biais d'anomalies de précipitations qu'il induit sur les régions est du continent Sud-Américain (Nordeste brésilien) et en Afrique de l'Ouest (Sahel). Des études antérieures ont permis d'identifier deux modes de variabilité que sont la variabilité trans-équatoriale qui est associée aux variations de pression atmosphérique et à la position de la ZCIT, et la variabilité équatoriale qui est associée aux anomalies de SST dans le Golfe de Guinée (GG). Le GG est le lieu où cette variabilité est la plus évidente au travers des anomalies de la SST qui se propagent vers l'ouest (dans le centre du bassin) et vers les pôles (le long des côtes Africaines) et influent fortement sur les conditions hydrologiques et sur les upwellings côtiers. La variabilité saisonnière des SSTs dans le GG peut afficher des amplitudes jusqu'à 7°C. Cette variabilité est pilotée par plusieurs mécanismes parmi lesquels on peut naturellement citer la remontée d'eaux profondes (upwelling) équatoriales. Le refroidissement de la température dans la zone équatoriale a été corrélé avec la migration vers le nord de la ZCIT et une forte corrélation positive a ainsi été décelée ((**author?**) [62]). L'intensité et la distribution de la pluviométrie en Afrique de l'Ouest sont alors fortement dépendantes des conditions de surface dans le GG. Plus précisément, des anomalies de SST entraînent des anomalies de précipitation au Sahel et le Nordeste Brésilien. Il nous apparaît donc fondamental d'étudier et d'essayer de comprendre les processus à l'origine de ces anomalies et pour cela le premier maillon qui intervient dans cette chaîne de processus ce sont les échanges d'énergies air-mer et les mécanismes atmosphériques et/ou océaniques qui modulent la variabilité intrasaisonnière et interannuelle des SSTs dans l'Atlantique équatorial Est et plus particulièrement dans le GG pour une meilleure prévisibilité de la mousson Ouest Africaine.

De nouveaux mécanismes ont été proposés pour expliquer la variabilité interannuelle. Une grande variabilité a été particulièrement mise en évidence dans les caractéristiques de la langue d'eau froide équatoriale. Par exemple, les températures de surface dans l'Atlantique équatorial Est étaient de loin plus froides en 2005 qu'en 2006 (4.1), principalement consécutive à une modification temporelle dans le développement de la langue d'eau froide [(author?) [83]; (author?) [16]]. Plus intenses que d'habitude, les variations brutales des alizés de Sud-Est ont été responsables du refroidissement intense, rapide et précoce de la température de surface de la mer à la mi-mai 2005.

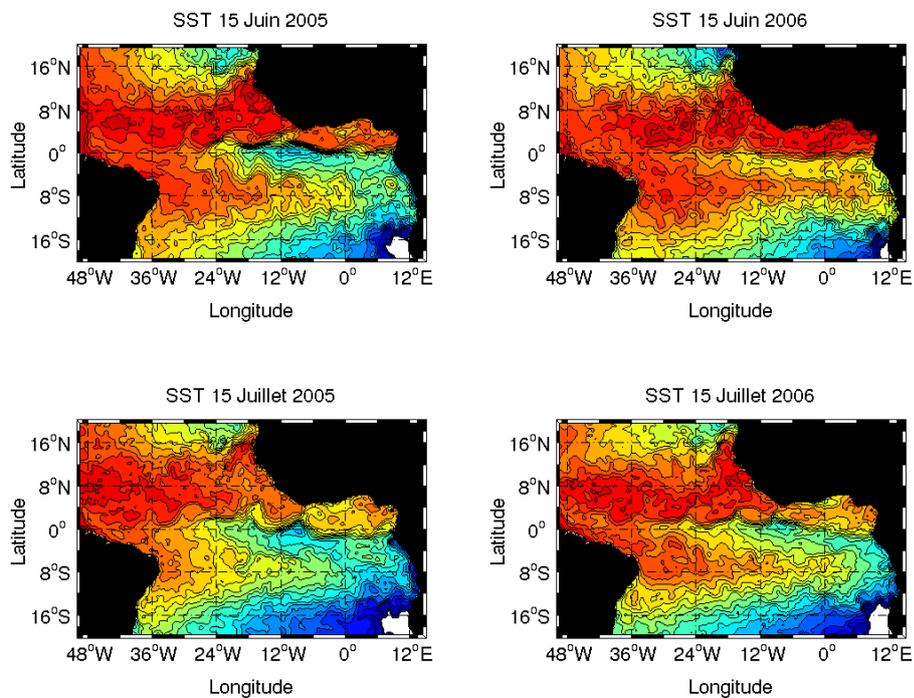


Figure 4.1 – Différences des températures de surface entre 2005 et 2006 aux dates du 15 juin et du 15 juillet. Source : OSISAF.

Dans le but de comprendre les causes de la langue d'eau froide dans l'atlantique équatorial les plusieurs théories, déjà exposées dans l'introduction à la section 2.4.1, ont alors été proposées.

D'autre part, des études de bilan de chaleur dans l'Atlantique équatorial, à partir de données d'observation [(author?) [88]; (author?) [130]; (author?) [38]] et à partir de modélisation numérique ((author?) [100]) sur l'océan superficiel montrent que les bilans de chaleur sont incertains et leurs fermetures très problématiques surtout dans l'Atlantique équatorial Est ((author?) [38]). Cependant, ces auteurs s'accordent tous à dire que les processus de subsurface jouent un rôle déterminant sur la variabilité de la SST dans la région de la langue d'eau froide tandis que les flux de chaleur dominant le bilan de part et d'autre de l'équateur (en dehors de la bande 4°S-4°N environ). On peut comprendre très clairement d'après ces auteurs que les bilans de chaleur dans l'Atlantique équatorial Est doivent être régionalisés. Dans cette étude, nous monterons plutôt que les variations de la SST sont plus conditionnées par les variations des flux de chaleur dans toute la zone équatoriale est et par le mélange turbulent spécialement dans la langue d'eau froide. Pour ce faire nous proposons de calculer des bilans dans des boîtes océaniques à partir des observations afin de comprendre quels sont les processus en jeu dans l'établissement et le maintien de la langue d'eau froide dans le Golfe de Guinée. Nous nous intéresserons aux échelles saisonnières et interannuelles et interpréterons nos résultats en regards de ceux de (author?) [38] et (author?) [100]. Des données nouvelles, celles des profileurs ARGO seront utilisées pour essayer de répondre aux questions que l'on se pose et qui sont les suivantes :

- 1°) Est-ce que les profileurs ARGO permettent d'estimer des bilans de chaleur fiables, surtout dans les régions équatoriales où les interactions océan-atmosphère sont très fortes ?
- 2°) Quels sont les processus qui conditionnent la variabilité de la SST en Atlantique équatorial Est, particulièrement dans le GG ? Est-ce que ce sont les flux de chaleur, l'advection (horizontal ou vertical), le mélange turbulent ou même l'entraînement ?
- 3°) Quels sont les processus qui causent l'établissement annuel de la langue d'eau froide dans l'Atlantique équatorial ?
- 4°) Quel est le rôle du mélange turbulent océanique dans l'établissement de la langue d'eau froide ?

Nous présenterons dans un premier temps, un bref historique sur les flotteurs ARGO et de leur fonctionnement puis nous parlerons des profils de température et de salinité et de la méthode utilisée pour la correction des dérives de salinité.

4.2 Programme ARGO

Les moyens d'investigation développés et déployés ces dernières années répondent à des objectifs principaux : 1. améliorer notre connaissance des processus physiques et biologiques dans l'océan, 2. surveiller l'évolution du climat et en particulier quantifier les effets du réchauffement climatique, 3. fournir des données d'initialisation et d'assimilation pour les modèles d'océanographie opérationnelle.

Le programme international ARGO, qui se fonde sur la technologie du flotteur profilant pour établir un réseau mondial d'observations de la température et de la salinité in situ diffusées en temps quasi-réel répond aux deux derniers points. Les utilisations scientifiques des flotteurs de type ARGO sont nombreuses. Par exemple, ((author?) [77]) ont pu obtenir pour la première fois une image complète et assez détaillée de la circulation dans la Mer du Labrador et la Mer d'Irminger grâce à un déploiement massif de flotteurs profilants dans cette zone difficile d'accès. Leur étude a modifié de façon conséquente le schéma de circulation, et donné de nouvelles pistes pour comprendre les chemins par lesquels l'eau de la Mer du Labrador est exportée dans le bassin Atlantique. On peut citer aussi les travaux de ((author?) [116]) qui utilisent les déplacements de flotteurs P-ALACE déployés à partir de 1997 afin de caractériser les régimes de circulation en Atlantique tropical. Le programme ARGO dispose d'une flottille de plus de 3000 flotteurs dans l'océan mondial. Les flotteurs sont programmés pour effectuer un profil vertical de la température et de la salinité sur les 2000 premiers mètres de profondeur tous les 10 jours. La couverture géographique en Octobre 2007 est illustrée par un exemple sur la figure 4.2. Le premier flotteur ARGO mis au point a été le P-ALACE ((author?) [28]). En France, l'Ifremer a développé un autre flotteur profilant de type ARGO, baptisé PROVOR, en partenariat avec la société MARTEC ((author?) [82]).

4.3 Les flotteurs profilants

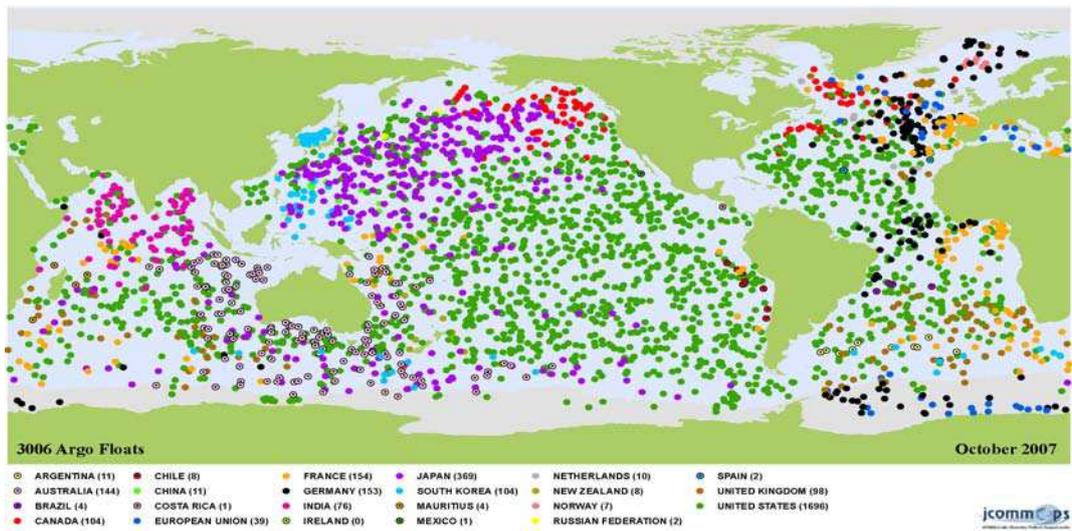


Figure 4.2 – Positions de flotteurs ARGO déployés et actifs en Octobre 2007, par pays (source : ARGO).

4.3 Les flotteurs profilants

4.3.1 Historique sur les flotteurs Argo

Les flotteurs sont des instruments conçus pour mesurer des profils de température et de salinité dans les océans. L'exploration des océans à l'aide de flotteurs lagrangiens de subsurface a débuté sous l'impulsion de John Swallow (1955) au Royaume-Uni et Henry Stommel (1955) aux Etats-Unis. Ces premiers flotteurs furent utilisés pour l'étude du courant profond de bord Ouest (Deep Western Boundary Current) ((author?) [127]). En 1969, Tom Rossby et Douglas Webb construisent un flotteur avec une fréquence d'émission de très grande portée comprise entre 500-600Hz. Il fut alors possible de recevoir le signal des flotteurs depuis des stations à terre d'écoute acoustique de l'armée américaine [(author?) [113]; (author?) [45]]. En 1973, l'expérience anglo-américaine MODE (Mid-Ocean Dynamics Experiment) marquait le début des grands projets d'exploration systématique de la dynamique à méso-échelle, en combinant l'utilisation de 20 flotteurs de type SOFAR, de courantomètres et de réseaux hydrologiques (MODE Group, 1978).

Dans un second temps, des récepteurs acoustiques autonomes purent être postés sur des mouillages, ce qui permit de s'affranchir complètement du bateau suiveur et des contraintes géographiques liées à l'installation de stations de réception à terre. Les inconvénients de ce système étaient d'une part que les mesures n'étaient disponibles qu'après relevage des récepteurs acoustiques autonomes (ALS), qui étaient généralement déployées pour des durées de 6 mois à un an, et d'autre part que les flotteurs étaient lourds, complexes, et que leur durée de vie et leur portée étaient limitées car ils devaient contenir les batteries nécessaires à l'émission acoustique. Le développement par Tom Rossby et collaborateurs des flotteurs de type RAFOS fut un bond technologique : ces flotteurs légers, petits et bon marchés rendirent possible une utilisation de routine ((author?) [114]). Ils transmettent leurs données via le système de communication par satellites ARGOS lorsqu'ils font surface à la fin de leur mission. En France, le MARVOR, flotteur multi-cycle acoustique a été développé par l'Ifremer et utilisé dans le projet SAMBA en Atlantique Sud ((author?) [95]) et dans les projets ARCANE et EUROFLOAT [(author?) [80]; (author?) [25]] dans l'Atlantique Nord-Est. Le projet ARCANE, un projet SHOM/Ifremer avec des coopérations internationales, était focalisé sur les eaux centrales (niveau 450 m) et les eaux d'origine méditerranéenne (niveau 1000 m). Le projet européen EUROFLOAT avait pour but l'étude de l'eau profonde de la Mer du Labrador (niveau 1750 m). La prise de conscience de la possibilité d'un changement climatique dans l'océan a été la principale motivation pour un suivi global en temps réel de l'hydrologie, et en particulier de la température en surface et en profondeur. Le programme ARGO a pour but de mettre en place et de maintenir un ensemble de 3000 flotteurs mesurant la température et la salinité dans toutes les mers ouvertes du Globe. Des variantes des flotteurs ALACE et MARVOR, baptisées respectivement P-ALACE et PROVOR furent développées à la fin années 1990. Ces flotteurs profilants sont capables de mesurer la température et la salinité sur un profil vertical entre 2000 m et la surface, et de le transmettre via le système ARGOS qui détermine en même temps leur position de surface. De nombreux programmes de recherche incluent maintenant des déploiements de flotteurs profilant PROVOR, à commencer par POMME, OVIDE (Observation de la Variabilité Interannuelle et Décennale en Atlantique Nord, LPO) et FLOSTRAL (étude des eaux antarctiques intermédiaires).

4.3.2 Le fonctionnement des flotteurs ARGO

Les flotteurs PROVOR sont localisés par le système ARGOS pendant leur séjour en surface qui dure typiquement une dizaine d'heures, puis plongent à une profondeur de dérive où ils restent pendant un intervalle de temps de plusieurs jours, avant de plonger jusqu'à la profondeur de début de profil (2000m) d'où ils remontent à la surface à vitesse contrôlée en mesurant la température et éventuellement (suivant le type d'instrument) la conductivité de l'eau. Le cycle du PROVOR est décrit par ((author?) [82]). Durant la phase de test d'ARGO, différentes immersions et durées de cycle ont été testées. ARGO recommande maintenant une profondeur de dérive de 1000 m et une période de 10 jours. Sur le PROVOR, la durée totale du cycle ainsi que la profondeur de dérive peuvent être programmées. La figure 4.3.2 montre un exemple réel de profil d'un cycle dont la période est de 10 jours et la profondeur de dérive nominale à 1500 m.

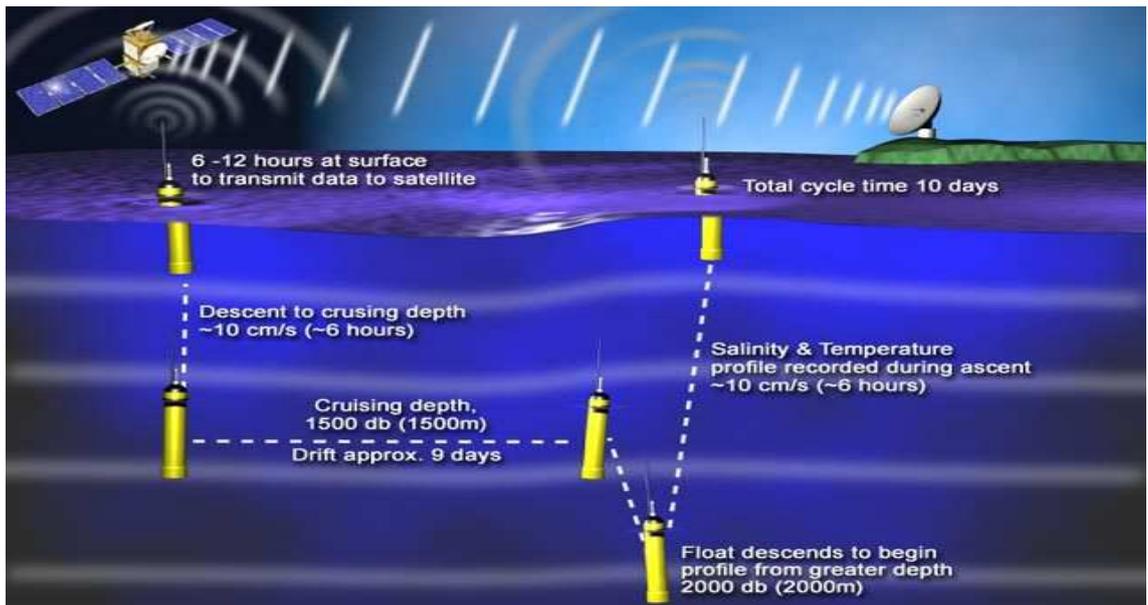


Figure 4.3 – Schéma montrant le cycle typique d'un flotteur ARGO.

4.3.3 Flotteurs déployés pendant les campagnes EGEE

Les campagnes EGEE ont été l'occasion de déployer un certain nombre de flotteurs dans l'Atlantique équatorial est. Les types de flotteurs (PROVOR ou SOLO), leurs étiquettes, la date et l'heure ainsi que les coordonnées géographiques de leur déploiement sont répertoriés sur le tableau 4.5.1. Ces flotteurs, au nombre de 36, ont été additionnés avec 24 autres flotteurs déployés avant 2005 pour étudier les bilans de chaleurs dans l'Atlantique tropical Est.

TYPE	S/N	code WMO (1900xxx)	Date	Heure (TU)	Latitude	Longitude
PROFILEURS MIS À L'EAU PENDANT EGEE 1 (juin 2005)						
PROVOR	04-S2-58	556	26/05/2005	23h15	N 05°59.45	W 020°42.786
PROVOR	04-S2-41	540	09/06/2005	11h01	N 02° 59.744	E 001° 09.921
PROVOR	04-S2-47	546	10/06/2005	16h56	S 00°00.438	W 000°05.070
PROVOR	04-S2-48	547	11/06/2005	14:24	S 2°30.051	W 002°32.860
PROVOR	04-S2-44	543	12/06/2005	10:58	S 05°00.384	W 005°05.183
PROVOR	04-S2-46	545	13/06/2005	09h04	S 07°29.844	W 007°29.648
PROVOR	04-S2-42	541	14/06/2005	18h07	S 09°57.994	W 009°58.568
PROVOR	04-S2-43	542	16/06/2005	01h35	S 06°29.315	W 009°59.733
PROVOR	04-S2-52	551	17/06/2005	09h30	S 3°58.571	W 010°00.178
PROVOR	04-S2-56	554	18/06/2005	09h40	S 00°58.739	W 009°59'792
PROVOR	04-S2-45	544	19/06/2005	14:59	N 1°30'082	W 009°59'887
PROVOR	04-S2-54	553	20/06/2005	16h24	N 02°30.04	W 007°00.04
SOLO	446	527	26/06/2005	22h16	S 00°00'460	E 002°10'187
SOLO	444	528	28/06/2005	06h54	S 02°59'954	E 002°30'015
SOLO	441	529	29/06/2005	04h00	S 04°29'794	E 003°50'280
SOLO	445	530	30/06/2005	08h36	S 04°30'13	E 007°00'08
PROVOR	04-S2-51	550	02/07/2005	17h40	S 00°59'500	E 007°29'500
PROVOR	04-S2-57	555	03/07/2005	17h31	N 01°30'500	E 005°59.990
PROFILEURS MIS À L'EAU PENDANT EGEE 2 (septembre 2005)						
SOLO	428	561	12/09/2005	20h59	S 01°58.08	W 009°58.433
SOLO	442		14/09/2005	11h32	N 01°30.35	W 009°58.510
PROVOR	459	557	16/09/2005	12h59	N 01°59.99	W 2°00.46
PROVOR	450	549	22/09/2005	03:59	N 0°00'.35	E 2°51'.01
PROVOR	453	552	24/09/2005	16:22	S 2°19.01	E 5°19.72
PROVOR	449	548	23/09/2005	07:47	S 03°00.51	E 2°50.43
PROFILEURS MIS À L'EAU PENDANT EGEE 3 (mai-juillet 2007)						
PROVOR	PV513	601	30/05/2006	06:25	0°00.002 N	0°00.058 W
PROVOR	PV522	615	30/05/2006	19:23	0°00.55 S	2°30.25 W
PROVOR	PV511	599	31/05/2006	19:58	0°00.308 S	7°29.912 W
PROVOR	PV520	613	04/06/2006	20:39	2°29.608 S	9°59.585 W
PROVOR	PV515	608	10/06/2006	22:38	9°59.694 S	9°56.655 W
PROVOR	PV 518	611	12/06/2006	13:27	5°00.600 S	4°59.815 W
PROVOR	PV521	614	13/06/2006	10:51	2°30.344 S	2°29.392 W
PROVOR	PV 516	609	21/06/2006	00:45	1°59.506 N	5°59.773 E
PROVOR	PV 514	607	06/24/2006	01:19:	0°46.125 S	6°29.714 E
PROVOR	PV 512	600	27/06/2006	02:38	6°00.377 S	8°59.206 E
PROVOR	PV 519	612	29/06/2006	11:14	6°02.259 S	5°58.825 E
PROVOR	PV 517	610	04/07/2006	5:46	3°29.°48 N	2°49.832 E

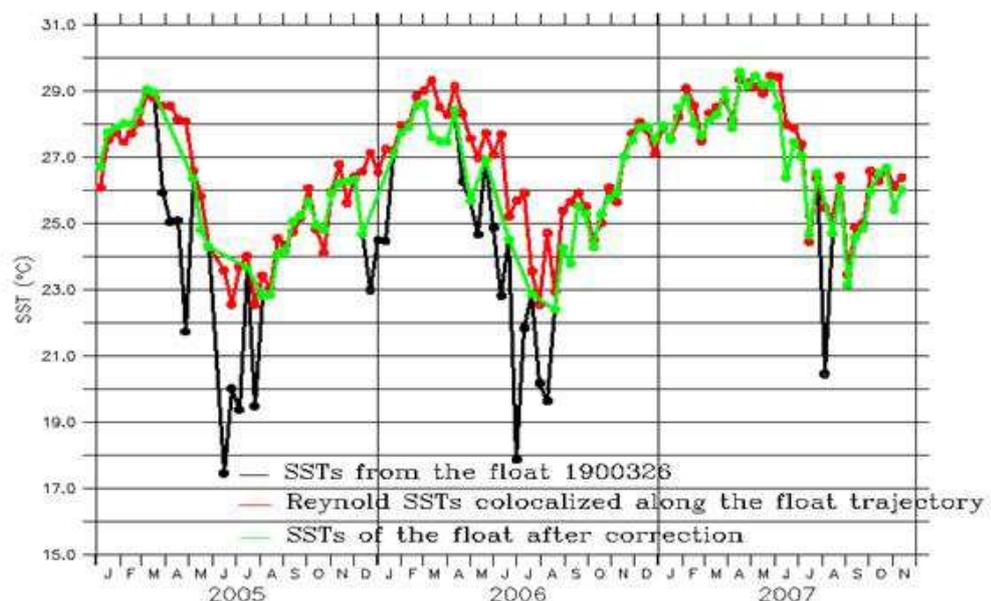
– Tableau 4.2.3 : Récapitulatifs des flotteurs déployés pendant les campagnes EGEE et leurs statuts de fonctionnement. Source : Bernard Bourlès.

4.4 Validation des données ARGO

Les données collectées dans la région entre 2005-2007 ont été téléchargées à partir du site Coriolis à la l'adresse suivante : <http://www.coriolis.eu.org/cdc/Argo/html>. Ces données combinent aussi bien les données en temps réel (c'est-à-dire que ces données sont validées par des tests automatiques et la visualisation des profils montrant une anomalie par un opérateur Coriolis) et les données en temps différé validées par les PI (Principal Investigators). Toutes ces données ont été téléchargées sans distinction sur la période 2005-2007. En dépit des traitements du centre Coriolis, il s'est avéré nécessaire de développer un traitement supplémentaire, afin de pouvoir réaliser des bilans sur la couche de mélange d'une part et de tenir compte de leurs très faibles épaisseurs dans la région d'autre part. En effet, la question a été de savoir comment prolonger les profils jusqu'en surface, sachant que la plupart d'entre eux s'arrêtent à des profondeurs comprises entre 40 m et 5 m. Deux solutions paraissaient pertinentes pour cela : prendre comme température de surface la dernière température mesurée, ou bien extrapoler jusqu'à la surface le gradient vertical de température. Dans l'un ou l'autre des cas, la structure résultante de la couche de surface peut être complètement différente. Le traitement développé dans cette étude ne concerne que la température, compte tenu du fait que l'objectif de cette étude est de déterminer des bilans de chaleur dans l'Atlantique équatorial. Cependant, un programme développé par ((**author?**) [143]) pour la correction des dérives de salinité existe et est gratuitement téléchargeable sur Internet avec toutes les informations nécessaires pour son fonctionnement. En général, la température est très stable comparée à la salinité mais certaines précautions doivent être prises car il n'est pas rare de trouver des données très largement en dehors des valeurs climatologiques. Le traitement complémentaire appliqué dans cette étude est la suivante : 1) Pour chaque flotteur, on commence par enlever toutes les valeurs manquantes de la série de données. 2) Les profils de température sont ensuite linéairement interpolés tous les mètres. Pour les profils dont la première valeur observée n'est pas en surface alors on l'extrapole jusqu'à la surface. 3) On récupère ensuite sur la trajectoire du flotteur toutes les informations utiles : sa position, le temps, la température, la profondeur.

Connaissant toutes les informations sur le flotteur, on interpole toutes les données nécessaires pour le calcul des bilans de chaleur, telles que les champs de SST Reynolds, les champs de courant le long de la trajectoire du flotteur. 4) Les SSTs (premières valeurs de température) du flotteur sont alors comparées avec les champs de SST Reynolds précédemment récupérés. Cette méthode s'avère très efficace car elle permet de comparer deux champs de température totalement indépendants. De plus, elle permet de lever les incertitudes sur la validité des SSTs extrapolées à la surface pour les profils dont la première valeur de température est trop profonde. Dans l'Atlantique équatorial Est (particulièrement dans le Golfe de Guinée), la thermocline est très proche de la surface (inférieure à 30m). Si la première valeur de température observée d'un profil donnée est plus profonde que cette valeur alors l'extrapolation de cette température jusqu'à la surface n'est plus valide car cette SST sera très largement inférieure aussi bien aux données climatologiques qu'aux données Reynolds. On s'est alors fixé un seuil de 2°C tolérable (seuil empirique) au delà duquel le profil de température est éliminé. 5) La cinquième étape consiste à faire une inspection visuelle profil par profil c'est-à-dire à voir si sa structure verticale est réaliste.

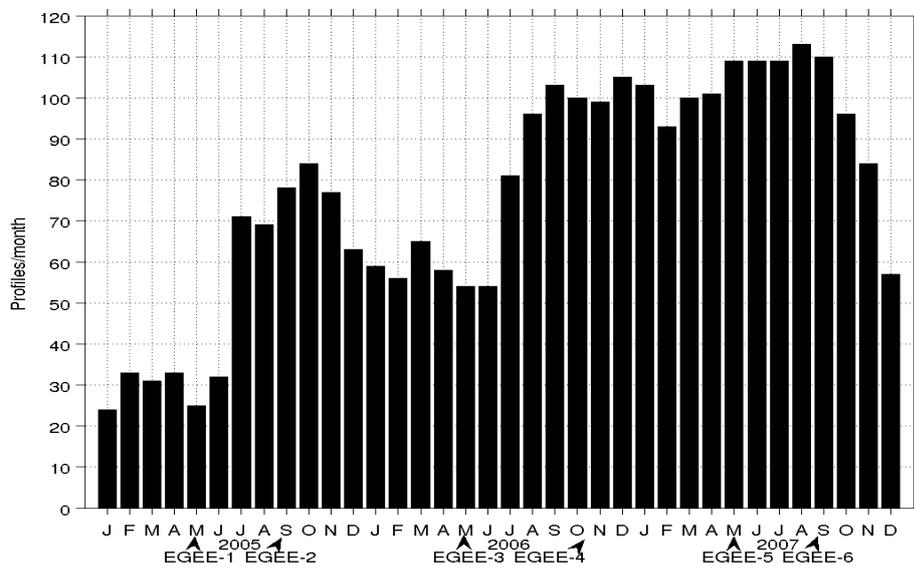
Un exemple type de la correction faite est mis en évidence sur la figure 4.4 pour le flotteur 1900326.



– Figure 4.4 : Comparaison le long de la trajectoire des SSTs pour le flotteur 1900326 avant élimination (en noir) et après (vert) avec les SSTs ((author?) [111]) (en rouge).

4.4 Validation des données ARGO

On constate très clairement sur la figure 4.4 que certaines valeurs de SSTs du flotteur 1900326 avant correction sont totalement aberrantes. Des écarts de plus de 7°C peuvent être observés sur la figure ce qui veut dire que la première valeur de température du profil en question est trop loin en profondeur pour être extrapolé brutalement jusqu'à la surface. Ainsi tous les profils qui rentrent dans ce cas sont purement et simplement supprimés et la courbe verte montre le résultat obtenu après correction. On constate finalement que la courbe verte est en très bon accord avec les données de SST Reynolds.



– Figure 4.5 : Evolution du nombre de profils Argo par année dans la région d'étude (15°O-Côte ; 10°S-6°N) entre 2005-2007.

La répartition temporelle du nombre de profils collectés et corrigés selon notre propre traitement depuis 2005 est présentée sur la figure 4.5. Cette figure rend compte du faible nombre de profils avant mai 2005 (moins de 40 profils par mois), date à laquelle les campagnes EGEE ont débuté. Il est à noter que plus de 80 pour cent des profils ont été collectés après mai 2005. On passe de 20 profils par mois en janvier 2005 à plus de 100 profils par mois en janvier 2007. Ainsi, afin de compléter notre jeu de données, nous avons ajouté les données des bouées PIRATA présentes dans la zone aux positions suivantes ($[0^{\circ}\text{N}, 10^{\circ}\text{O}]$; $[6^{\circ}\text{S}, 10^{\circ}\text{O}]$; $[10^{\circ}\text{S}, 10^{\circ}\text{O}]$ et $[0^{\circ}\text{N}, 0^{\circ}\text{E}]$.

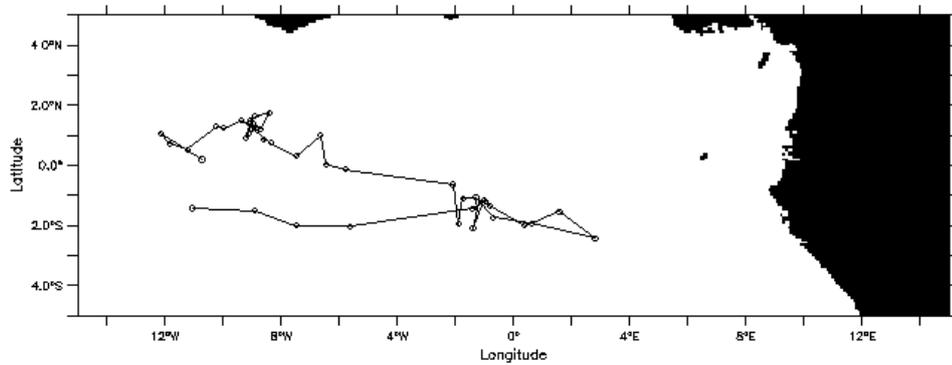
4.5 Procédure de calcul des bilans de chaleur

Nous détaillons dans cette section la procédure de calcul des bilans de chaleur dans la région. Nous détaillerons les hypothèses faites sur les termes de l'équation du bilan difficilement calculables. Comme les bilans de chaleur sont calculés dans la couche de mélange océanique, il est important de valider les profondeurs de couche de mélange. Car les résultats obtenus sont très sensibles à l'estimation de ces profondeurs de couche de mélange.

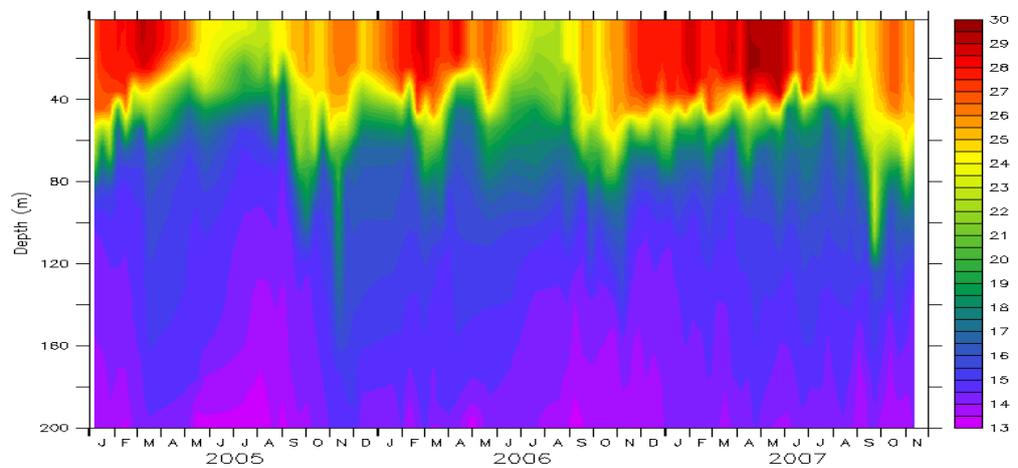
4.5.1 Profondeur de couche de mélange dans l'Atlantique équatorial Est

Il existe dans la littérature plusieurs méthodes de calcul des profondeurs de couche de mélange (PCM). Parmi ces méthodes on peut citer les méthodes fondées sur des critères en température, salinité, en densité, en gradient de densité etc... Il n'y a pas de consensus pour le critère de calcul des PCM. En ce qui nous concerne, nous avons testé plusieurs méthodes. On va prendre l'exemple du flotteur 1900326 car il échantillonne bien la zone (d'est en ouest et du nord au sud). La trajectoire du flotteur en question et la coupe verticale de température est représentée sur la figure 4.6 et 4.7

4.5 Procédure de calcul des bilans de chaleur



– Figure 4.6 : Trajectoire du flotteur 1900326 dans l’Atlantique Equatorial Est pendant la période 2005-2007.

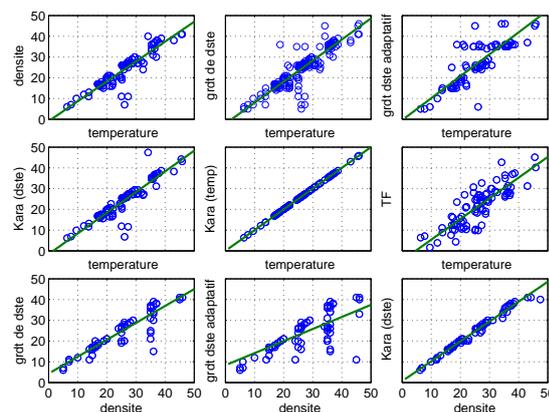


– Figure 4.7 Profils de température du flotteur 1900326 dans l’Atlantique Equatorial Est pendant la période 2005-2007.

Nous avons essayé plusieurs critères de calculs de PCM dans cette étude. Ces critères sont : un critère en température, en densité, en gradient de densité, le critère de ((author?) [66]) en température, le critère de ((author?) [66]) en densité, le critère de (author?) [128], qui sont explicités dans le Tableau 4.1 en terme de seuil adopté et de profondeur de référence (i.e. profondeur à partir de laquelle le profil est scruté). Nous avons comparé les différents PCM obtenus pour le flotteur 1900326 précédemment décrit. Les résultats obtenus sont montrés sur la figure 4.7.

Critère	Seuil	Zref
de température	$\Delta T = 0.2^\circ\text{C}$	1m
de densité	$\Delta\sigma_\theta = 0.01 \text{ kg/m}^3$	1m
en gradient de densité	$\Delta\delta\sigma_\theta / \delta z = 0.002 \text{ kg/m}^4$	1m
Kara et al. (2000) en températu	$\Delta T = 0.2^\circ\text{C}$	1m
Kara et al. (2000) en densité	$\Delta\sigma_\theta = \sigma_\theta(T + \Delta T, S) - \sigma_\theta(T, S)$ avec $\Delta T = 0.1^\circ\text{C}$	1m
Thomson and Fine (2003)	Erreur sur la norme = 0.1°C	1m

Tableau 4.1 : Les différents critères testés pour estimer les profondeurs de couche de mélange.



– Figure 4.8 : Comparaison des Profondeurs de Couche de Mélange (PCM) avec les différents critères utilisés dans cette étude (Tableau 4.2).

Les deux premières lignes sur la figure 4.8 comparent le critère de température avec les autres critères et la troisième ligne compare le critère en densité avec les critères en gradient de densité, en gradient de densité adaptatif et le critère de Kara en densité. Un seuil de 0.2 a été choisi pour les critères en température, un seuil de 0.05 pour les critères en densité et un critère de 0.01 pour le gradient de densité. On voit très clairement que les critères sont loin d'être équivalents à part quelques rares exceptions (i.e., le critère de température et celui de Kara en température). En effet, si les PCM étaient équivalents, toutes les valeurs seraient exactement sur la droite de régression (en rouge). Cependant, des différences de plus de 10m sont observées dans certains cas. Dans cette étude le critère de température a été privilégié suivant les recommandations (author?) [29].

4.6 Méthodologie de calcul du bilan

Une description plus détaillée de la procédure de calcul des bilans de chaleur dans la couche de mélange océanique et des données utilisées dans cette étude peut être vue dans le paragraphe 4.6.1 qui se trouve dans l'article accepté pour publication dans le Journal Geophysical Research ((author?) [135]) et ici nous en ferons juste une très succincte description. Partant de l'équation générale du bilan de chaleur intégré sur la PCM ((author?) [18]) et après de nombreuses hypothèses et simplifications, l'équation du bilan résolue s'écrit comme suit :

$$\rho_0 C_p \partial_t \langle T \rangle = \rho_0 C_p [-hU \cdot \nabla SST - \langle T \rangle - T(-h)] w_e(-h) + F_{net} + Q_{pen} + Res(4.1)$$

avec

$$F_{net} = F_{sol} + F_{nsol} \quad (4.2)$$

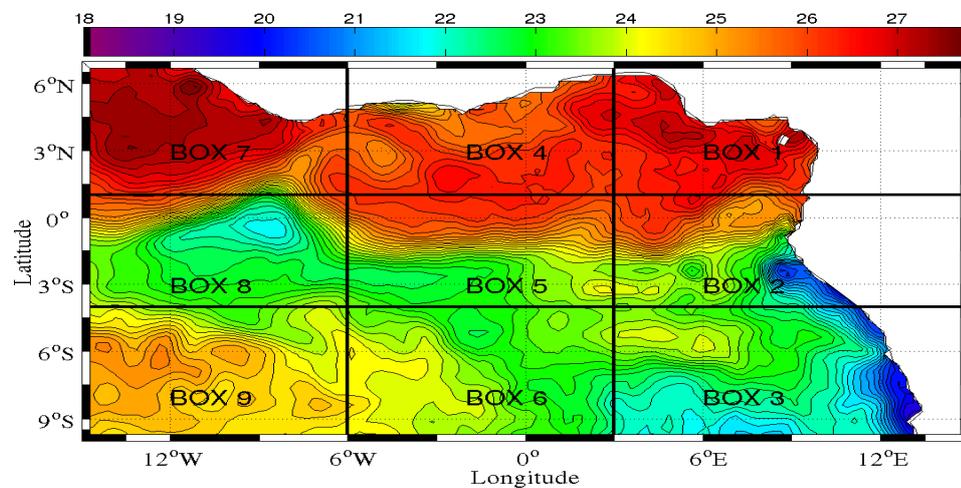
qui représente la somme des flux de chaleur latente, sensible, Infra-rouge et solaire et Q_{pen} le flux solaire qui passe à la base de la couche de mélange. Les termes individuels de l'équation (1) représentent de la gauche vers la droite : $\rho_0 C_p \partial_t \langle T \rangle$ le stockage de chaleur, $\rho_0 C_p [-hU \cdot \nabla SST]$ l'advection horizontale de température, $\rho_0 C_p [\langle T \rangle - T(-h)] w_e(-h)$ l'entraînement à la base de la couche de mélange, F_{net} le flux net de chaleur et Q_{pen} le flux solaire qui passe à la base de la couche de mélange et un terme résiduel qui inclut les termes de l'équation du bilan qui ne peuvent pas être calculés à partir des flotteurs Argo

(mélange vertical) mais aussi le terme résiduel inclut toutes les incertitudes associées à l'échantillonnage et les erreurs de calcul.

Tenant compte de la particularité de résultats antérieurs tels que [(author?) [88]; (author?) [38] et de (author?) [100]] comme discuté précédemment, le domaine d'étude a été subdivisé en 9 boîtes pour tenir compte des hétérogénéités régionales de la dynamique et de la thermodynamique de la zone d'étude à l'échelle saisonnière. Les bandes latitudinales sont définies comme suit :

1) la limite inférieure des boîtes au nord (qui inclut les boîtes 1, 4 et 7) coïncide avec la position du front de SST (près de 1°N) comme montré sur la figure 4.9.

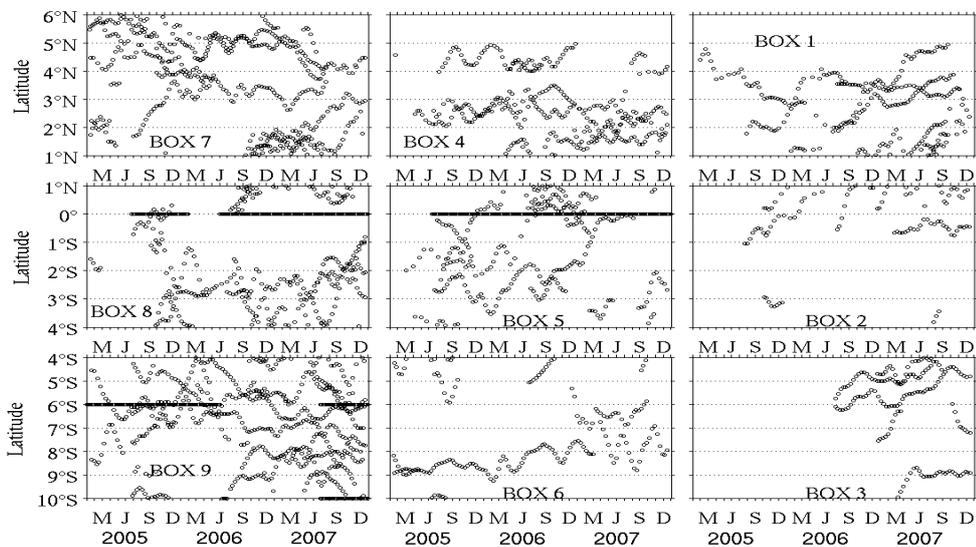
2) La région de la langue d'eau froide (qui inclut les boîtes 2, 5 et 8) est sous l'influence du SEC (Courant Equatorial Sud) et de l'EUC (Sous-Courant Equatorial ; [(author?) [126]]) dont la remontée en surface agit directement sur la SST par l'intermédiaire du fort mélange avec le SEC ((author?) [55]). Le flux net de chaleur est pratiquement positif toute l'année et s'oppose ainsi avec le refroidissement induit par les processus de subsurface ((author?) [148]).



– Figure 4.9 : Répartition des boîtes dans l'Atlantique tropical Est. Les couleurs représentent la SST à la date du 15 Juillet 2005. Source (author?) [111]

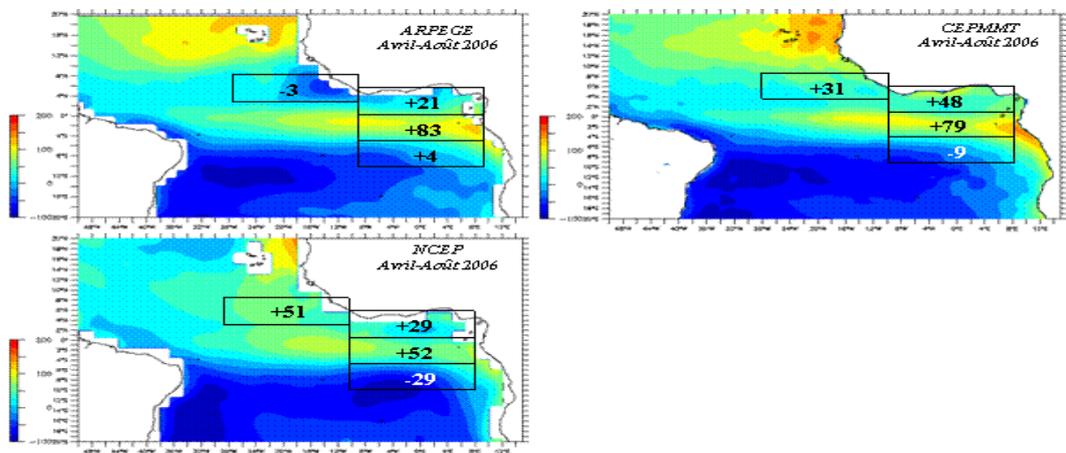
4.6 Méthodologie de calcul du bilan

3) Dans la bande au sud (boîtes 3, 6 and 9), la variabilité de la SST est principalement dominé par les flux de chaleur [(author?) [148]; (author?) [100]; (author?) [38]] et les processus de subsurface sont faibles à l'exception de la boîte 3 qui est sous l'influence de l'upwelling côtier. La répartition des bandes longitudinales est définie comme suit : 4) la bande côtière (boîtes 1, 2, 3) le refroidissement est largement associé aux upwellings côtiers via les propagations d'ondes de Kelvin cotières. Cette bande se caractérise aussi par ses faibles PCM, de l'ordre de 5-20m tout au long de l'année ((author?) [29]). 5) la bande comprise entre 6°O et 3°E (boîtes 4, 5, 6) qui définit la partie centrale de la zone d'étude. 6) la bande la plus à l'ouest (boîtes 7, 8, et 9) est la région où les TIWs se développent et se propagent vers l'Ouest. La figure 4.10 montre la répartition temps-latitude du nombre de profils dans chaque boîte. On voit très clairement que les profils sont plus nombreux à l'ouest qu'à l'est indiquant que les flotteurs sont déployés plus à l'Ouest qu'à l'Est du bassin. Le nombre de profils dans chaque boîte est le suivant : 275 dans la boîte1 ; 124 dans la boîte2 ; 143 dans la boîte3 ; 334 dans la boîte4 ; 444 dans la boîte5 ; 167 dans la boîte6 ; 496 dans la boîte7 ; 453 dans la boîte8 et 750 dans la boîte9.



– Figure 4.10 : Diagramme temps-latitude du nombre de profils dans chaque boîtes. Les traits continus représentent les profils des bouées PIRATA.

Dans la procédure de calcul des bilans de chaleur, les bilans sont calculés à partir des flotteurs individuels c'est-à-dire en suivant sa trajectoire et en utilisant un schéma de différence centrée entre deux profils consécutifs séparés par un pas de temps Δt . Comme Δt n'est pas tout le temps égal à 10 jours du fait du traitement complémentaire qui supprime certains profils, une condition supplémentaire a été imposée dans le calcul des bilans : si l'intervalle de temps entre deux profils est supérieur à 1 mois, le bilan n'est pas estimé parce que le pas de temps est trop grand pour que le bilan soit représentatif. Ensuite des moyennes mensuelles ont été calculées dans chaque boîte à partir des bilans calculés tous les 10 jours et pour l'ensemble des flotteurs présents dans la même boîte. Afin d'obtenir des bilans de chaleur précis dans la zone d'intérêt, il est utile de s'attarder un peu sur le choix des données utilisées (les flux de flux de chaleur, les courants) dans cette étude. En effet, il existe plusieurs produits de flux de chaleur : les données du CEPMMT, NCEP et ARPEGE. Les études de (author?) [17]) ont permis d'évaluer ces produits pendant la période de la mise en place de la langue d'eau froide en 2006. Ces travaux montrent qu'il existe de très fortes différences sur ces trois modèles.



– Figure 4.11 : Comparaison des flux nets issus des différents modèles (ARPEGE, CEPMMT, NCEP) dans l'Atlantique. D'après (author?) [17]

La figure 4.11 reproduite ci-dessus montre les cartes de flux net de chaleur sur la zone Atlantique pendant la période avril-août 2006. Des différences maximales atteignant 54 W/m^2 sur la boîte située au nord-est (entre NCEP et ARPEGE), 27 W/m^2 sur la golfe de Guinée (entre CEPMMT et ARPEGE) et 31 W/m^2 (entre NCEP et ARPEGE) témoignent de l'incertitude qui existe entre ces modèles. Les écarts types montrent que les plus fortes variabilités sont notées pour les modèles ARPEGE et NCEP et peuvent être associées aux zones de convection (ZCIT). Les plus faibles variabilités sont observées pour le modèle du CEPMMT ce qui est dû probablement à la faiblesse des vents. D'après les conclusions de (author?) [17] aucun champ de flux ne peut être utilisé comme référence absolue (pour l'instant !). Il s'est posé alors la question de savoir lequel de ces champs de flux choisir pour le calcul des bilans de chaleur dans le GG. En utilisant les flux de chaleur estimés pendant la campagne EGEE-3 d'après les mesures du mât instrumenté, il apparaît que les flux du CEPMMT se comparent le mieux aux données de l'ATALANTE ((author?) [17]). Ce qui justifie dans ce qui suit le choix fait sur ce dernier.

4.7 Article

Cette étude fait l'objet d'un article sous presse (doi :10.1029/2010JC006683) au Journal Geophysical Research ((author?) [135]) qui est reproduit ci-après.

4.7.1 Résumé de l'article

Dans cette étude, les processus qui contrôlent la variabilité à l'échelle saisonnière et interannuelle sont étudiés dans l'Atlantique équatorial Est. Pour ce faire, les flotteurs ARGO qui ont échantillonné la zone en 2005-2007 lors des campagnes EGEE ont été utilisés. En complément de ces données, les bouées PIRATA qui fournissent des profils de température à haute résolution temporelle ont aussi été utilisées. La région est subdivisée en neuf boîtes afin de tenir compte des hétérogénéités dynamiques et thermodynamiques de la zone. A partir des bilans à 10 jours calculés le long de la trajectoire des flotteurs, des moyennes mensuelles ont été déduites dans chaque boîte. Nous montrons dans cette étude que pour la période considérée : 1) L'amplitude du refroidissement/réchauffement est fortement contrastée selon les régions. La gamme de variation du terme de stockage est comprise entre -100 W.m^{-2} à $+50 \text{ W.m}^{-2}$. 2. Les maxima de refroidissement sont observés dans la bande la plus au sud alors que les minima de refroidissement se situent paradoxalement dans la bande de la langue d'eau froide.

Ceci est dû aux faibles PCM qui existent dans ces régions. 2) La date du refroidissement saisonnier commence en mai-juin et se poursuit jusqu'au mois d'août en accord avec des études antérieures. L'existence d'une petite saison froide est également mise en évidence en novembre et décembre dans toutes les boîtes au nord de 6°S. 3) Parmi les processus explicitement calculés, le flux net de chaleur est le principal processus qui module le cycle saisonnier de la SST dans le bassin ; il domine le bilan à toutes les échelles temporelles considérées. Ce terme est positif tout au long de l'année et dans toutes les boîtes sauf celles du sud où il devient fortement négatif en été : ce comportement s'explique par les flux de chaleur latente qui deviennent prépondérants à cette période de l'année. 4) Le flux solaire qui passe à la base de la couche de mélange et l'advection horizontale contribuent également au bilan de chaleur, mais dans une moindre mesure que les flux de surface. Le premier, calculé grâce à une paramétrisation à double exponentielle montre un cycle saisonnier fort dans toutes les boîtes. 5) L'entraînement et les processus tourbillonnaires (dus principalement aux ondes d'instabilité tropicales dans les boîtes 7 et 8) contribuent peu au bilan de chaleur. 6) Le résidu entre le terme de la tendance et les processus explicitement calculés montre un cycle saisonnier marqué surtout dans la région de la langue d'eau froide. Sa valeur absolue présente des maxima pendant l'été et des minima en hiver. 7) Le cycle saisonnier du résidu est, au premier ordre, associé au cycle saisonnier du mélange vertical turbulent. Les observations indépendantes de turbulence océanique effectuées sur la radiale à 10°W dans le GG pendant EGEE/AMMA ((**author?**) [30]) montrent un très bon accord avec le résidu. Ce résultat permet de suggérer que le mélange vertical est un terme prépondérant du refroidissement dans les boîtes de la langue d'eau froide, ainsi que dans les boîtes situées au nord.

Dans les zones où l'on ne dispose pas de mesures de turbulence, une attention particulière doit être portée au terme de résidu. En effet, ce terme incorpore en plus du mélange vertical non calculé, toutes les erreurs provenant de l'échantillonnage, celles issues des produits utilisés (flux de chaleur, courants), ainsi que celles induites par les paramétrisations utilisées (du flux solaire à la base de la couche de mélange).

4.8 Article

1 **Variability of the Mixed Layer Heat Budget in the Eastern**
2 **Equatorial Atlantic during 2005-2007 as**
3 **Inferred using ARGO Floats**

4 **Malick Wade**^{1,2,3,4}, **Guy Caniaux**², **Yves du Penhoat**^{1,3}

5
6
7 ¹ IRD; LEGOS, 14 Av. Edouard Belin, F-31400 Toulouse, France

8 ² Centre National de Recherches Météorologiques (CNRM/GAME, Météo-France/CNRS), 42
9 Av. Gustave Coriolis, F-31057 Toulouse, France

10 ³ Université de Toulouse; UPS (OMP), LEGOS, F-31400 Toulouse, France

11 ⁴ Presently at LPAOSF/UCAD, BP 5085, Dakar, Senegal

12
13
14 Corresponding author address:

15 malick172@yahoo.fr

16
17 Key words : **Eastern equatorial Atlantic, Gulf of Guinea, ARGO floats, heat budget,**
18 **mixed layer, Atlantic cold tongue, vertical turbulent mixing**

19 **Abstract**

20 We examine the variability of the sea surface temperatures in the eastern equatorial Atlantic
21 during 2005-2007 by using ARGO profiling floats, PIRATA buoys and satellite, in-situ, and
22 atmospheric datasets. The eastern equatorial Atlantic, characterized by shallow mixed layers
23 all year long, is divided into nine boxes of nearly equal surface area, with respect to the
24 dynamics and thermodynamics in this region. Monthly mixed layer heat budgets are
25 computed in each box from 10-day ARGO profiles. In all the boxes, the net surface heat flux
26 is one of the main causes of the seasonal evolution of sea surface temperatures for the three
27 studied years. The amount of short-wave radiation penetrating through the base of the mixed
28 layer and horizontal heat advection may locally contribute to the temperature variability,
29 while entrainment has a weaker contribution. To balance the heat budget, a residual term
30 exists which includes all processes that cannot be calculated with observations as well as the
31 possible errors in the other terms. This residual is more intense in the cold tongue and the
32 northern region, and exhibits a clear seasonal cycle, with minimum (negative) values in boreal
33 summer and maximum values in winter. This residual compares well with available
34 observations of vertical turbulent mixing collected during EGEE campaigns (2005-2007) in
35 the eastern equatorial Atlantic. When assuming that the residuals are mostly associated with
36 vertical turbulent mixing, it can be conjectured that turbulent mixing is a significant cooling
37 source in the cold tongue and north of the equator.

38 **1. Introduction**

39 The Eastern Equatorial Atlantic [15°W, 15°E and 10°S, 6°N] (EEA hereafter) is the
40 place where the Atlantic Cold Tongue (ACT) appears. In the ACT, Sea Surface Temperatures
41 (SSTs) drop relatively fast in spring and early boreal summer, by as much as 7°C [Merle,
42 1980; Picaut, 1983]. The ACT extends from the African coast to roughly 20°W and reaches
43 its minimum temperature near 10°W at the equator and then propagates to the West [Carton
44 and Zhou, 1997].

45 The source of year-to-year variability of SSTs in the EEA is not well known. For
46 example, the years 2005 and 2006 exhibited contrasting SST evolution in the EEA in boreal
47 summer. In 2005, the cooling started earlier than usual (mid-May), while in 2006 SSTs were
48 warmer and a time-shift (one-month) in the ACT appearance was observed [Janicot *et al.*,
49 2008; Marin *et al.*, 2009]. 2006 minus 2005 SSTs in the ACT region were up to 3°C. Marin *et*
50 *al.* [2009] attributed the unusually cool SSTs in 2005 to both the basin preconditioning and
51 earlier, more intense southeasterly winds in the western tropical Atlantic south of the equator.

52 Recently, using statistical analyses based on Reynolds *et al.* [2007]’s SST dataset,
53 Caniaux *et al.* [2011] found that, during the past three decades, the lowest SST values in the
54 ACT were reached in 1982 and 2005. They found a year-to-year variability of: 1) the spatial
55 extension of the ACT, 2) its dates of formation and 3) its duration. The authors also found a
56 high correlation between the dates of the ACT formation and the African monsoon jump (up
57 to 80%), in agreement with Brandt *et al.* [2011] who determined lagged regression patterns of
58 SST, wind, and rainfall associated with variable ACT and monsoon onset dates.

59 De Coëtlogon *et al.* [2010], using statistical analyses based on TMI SSTs and
60 QuickSCAT surface wind measurements, investigated the intraseasonal variability of air-sea
61 interactions in the Gulf of Guinea (GG) during spring and summer. They found the existence
62 of wind peaks around 15 days and a maximum correlation between SSTs and winds with a 5

63 day lag with the wind forcing, suggesting that there is strong coupling between SSTs and the
64 surface winds in the GG.

65 Based on the findings cited above, it is necessary to examine the seasonal SST
66 variability in the EEA closely. A number of observational [*Merle, 1980; Foltz et al., 2003*]
67 and modeling studies [*Philander and Pacanowski, 1986; Yu et al., 2006; Peter et al., 2006*]
68 have addressed the causes of the seasonal cycle of SSTs in the EEA. They indicate that, in the
69 ACT, the main cooling is due to vertical subsurface processes (vertical advection, mixing and
70 entrainment), which are nearly balanced by the warming due to atmospheric fluxes, but
71 horizontal advection can also make a significant contribution locally. Off equator, *Foltz et al.*
72 [2003] found that the balance is mainly one-dimensional and highly dominated by latent heat
73 fluxes. The authors also found strong time-space SST variability associated with the surface
74 current, the subsurface processes and the net surface heat fluxes.

75 In the EEA, the availability of hydrographic observations has increased strongly in
76 recent years due to enhanced shipboard observations and the increased number of ARGO
77 floats deployed in this region. In the GG, several research cruises were carried out in the
78 framework of the French EGEE program (Etude de la circulation océanique et des échanges
79 océan-atmosphère dans le Golfe de guinée) [*Bourlès et al., 2007*] as part of the AMMA
80 program (<http://www.amma-international.org/>) [*Redelsperger et al., 2006*]. To assess seasonal
81 and interannual variability, six EGEE cruises were conducted, with two cruises per year
82 during 2005-2007. Cruises were scheduled to coincide with the monsoon onset and the
83 development of equatorial upwelling in early boreal summer (end of May to July), and during
84 the mature phase of the monsoon (September-October) when the ACT is still well developed.

85 Thanks to the EGEE cruises, the number of subsurface observations in the eastern
86 equatorial and tropical south Atlantic strongly increased also in the recent years mainly due to
87 an increased number of ARGO floats deployed in this region. These data complement with

88 the Prediction and Research Moored Array in the Atlantic (PIRATA) network [*Bourlès et al.*,
89 2008] which provides high-resolution time series of surface heat and water fluxes, SST and
90 sea surface salinity (SSS), and subsurface temperature and salinity in the upper 500 m at fixed
91 points.

92 ARGO profiling floats have been used already in different broad regions, either to
93 study the mixed layers in the Northern Pacific [*Ohno et al.*, 2004] or to estimate the mixed
94 layer heat budget in the Northern Atlantic [*Hadfield et al.*, 2007; *Wells et al.*, 2009; *De*
95 *Boisséson et al.*, 2010]. Some authors obtained a good estimate of the mixed layer heat budget
96 and concluded that the accuracy of ARGO profiling was reliable. However, to our knowledge,
97 any studies on the mixed layer heat budget using ARGO have yet concerned the equatorial
98 regions, especially the EEA. Other estimates of the main terms of the heat budget have been
99 obtained from different types of data but with large residuals [*Swenson and Hansen*, 1999;
100 *Wang and McPhaden*, 1999; *Foltz et al.*, 2003].

101 Here, we use the ARGO profiling floats combined with four PIRATA buoys to study
102 the mixed layer heat budget in the EEA during 2005-2007, a period in which a consistent time
103 series of temperature/salinity profiles could be retrieved to assess the seasonal and interannual
104 variability of SSTs. The aim of this paper is not to close the budget since it is a very hard task
105 with observational data only. Our objective is to provide new estimates of the causes of SST
106 seasonal variability in the EEA with an original dataset as the main source of data. It is also
107 the opportunity to check whether the ARGO profiling floats are suitable to give accurate
108 estimates of the mixed layer heat budget in the EEA. Compared with *Foltz et al.* [2003], our
109 study aims also at providing a better regionalization of the heat budget over the EEA and to
110 provide a better estimate than at fixed points.

111 The remainder of this paper is organized as follows. Section 2 describes the ARGO
112 and PIRATA data and the data processing procedure, followed by a description of the

113 additional surface data necessary to compute the budget. In section 3, the mixed layer heat
114 budget computation used in this study is presented. Section 4 describes mean, seasonal, and
115 interannual variations of the budget in the region. The paper concludes in section 5 with a
116 summary and discussion of the most important results.

117 **2. Data**

118 **2.1. ARGO Dataset**

119 The ARGO float project [Roemmich *et al.*, 2001; Gould, 2005] provides high-quality
120 subsurface temperature and salinity data. Currently, more than 3000 floats are sampling the
121 ocean. The floats are deployed by 23 countries with the most important contribution by the
122 U.S.A. APEX, SOLO and PROVOR are the most widely used profilers, contributing 61%,
123 26% and 11% respectively to the total number of Argo floats used since 1999. Floats are
124 launched from research vessels, container ships and aircraft. When deployed from a ship, the
125 float is dropped into the ocean and starts profiling on its ascent to the surface from a depth of
126 2000 m. Buoyancy is controlled by a pressure regulating mechanism that varies the volume of
127 oil in a chamber in the float. The total cycling time is approximately 10 days. A cycle
128 involves an initial descent to a drifting depth of 1000 m, drifting at 1000 m for approximately
129 9 days, descent to 2000 m and an ascent stage (approximately 10 hours), where temperatures
130 and salinities are recorded at regular intervals. When it surfaces, the float transmits all stored
131 data to space satellites, which relay data to earth stations. The float then dives to begin a new
132 cycle. The ARGO data are available at the Coriolis data center
133 (<http://www.ifremer.fr/coriolis/>) and are quality controlled in real time and, for some of them,
134 in delayed mode. The nominal accuracy on temperature and salinity is 0.01°C and 0.01
135 respectively.

136 In the EEA, sixty-eight floats drifted from 2005 to 2007 and 3,409 profiles were
137 retrieved. The ARGO data used in this study includes both data in real-time and delayed

138 mode. Whereas any drift, or offset, of the pressure sensors is internally corrected in PROVOR
139 and SOLO floats, in the case of APEX floats, it is usually carried out at the ARGO Data
140 Assembly Center. As this correction was not available in our data set, following ARGO
141 recommendations, we applied our own Quality Control (QC) and checked that none of the
142 floats under consideration in this study were concerned by the microleak known to affect
143 some of the Druck pressure sensors [Riser, 2009]. Our QC check allowed also individual
144 inspections of profiles in order to obtain high quality data even in the top surface layers. The
145 correction removed 7% of the ARGO profiles. The QC method that we developed is
146 presented in Appendix A.

147 **Figure 1** gives the histogram of the monthly mean profiles during 2005-2007. It
148 shows that 2005 was less sampled than 2006 and 2007. The number of profiles has
149 considerably increased since 2005. Starting from 20 profiles per month in January 2005, it
150 reached 100 profiles per month in January 2007. Moreover, profiles are mainly clustered after
151 May-June, which reflects the increasing number of floats deployed during the AMMA/EGEE
152 campaigns in the EEA.

153 **2.2. PIRATA Dataset**

154 To complement ARGO data, PIRATA datasets were also used to fill temporal and
155 spatial gaps in the ARGO profiles. The PIRATA mooring array [Bourlès *et al.*, 2008] is an in-
156 situ observation array of moored buoys designed to monitor a set of atmospheric and
157 oceanographic variables of the ocean-atmosphere interface processes in the tropical Atlantic
158 Ocean. The array currently consists of 17 buoys and we focus on four of them located in the
159 EEA. Deployed since 1997 to study ocean-atmosphere interactions, these Next Generation
160 Autonomous Temperature Line Acquisition System (ATLAS) buoys measure temperatures at
161 11 recorded depths between 1 and 500 m with 20 m spacing in the upper 140 m, while salinity
162 (via conductivity) is measured at four depths: 1, 20, 40, and 120 m. The QC developed for

163 ARGO floats was also applied to the PIRATA data. The QC procedure excluded 5% of the
164 overall PIRATA data (550) from our analysis (data are available at:
165 <http://www.pmel.noaa.gov/pirata/>).

166 **2.3. Surface Heat Fluxes and Additional Datasets**

167 Computing the mixed layer heat budget also needs surface heat fluxes, currents and
168 SSTs for the horizontal advection calculation. For this purpose, the European Center for
169 Medium-range Weather Forecasts (ECMWF) dataset was chosen for the surface heat fluxes,
170 the Ocean Surface Current Analyses – Real time (OSCAR) [Bonjean and Lagerloef, 2002]
171 data was used for the ocean horizontal current and the data by Reynolds *et al.* [2007] provided
172 daily SSTs.

173 ECMWF surface heat fluxes were selected because, of the NWP models, they
174 validated best against in-situ data collected during the EGEE-3 campaign in 2006 [Caniaux *et*
175 *al.*, 2007; Brandt *et al.*, 2011]. The ECMWF surface flux data contain net short- and long-
176 wave fluxes and sensible and latent heat fluxes. This data set was provided on a grid with
177 regular horizontal spacing of 0.5° longitude and 0.5° latitude. The fluxes were linearly
178 interpolated into a 0.25°X0.25° grid, compatible with the grid of the Reynolds *et al.* [2007]
179 daily SSTs.

180 The OSCAR horizontal velocity is a combination of geostrophic and Ekman currents,
181 is representative of flow in the mixed layer at 15-m depth and is available on a 1° x 1° grid.
182 The data is available at the OSCAR website (<http://www.oscar.noaa.gov/>). The method for
183 calculating ocean near surface currents is fully discussed in Bonjean and Lagerloef [2002]
184 and here we just outline the basis of the method.

185 OSCAR currents are calculated at 5-day intervals, with each five-day map being
186 derived from a previous map of Sea Surface Height (SSH) calculated from different available

187 satellite altimeters, scatterometer winds, and in situ SSTs representing the surrounding ~10
 188 days of data [Johnson et al., 2007], which result in an effective resolution of 10 days.

189 The method is based on the resolution of quasi-linear and quasi-steady momentum
 190 equations [Bonjean and Lagerloef, 2002]. Caution is exercised near the equator where the
 191 Coriolis parameter vanishes. Further details of this dataset can be found in [Bonjean and
 192 Lagerloef, 2002] and in Helber et al. [2007] and Johnson et al. [2007] for validation and error
 193 analyses. These data are also linearly interpolated on the same 0.25°X0.25° grid and daily
 194 means are used to estimate the horizontal advection.

195 3. Heat Budget Method

196 The heat budget in the mixed layer can be expressed as [see for instance Caniaux and
 197 Planton, 1998]:

$$198 \rho_0 C_p h \partial_t \langle T \rangle = \rho_0 C_p \left[-h \langle U \rangle \cdot \nabla \langle T \rangle - \nabla \cdot \int_{-h}^0 \tilde{U} \tilde{T} dz - [\langle T \rangle - T(-h)] w_e(-h) + \overline{w' T'}(-h) + h A_H \nabla^2 \langle T \rangle \right] + F_{net} + Q_{pen}$$

199 (1)

200 with:

$$201 F_{net} = F_{sol} + F_{nsol} \quad (2)$$

202 T is the potential temperature of the float, U is the horizontal velocity with (u, v) the eastward
 203 and northward components of the velocity; w is the vertical velocity, h the Mixed Layer
 204 Depth (MLD) and A_H the horizontal eddy diffusivity; C_p and ρ_0 are the specific heat capacity
 205 per unit volume and the surface-referenced density respectively (with ρ_0 set to 1024 kg.m⁻³
 206 and C_p to 3984 J kg⁻¹ °C⁻¹). F_{net} is the net surface heat flux, F_{sol} the short-wave radiation and
 207 F_{nsol} the sum of the sensible heat, latent heat fluxes and net long-wave radiation.

208 $\nabla \equiv (\partial/\partial x, \partial/\partial y)$ is the horizontal gradient operator; x, y and z are the eastward, northward and
 209 upward coordinates, respectively, and t is the time. We define the vertical average of any

210 variable a over the mixed layer as $\langle a \rangle = \frac{1}{h} \int_{-h}^0 a dz$ and we note $\tilde{a} = a - \langle a \rangle$ the deviation from

211 this average. $w_e(-h)$ is the entrainment velocity, defined as:

$$212 \quad w_e(-h) = w(-h) + \partial_t h + U(-h) \cdot \nabla h \quad (3)$$

213 The individual terms of equation (1) represent, from left to right: the heat storage, the
214 horizontal advection of heat, the temperature and horizontal velocity covariance, the
215 entrainment-induced heat at the mixed layer base, the vertical turbulent mixing at the mixed
216 layer base, the horizontal heat diffusion, the net surface heat fluxes and the amount of short-
217 wave radiation passing through the base of the mixed layer (Q_{pen}). All surface fluxes are
218 positive when they represent gains to the mixed layer. We estimate the MLD (h) by using a
219 temperature criterion as in *De Boyer Montegut et al.* [2004]. The MLD is defined as the depth
220 at which the temperature differs by less than 0.2°C from its surface value. In the entrainment
221 term (equation 3), the vertical velocity at the mixed layer base is estimated from the
222 continuity equation:

$$223 \quad w(-h) = \int_{-h}^0 \left[\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right] dz \quad (4)$$

224 It was further assumed that the horizontal divergence is depth independent in the
225 mixed layer so that the equation of continuity reduces to:

$$226 \quad w(-h) = h \left[\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right] \quad (5)$$

227 u and v are taken from OSCAR currents. As in equation (3) ∇h cannot be estimated from
228 individual profiles, we use the MLD climatology based on ARGO and other available data
229 (moorings, XBT and CTD) produced by the Coriolis data center (available on request) to
230 estimate ∇h . The MLD climatology is interpolated at a daily resolution for use in equation
231 (3).

232 The parameterization of *Ohlmann* [2003] and *Sweeney et al.* [2005] is used to estimate
233 Q_{pen} , i.e.:

$$234 \quad Q_{pen} = 0.47 F_{sol} (V_1 e^{-h/d_1} + V_2 e^{-h/d_2}) \quad (6)$$

235 where d_1 and d_2 are the e-folding depths of the long visible (d_1) and short visible and
236 ultraviolet (d_2) wavelengths. The parameters V_1 , V_2 , d_1 , and d_2 are estimated using the
237 monthly-mean seasonal cycle of SeaWiFS chl-a concentration interpolated at a daily
238 frequency, following *Sweeney et al.* [2005] (the SeaWiFS data were downloaded from the
239 website: <http://oceancolor.gsfc.nasa.gov/SeaWiFS/>).

240 As we assume that the temperature is uniform from the surface to the mixed layer
241 base, then SST is taken as $\langle T \rangle$ when computing the horizontal advection term in equation (1).
242 Daily *Reynolds et al.* [2007]'s SSTs are then used to estimate $\nabla \langle T \rangle$ in equation (1). In the
243 same way, $\langle U \rangle$ is supposed to be uniform on the vertical and is taken from OSCAR current
244 data (U). Moreover, the assumption that the temperature is uniform in the mixed layer results
245 also in the neglect of the temperature and horizontal velocity covariance term ($\nabla \cdot \int_{-h}^0 \tilde{U} \tilde{T} dz$) in
246 equation (1), a small term compared to other terms [*Swenson and Hansen*, 1999].

247 Because of the lack of knowledge of magnitude and spatial variations of vertical
248 mixing coefficients, several authors [e.g., *Wells et al.*, 2009] estimated the vertical turbulent
249 mixing term by assuming a constant mixing coefficient in their mixed layer budget
250 computations. This procedure is subject to high uncertainties, especially in the ACT area
251 where the coefficients are thought to be large and have a strong dependence on seasonal
252 atmospheric and oceanic changes as proved by in-situ data [e.g., *Gouriou and Reverdin*, 1992;
253 *Rhein et al.*, 2010] or modeling studies [*Foltz et al.*, 2004; *Menkes et al.*, 2006; *Jochum and*
254 *Murtugudde*, 2006]. This is why we preferred to include this term into the residual in this
255 study. We supposed that the horizontal heat diffusion is small and has been neglected

256 thereafter. This term is non negligible only locally in region of large temperature
 257 heterogeneity, but here neglecting this term is a reasonable hypothesis as calculations are
 258 carried out over sufficiently large areas [Caniaux and Planton, 1998]. Finally, the mixed layer
 259 heat budget equation that was computed from ARGO and PIRATA data can now be
 260 expressed as follows:

$$261 \quad \rho_0 C_p h \partial_t \langle T \rangle = \rho_0 C_p [-hU \cdot \nabla SST - [\langle T \rangle - T(-h)] w_e] + F_{net} + Q_{pen} + RES \quad (7)$$

262 where w_e is given by equation (3) and RES stands for the residual which represents the
 263 combination of errors and terms that cannot be directly estimated from our data.

264 Taking previous studies into consideration [e.g., Merle, 1980; Foltz et al., 2003; Peter
 265 et al., 2006], the EEA is divided into nine boxes of roughly equal surface area (**Figure 2**) that
 266 reflect the regional heterogeneities of the dynamics and thermodynamics of the EEA on
 267 seasonal time scales. The latitudinal bands are defined as follows:

268 **1)** The northern boxes (boxes 1, 4 and 7) are located north of the equatorial SST front
 269 (nearly 1°N) separating the warm SSTs at north from the equatorial cooler waters at south.
 270 These boxes are also under the influence of the Guinea current, which exhibits its minimum
 271 speed during winter and a maximum during summer [Colin, 1988; Bakun, 1978; Richardson
 272 and Philander, 1987].

273 **2)** ACT boxes (boxes 2, 5, and 8) correspond to the ACT region (from 1°N to 4°S).
 274 This region is under the influence of the surface South Equatorial Current (SEC) and the
 275 Equatorial Under Current (EUC) [Stramma and Schott, 1999], the summer shoaling of which
 276 directly impacts the SST variability through intense mixing with the SEC [Hormann and
 277 Brandt, 2007]. The net surface heat flux in this band is positive all year long, balancing the
 278 SST cooling by subsurface processes [Yu et al., 2006].

279 **3)** In the southern band from 10°S to 4°S (boxes 3, 6, 9), the SST variability is mainly
 280 driven by the surface heat fluxes [Foltz et al., 2003; Yu et al., 2006; Peter et al., 2006] and

281 subsurface processes are expected to be weak except in box 3, which is under the influence of
282 coastal upwelling.

283 The longitudinal bands are defined as follows:

284 1) The boxes 1, 2 and 3 represent the coastal band under the influence of the African
285 continent. In this band (from the coast to 3°E), MLDs are weaker than elsewhere all year long
286 and vary from 5 to 20 m [Vauclair and DuPenhoat, 2001].

287 2) The band between 6°W and 3°E (boxes 4, 5, 6) defines the central part of the GG.

288 3) The western band from 15°W to 6°W (boxes 7 and 8), is the region where the
289 tropical instability waves (TIW) develop and migrate westward, while box 9 is under the
290 influence of the southern Atlantic.

291 **Figure 3** represents the time-latitude distribution of ARGO and PIRATA profiles in
292 each box and the number of profiles in each box is reported in **Table 1**. Profiles are more
293 numerous in the western side of the domain, due both to the area of deployment and to the
294 mean circulation.

295 In the mixed layer computation, budgets are primarily computed from individual floats
296 (i.e. along float trajectories) by using a finite centered difference scheme between two
297 consecutive profiles separated by the time-step dt , the total cycling time of the ARGO floats.
298 During this time-step (10 days), advection, entrainment, the net surface heat fluxes and the
299 amount of short-wave radiation penetrating through the base of the mixed layer in equation
300 (7) are evaluated every day at the ARGO position (obtained by linear interpolation of the 10
301 day position of the float), and then averaged over the time-step. The same procedure is
302 applied to PIRATA profiles (except that they are at fixed positions).

303 However dt is not always equal to 10 days due to the removal of some profiles by our
304 QC. A condition in the mixed layer heat budget computation is then imposed: if the time-
305 period between two consecutive profiles is greater than one month, the budget is not

306 estimated because this period is thought to be too great to give representative budgets. Finally,
307 mixed layer heat budgets from ARGO and PIRATA have been averaged to obtain monthly
308 values in each box.

309 **4. Results**

310 **4.1. SST Interannual Variability: Comparison with Reynolds' SSTs**

311 The monthly mean variations of SSTs, as inferred from ARGO floats, are shown in
312 **Figure 4**, where they are compared with monthly averaged SSTs [*Reynolds et al.*, 2007]. The
313 comparison shows a good agreement in terms of phasing and amplitudes. Correlations
314 between the two independent datasets exceed 90% in all boxes and the rms differences are
315 less than 0.3°C. This agreement also gives confidence in our QC. The time variation of SSTs
316 (**Figure 4**) shows a clear annual cycle, with a warming observed from September to March
317 with maxima in March. From March, they decrease gradually to a minimum in July-August.
318 The maxima of SST amplitudes occurs in boxes 3 and 5 (up to 6°C; **Table 1**), where the
319 coastal upwelling and the ACT connect in summer. As expected, a strong north-south SST
320 gradient up to 3°C (**Figure 4**) is clearly visible between the ACT boxes and the northern
321 boxes. These north-south gradients have a direct link with the African monsoon intensity
322 [*Lamb*, 1978; *Gu and Adler*, 2004; *Caniaux et al.*, 2011]. The low-level atmospheric
323 convergence that develops in these areas feeds the InterTropical Convergence Zone (ITCZ).

324 **4.2. Time Evolution of the Upper Layer Structure During 2005-2007**

325 In hydrographic profiles collected in 2005 and 2006 during EGEE cruises, the upper
326 ocean structures along 10°W showed equatorward shoaling of the thermocline (i.e. the depth
327 of 20°C isotherm (D20), which is a proxy of the thermocline) and the MLD in both years,
328 with depths in 2006 twice that of 2005 [*Marin et al.*, 2009]. The cruises also revealed that,
329 near the equator, the D20 and the MLD were observed at 30 m and 10 m respectively between
330 3°S and 1°N in 2005, whereas they were both 20 m deeper in 2006 [*Marin et al.*, 2009]. It

331 was also observed that the ACT was set up prematurely in 2005 (starting in mid-May and
332 lasting at least 4 months) compared to 2006, making 2005 the year of earliest ACT onset over
333 the last 27 years [Caniaux *et al.*, 2011]. The 2005 ACT was thus observed to stay 3°C colder
334 than in 2006 from mid-May to mid-July. The authors attributed these unusually cool SSTs
335 found in 2005 to both the basin preconditioning and to earlier, intense southeasterly winds as
336 already said in the introduction.

337 The results of these papers are consistent with the data provided by the ARGO as can
338 be seen in **Figure 4** and **Figure 5**, respectively for the SSTs and temperature profiles in the
339 upper 100 m. Contrasted SSTs in early boreal summer between 2005 and 2006 and between
340 2005 and 2007 are detected in the ACT boxes (5 and 8) (**Figure 4**). Cooling in the mixed
341 layer was more intense in 2005 than in 2006 and 2007, both in the ACT (box 8) and in the
342 southern part of the domain (box 9). These differences did not exist in the northern boxes (see
343 for instance box 7 in **Figure 5**). MLDs and D20 exhibit significant differences only in the
344 ACT region (box 8).

345 **4.3. Heat Budget**

346 **4.3.1. 2005-2007 Mean**

347 Box-to-box annual means of heat storage (**Figure 6**) are positive everywhere
348 (maximum 12 W m⁻² in box 2) except in boxes 3, 6 and 9 where they are negative (minimum
349 -11 W m⁻² in box 6), meaning that at a 3 years scale, the heat storage term can exhibit a weak
350 cooling or warming tendency. Note that the three years 2005-2006-2007 were very contrasted
351 in term of SST evolutions in the GG [Janicot *et al.*, 2008; Marin *et al.*, 2009].

352 Examination of the annual means shows that the most important term of the budget is
353 the net surface heat flux, in agreement with previous studies [Merle, 1980; Foltz *et al.*, 2003;
354 Peter *et al.*, 2006]. The ratio of the net surface heat flux (taken as its absolute value divided
355 by the sum of all the absolute values of the terms on the rhs of equation 7) explains 40-50% of

356 the annual budget and is maximum (values greater than $+90 \text{ W m}^{-2}$) in the ACT (boxes 5 and
357 8) and in the eastern coastal band (boxes 1, 2 and 3). Moreover, the annual net surface heat
358 flux is positive everywhere with minimum values (less than $+40 \text{ W m}^{-2}$) in the southern boxes
359 (6 and 9), where the strong evaporation cooling dominates the net solar radiation warming.

360 The amount of solar radiation passing through the mixed layer base (Q_{pen}) has a net
361 annual mean ranging between -13 and -40 W m^{-2} , which represents a significant part of the
362 budget (10 to 26%). Maximum cooling due to this term is found in areas where MLDs are on
363 average the weakest, i.e. in boxes near the eastern African coast (boxes 1, 2 and 3). The
364 annual mean of heat advection is negative in all the southeastern boxes (1, 2, 3, 5, 6 and 9),
365 while in the remaining northwestern boxes this term makes a positive contribution to the
366 budget. However, the contribution of horizontal advection is significant only in boxes 1, 2, 8
367 and 9, where it represents respectively 9%, 13%, 8% and 28% of the budget. Entrainment is
368 negative in all boxes with a contribution less than 10% of the heat budget and generates
369 maximum cooling in the ACT boxes (-11 and -13 W m^{-2} respectively in boxes 5 and 7).
370 Substantial residuals are found in all boxes, always with negative values, and contribute to
371 more cooling (-25 to -53 W m^{-2}) in the northern boxes (1, 4 and 7) and in the ACT (boxes 5
372 and 8) than in the southern boxes, especially in box 9 (-3 W m^{-2}).

373 The sign of each term of the budget is in agreement with the results of *Foltz et al.*
374 [2003] but their magnitudes are somewhat weaker in our study. The differences are probably
375 due to the formalism used to compute the mixed layer heat budget, and also to the domain
376 considered. *Foltz et al.* [2003] used PIRATA buoys, which represent single points in the
377 Atlantic, while in our study, the budgets are computed in large boxes, where spatial averaging
378 may contribute to smooth results. The differences can also be due to the length of the time
379 series used to compute the budget: *Foltz et al.* [2003] used six years (1997-2002) PIRATA
380 data while, in the present study, only 3 years (2005-2007) are considered.

381 4.3.2. Seasonal Variability

382 At seasonal time-scales, the range of heat storage term is between -100 and $+75 \text{ W m}^{-2}$
383 (**Figure 7**). Moreover, **Figure 7** shows strong temporal and spatial heterogeneity: 1) in box-
384 to-box amplitude of cooling/warming; 2) at the beginning of the cooling and 3) in cooling
385 duration.

386 In all boxes, the cooling starts in April and its maximum is observed in June-July,
387 except in box 5 where cooling starts earlier (March) and the maximum is also reached earlier
388 (May). The cooling is associated with the seasonal strengthening of the trade winds in the
389 equatorial Atlantic. Note the occurrence of a delay between the maximum cooling in box 8
390 (June) compared to box 2 (May). On the other hand, warming is observed from September to
391 April and weakens in November-December in the northern and ACT boxes, a period known
392 as the “short cold season”, the magnitude of which is small compared to the boreal summer
393 ACT.

394 These findings are in agreement with previous mixed layer heat budget studies in the
395 equatorial Atlantic [e.g., *Merle*, 1980; *Peter et al.*, 2006]. Furthermore, our results in boxes 8
396 and 9 are comparable to *Foltz et al.* [2003] at two PIRATA buoys along 10°W (0°N and 6°S)
397 (**Figure 8**). Both the phase and amplitude of the heat storage are in agreement, despite the
398 differences of data series (see above).

399 Strong differences exist from box-to-box. The duration and amplitude of the cooling
400 are larger in the southern boxes 6 and 9 than in the ACT (boxes 2, 5 and 8) despite the fact
401 that the lowest SSTs occur in the ACT. This is due to the fact that the budgets are estimated
402 over the whole MLDs, which are much weaker along and near the equator than southward
403 (**Figure 5**). The seasonal durations of the cooling range from 3 to 5 months, with minimum
404 duration in the ACT band and maximum duration in the southern boxes.

405 The seasonal cycles of the different terms on the rhs of equation (7) are presented in
406 **Figure 9**. The net surface heat flux, the most important contributor to the mixed layer heat
407 budget, exhibits a strong seasonal variability in all boxes, which mainly reflects the
408 seasonality of the heat storage term. Note that, in the southern boxes, the net surface heat
409 fluxes contribute to cool the mixed layer from April to August (a period during which the
410 latent heat fluxes dominate the surface heat budget), while, in the northern boxes, the net
411 surface heat fluxes are positive throughout the year, indicating that solar heat fluxes dominate
412 there.

413 The amount of short-wave radiation penetrating through the base of the mixed layer
414 (Q_{pen}) does not exhibit a clear seasonal cycle, although higher cooling values are observed in
415 the ACT boxes in late spring and summer, when the MLDs are the weakest. On the contrary,
416 horizontal heat advection shows a clear seasonality in the northern boxes. This seasonality can
417 be put in relation with the Guinea Current (GC). This eastward flowing current is considered
418 as an extension of the North Equatorial Counter Current (NECC) in boreal summer
419 [Richardson and Walsh, 1986; Arnault, 1987]. The GC exhibits a minimum (maximum)
420 intensity in boreal winter (summer) [Colin, 1988; Bakun, 1978; Richardson and Philander,
421 1987] and its effect is to warm box 7 in summer, while further east (box 1) cooling occurs
422 from June to December. No seasonality of horizontal heat advection can be clearly detected in
423 the ACT.

424 Unlike earlier studies showing that upwelling is the main cause of the ACT formation
425 in spring and early summer [e.g., Weingartner and Weisberg, 1991], our study shows a
426 relatively weak contribution of entrainment to the mixed layer heat budget (**Figure 9**), the
427 seasonal cycle of which is presented in **Figure 10**. The maximum cooling due to entrainment
428 does not exceed -30 W m^{-2} in all boxes and has the same magnitude as in Foltz *et al.* [2003].

429 Entrainment shows a weak seasonality in the ACT (box 5) and north of the equator (box 4)
430 with maximum cooling in boreal summer.

431 Recently, *Rhein et al.* [2010], using helium data sampled during EGEE cruises in the
432 EEA in September 2005 and June-July 2006, reported that 48% of the upwelling velocities
433 were smaller than $1 \cdot 10^{-5} \text{ m s}^{-1}$, 19% were between 1 and $2 \cdot 10^{-5} \text{ m s}^{-1}$, 22% between 2 and 4
434 10^{-5} m s^{-1} and 11% of upwelling velocities exceeded these values. In our study, the mean
435 summer vertical velocity computed in the same region gives $1.2 \cdot 10^{-5} \text{ m s}^{-1}$, which is of the
436 same magnitude as the *Rhein et al.* [2010]’s weakest velocities.

437 The weak contribution of entrainment to the budget in our study, corroborated by *Foltz*
438 *et al.* [2003]’s results, and the magnitude of vertical velocity estimates by *Rhein et al.* [2010]
439 suggest that entrainment is not only the leading process for cooling the EEA in boreal spring
440 and summer, although its role is to bring the thermocline close the surface. Other processes
441 are therefore suspected to contribute to the summer cooling.

442 **4.3.3. Significance of the Residual Term at Seasonal Time-scale**

443 In **Figure 7**, the sum of all the terms on the rhs of equation (7) is nearly always higher
444 than the heat storage term, suggesting that one or several cooling terms are missing in our
445 calculation. The differences between the two curves in **Figure 7** are reported in **Figure 11**,
446 which shows contrasting distribution from box-to-box, with maximum cooling down to -90
447 W m^{-2} in the ACT boxes and in the northern boxes, while the residuals are relatively weak in
448 boxes 6 and 9.

449 The residual includes the errors associated with OSCAR horizontal currents, ECMWF
450 surface heat fluxes, sampling errors and the missing terms (vertical turbulent mixing,
451 horizontal heat diffusion and the temperature and horizontal velocity covariance). Thus, the
452 residual must be carefully interpreted. The errors of each term have been evaluated (Appendix
453 B): this computation indicates that in all boxes entrainment and net surface heat flux errors

454 are the most important in the budget errors. This computation also leads to an error on the
455 residual of the order of 25-30 W m⁻², which is less than the amplitude of the residual signal in
456 most boxes. Moreover, in the residual term, vertical turbulent mixing is the only process
457 which is expected to experience a seasonal cycle [e.g., *Foltz et al.*, 2010]. We therefore
458 suspect that the seasonal cycle of the residual is mainly related to the vertical turbulent
459 mixing.

460 To test this hypothesis, we compared the vertical mixing coefficients at the base of
461 mixed layer (K_v) deduced from the mean June-July-August residuals in each box with
462 independent K_v values reported in *Gouriou and Reverdin* [1992] during the FOCAL/SEQUAL
463 experiments and in *Rhein et al.* [2010] during the EGEE experiment. If we assume that the
464 residuals are only due to vertical mixing, then the mixing coefficients (K_v) can be estimated
465 from the following equation:

$$466 \quad RES_{JJA} = -\rho_0 C_p K_v \left[\frac{\partial T}{\partial z} \right]_{JJA}$$

467 where the subscript JJA stands for the period June-July-August. Here the mean vertical
468 gradient $\frac{\partial T}{\partial z}$ is calculated from JJA monthly mean profiles. The values of the mean summer
469 residuals and the associated K_v are reported in **Table 1**, where they are compared with
470 estimates from *Gouriou and Reverdin* [1992] and *Rhein et al.* [2010]. Mean box values are
471 between 0.3 and 2.0 10⁻⁴ m² s⁻¹, with maxima in the northern boxes (4 and 7) and in the ACT
472 region (boxes 5 and 8) and agree reasonably well with other independent observations.
473 Moreover, high levels of turbulence were reported during the EGEE campaigns in boreal
474 summer [*R. Hummels and M. Dengler, personal communication, 2010*] associated with
475 diapycnal heat fluxes into the mixed layer down to -60 W m⁻², which is also in agreement
476 with values in **Table 1**.

477 At a first order, we thus suggest to attribute the residual to the vertical turbulent
478 mixing term, which is known to seriously affect the upper ocean properties, especially in the
479 GG [Peter *et al.*, 2006]. To further examine the causes of the seasonal cycle of the residual
480 and its link with the vertical turbulent mixing, we followed Foltz *et al.* [2010]. In surface, the
481 flux of turbulent kinetic energy provides some additional mixing into the mixed layer. This
482 flux passing from the atmosphere into the mixed layer is a function of the sum of the cube of
483 the friction velocity velocity ($u_*^3 = \left(\frac{\tau}{\rho_0}\right)^{3/2}$), where τ is surface wind stress magnitude and ρ_0
484 is the density of surface seawater) and the surface buoyancy flux, i.e. $B=B_h+B_w$ (where
485 $B_h = \frac{\alpha}{C_p}Q$ is the component due to the net surface heat flux and $B_w = \beta\rho S(E - P)$ the
486 component due to the freshwater flux. Here, α is the coefficient of thermal expansion of
487 seawater, C_p the heat capacity, Q the net surface heat flux, and β is the coefficient of haline
488 contraction. Evaporation E is calculated as $E = -\frac{H_f}{\rho_0 L_e}$, where H_f is the latent heat flux, L_e the
489 latent heat of vaporization and P the precipitation rate).

490 The seasonal cycles of the two terms in the ACT (box 5) are reported in **Figure 12**.
491 The absolute values of the buoyancy forcing and u_*^3 increase strongly in boreal spring and
492 decrease in autumn and winter. In consequence, the vertical turbulent mixing increases in
493 March and reaches a maximum in June. The correlation of the seasonal cycle of the buoyancy
494 forcing and u_*^3 with the seasonal cycle of the residual (0.7 and -0.6 respectively) strengthens
495 the idea that such residual is primarily due to the vertical turbulent mixing. This qualitative
496 analysis provides also a plausible explanation for the observed peak of magnitude in turbulent
497 mixing during boreal summer.

498 **4.3.4. Interannual Variability**

499 **Figure 13** shows the heat storage for the period 2005-2007. The heat storage
500 undergoes strong seasonal cycle each year, with rather similar interannual variability in all
501 boxes except in box 5. In this ACT box, the seasonal cooling took place earlier in 2005 than
502 in 2006 by one month: the same (negative) heat storage minimum was reached (nearly -100
503 W m^{-2}) in May 2005 and in June 2006. This time-shift lasted 3 months, from May to July,
504 after which both heat storages had the same values. The intensity of the cooling was greater
505 during these two years compared to 2007, a year during which the ACT was rather warm with
506 a small extended surface area [*Caniaux et al.*, 2011]. A similar evolution was described in the
507 ACT SSTs by *Janicot et al.* [2008] and *Marin et al.* [2009], who also noted that after this
508 time-shift of important SST difference (up to 3°C), the maximum cooling was similar in
509 intensity for the two years.

510 Comparing all the terms of the budget in these three years showed that the main
511 difference for the setup of the seasonal cooling in May was due to the residual term, which
512 was much negative in 2005 than the other years. This seems to indicate that the turbulent
513 vertical mixing could be the most effective process at that time.

514 **5. Summary and Discussion**

515 In this study, we have investigated the variability of the mixed layer heat content in the
516 Eastern Equatorial Atlantic (EEA) by using ARGO profiling floats and four PIRATA moored
517 buoys for the period 2005-2007. The formalism proposed by *Caniaux and Planton* [1998] is
518 used to compute the mixed layer heat budget. Almost all the terms of the budget equation can
519 be estimated from ARGO data and from various surface reanalysis datasets (ECMWF surface
520 heat fluxes, OSCAR surface currents and *Reynolds et al.* [2007]'s SSTs). The EEA is
521 subdivided into nine boxes of nearly equal surface area, with respect to the regional
522 dynamical and thermodynamical characteristics, in order to investigate the various
523 mechanisms at play in the EEA.

524 Besides the Quality Control (QC) performed by the Coriolis Data Center, we
525 developed additional and more stringent QC procedures, which were applied to the profiles in
526 order to accurately estimate the mixed layer heat budget. In each box, monthly mean SSTs
527 were validated against *Reynolds et al.* [2007]’s SSTs. The two datasets agree reasonably well
528 in terms of amplitude and phase of the SST seasonal cycle with correlations exceeding 90% in
529 all boxes (**Figure 4**). Both datasets show a clear annual cycle with a maximum in March-
530 April and a minimum in July-August. Subsurface temperatures (**Figure 5**) also reveal strong
531 interannual variability with stronger cooling in 2005, starting one month earlier than in 2006
532 and 2007, in agreement with EGEE data [*Marin et al.*, 2009]. These results also indicate that
533 the ARGO data may be useful for capturing most of the variability in the surface and
534 subsurface temperature field, even in absence of other dedicated in-situ platforms (i.e.
535 research cruises, mooring arrays, hydrological surveys, etc), and thus demonstrate the
536 potential importance of using ARGO floats to monitor changes in the ocean properties.

537 On the other hand, the various terms of the annual mean mixed layer heat budget show
538 that the net surface heat flux dominates at all locations and that the amount of short-wave
539 radiation penetrating through the base of the mixed layer contributes to the budget (**Figure 6**).
540 Heat advection also plays a role in the budget especially in boxes 1, 2 and 9 (see **Figure 2** for
541 location) which is associated to the strong system of currents in these regions (termination of
542 the Guinea Current and South Equatorial Undercurrent in the two first boxes; South
543 Equatorial Current for the last one). Entrainment is meaningless to the budget on an annual
544 time-scale.

545 The seasonal cycle of heat storage (**Figure 7**) shows amplitudes ranging from -100 to
546 $+75 \text{ W m}^{-2}$ with a pronounced minimum in June-July which is associated with the Atlantic
547 cold tongue (ACT) formation south of the equator. It also exhibits a less pronounced,
548 secondary minimum in November-December in boxes north of 4°S (the so-called “little cold

549 season”). The seasonal cycle of each term of the budget shows that the main term that
550 contributes most to the seasonality is the net surface heat flux, which has a strong minimum in
551 summer in the area and a maximum in September-October (**Figure 9**). The summer minimum
552 is associated with extended cloud cover reducing the downwelling solar radiation in the
553 northern part of the Gulf of Guinea while, in the south, the minimum is associated with
554 intense latent heat fluxes. These results support the idea that, unlike those in the Pacific,
555 where dynamical processes are dominant, Atlantic SSTs are controlled by both
556 thermodynamical and dynamical processes [*Giannini et al.*, 2000; *Seager et al.*, 2000].

557 The sum of the terms in equation (7) is always greater than the heat storage term,
558 meaning that a cooling term is missing in the mixed layer heat budget (**Figure 7**). The
559 seasonal cycle of the residual indicates strongest cooling in summer, especially in northern
560 and ACT boxes. The residuals include errors associated to OSCAR horizontal currents,
561 ECMWF surface heat fluxes, sampling errors and the missing terms (vertical turbulent
562 mixing, horizontal diffusion, and the temperature and horizontal velocity covariance).
563 However, comparison of the residual with independent turbulent mixing data [*Gouriou and*
564 *Reverdin*, 1992; *Rhein et al.*, 2010] indicated good agreement (**Table 1**). The residual is
565 therefore thought to be associated, to the first order, with the vertical turbulent mixing. This
566 term experiences strong values in both the northern and the ACT boxes. To confirm this idea,
567 we examined the correlations between the residual and the surface buoyancy forcing and u_*^3 .
568 The correlations proved to be high enough to support the hypothesis that most of the residual
569 is due to the vertical mixing. If this hypothesis holds, it means that vertical mixing could be
570 the second most important process of the annual mixed layer heat budget in the region of the
571 ACT (nearly 25%) after the net surface heat fluxes (nearly 50%).

572 Unexpectedly, the residual in the region north of the equator is nearly as high as in the
573 ACT. Despite the fact that this could be due to errors (associated to surface heat fluxes and to

574 sampling), a possible explanation could be the shear between the surface eastward Guinea
575 Current and the subsurface westward Guinea Undercurrent [e.g., *Lemasson and Rebert,*
576 1968], a current (identified by these authors as the “Ivorian Undercurrent”) which flows
577 westward, opposite to the Guinea Current. Moreover shelf processes could also contribute to
578 enhance vertical mixing in the northern boxes. It would be very interesting to verify whether
579 the importance of this process is confirmed by similar budgets in realistic numerical models
580 [*Giordani and Caniaux, 2011; Jouanno et al., 2011*].

581 **Acknowledgments**

582 This study was supported by the AMMA project. Based on a French initiative,
583 AMMA was built by an international scientific group and is currently funded by a large
584 number of agencies, including those in France, the UK, the US and Africa. It has been the
585 beneficiary of a major financial contribution from the European Community's Sixth
586 Framework Research Programme. Detailed information on scientific coordination and
587 funding is available on the AMMA International website <http://www.amma-international.org>.
588 Special thanks are due to Elodie Kestenare and Christine Coatanoan who helped in the quality
589 control of ARGO data set provided by Coriolis Data Center at the French Institute for
590 Exploitation of the Sea (IFREMER). We acknowledge the PIRATA Project and TAO Project
591 Office at NOAA/PMEL for providing open access to PIRATA data. We warmly thank Dr
592 Gregory Foltz who provided us his mixed layer budget time series and routines for calculating
593 errors in different terms in our mixed layer heat budget. Finally, we also thank three
594 anonymous reviewers for their useful comments on the manuscript.

595 **APPENDIX A**

596 **Quality Control**

597 The Quality Control procedure used in this study for both the ARGO and PIRATA
598 data consisted of the following steps:

599 1) We first eliminate missing readings from the profiles.

600 2) We then linearly interpolate profiles every 1m depth. If the first
601 observation value is not at the surface, extrapolate it to the surface and refer to it as
602 SST. The profiles show that the sampling depths were not uniform and most of the
603 profiles consisted of about 120 levels from the surface to 2000 m depth.

604 3) To check whether the extrapolated SSTs are consistent and lie within
605 seasonal SST values, we compare them with the daily *Reynolds et al.* [2007] SSTs
606 interpolated along the float trajectory. This range is defined as follows: extrapolated
607 SSTs which are more than 2°C below the Reynolds SSTs are removed from the time
608 series. Visual inspections of those profiles show that the first observed temperature
609 levels are so deep that the extrapolation of those temperatures to the surface leads to
610 cooler SSTs than the Reynolds' SSTs. This means that extrapolating temperatures in
611 the thermocline to the surface leads to discrepancies up to 4°C. This is especially true
612 in the Gulf of Guinea, where the mixed layer depths are very small (less than 30 m).

613 4) Finally, we also exclude profiles with density inversion and spikes.

614 Our quality control check removed 7% of all ARGO profiles and 5% of PIRATA
615 profiles.

616 **APPENDIX B**

617 **Error Estimates**

618 We estimated the errors on each term of the budget, by applying the same procedure as
619 in *Foltz and McPhaden* [2009] and by evaluating the mean annual values of the atmospheric
620 and oceanic parameters in each box. The errors do not vary much throughout the different
621 boxes and the domain average errors are given in the following **Table B1**. The errors on the
622 net surface heat flux are comparable to the differences obtained when comparing fluxes from
623 different NWP models.

Heat storage	5.2
Advection	5.2
Entrainment	18.4
Net surface heat flux	16.6
Amount of solar radiation passing through the mixed layer base	6.5
Residual	26.7

624 **Table B-1:** Mean errors in W m^{-2} on the different terms of the budget (equation 7)
625 estimated in the area. The errors on the residual were estimated as the square root of the sum
626 of each other squared terms.

627 **References**

628 Arnault, S. (1987), Tropical Atlantic geostrophic currents and ship drifts, *J. Geophys.*
629 *Res.*, *92*, 5076-5088.

630 Bakun, A. (1978), Guinea Current upwelling. *Nature*, *271*, 147-150.

631 De Boissésou, E., V. Thierry, H. Mercier, and G. Caniaux. (2010), Subpolar mode
632 water formation in the Iceland basin : mixed layer heat budgets, *J. Geophys. Res.*, *115*,
633 C10055, doi:10.1029/2010JC006283.

634 Bonjean, F., and G.S.E. Lagerloef (2002), Diagnostic Model and Analysis of the
635 Surface Currents in the Tropical Pacific Ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, *32*, 2938-2954.

636 Bourlès B., P. Brandt, G. Caniaux, M. Dengler, Y. Gouriou, E. Key, R. Lumpkin, F.
637 Marin, R.L. Molinari, and C. Schmid (2007), African Monsoon Multidisciplinary Analysis
638 (AMMA): special measurements in the Tropical Atlantic, *CLIVAR Newsletter Exchanges*,
639 *41*(12), 7-9.

640 Bourlès B., A.J. Busalacchi, E. Campos, F. Hernandez, R. Lumpkin, M.J. McPhaden,
641 A.D. Moura, P. Nobre, S. Planton, J. Servain, J. Trotte, and L. Yu (2008), The PIRATA
642 program: history and accomplishments of the 10 first years tropical Atlantic observing
643 system's backbone, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, *89*(8):1111-1125.
644 doi:10.1175/2008BAMS2462.1

645 Brandt, P., G. Caniaux, B. Bourlès, A. Lazar, M. Dengler, A. Funk, V. Hormann, H.
646 Giordani, and F. Marin (2011), Equatorial upper-ocean dynamics and their interaction with
647 the West African monsoon, *Atmos. Sci. Let.*, *12*, 24-30, doi:10.1002/asl.287.

648 Caniaux, G., and S. Planton (1998), A three-dimensional ocean mesoscale simulation
649 using data from the SEMAPHORE experiment: Mixed layer heat budget, *J. Geophys. Res.*,
650 *103*(C11), 25,081–25,099.

651 Caniaux, G., F. Guichard, D. Bourras, E. Key, H. Giordani, and B. Bourlès (2007),
652 Evaluation of sea surface flux fields from NWP models, Abstract Book of the Second
653 International AMMA Conference, Karlsruhe, Germany, 26th – 30th November 2007, I.
654 Geneau, E. van den Akker and J.-L. Redelsperger (Ed.), 171-172.

655 Caniaux G, H. Giordani, J.-L. Redelsperger, F. Guichard, E. Key, and M. Wade
656 (2011), Couplings between the Atlantic cold tongue, the St Helena anticyclone, and the
657 African monsoon in boreal spring and summer, *J. Geophys. Res.*, *116*, C04003, doi:
658 10.1029/2010JC006570.

659 Carton, J.A., and Z.X. Zhou (1997), Annual cycle of sea surface temperature in the
660 tropical Atlantic Ocean, *J. Geophys. Res.*, *102*, 27,813-27,824.

661 Colin, C. (1988), Coastal upwelling events in front of Ivory Coast during the FOCAL
662 program, *Oceanol. Acta*, *11*, 125-138,

663 De Boyer Montégut, C., G. Madec, A.S. Fischer, A. Lazar, and D. Iudicone (2004), A
664 global mixed layer depth climatology based on individual profiles, *J. Geophys. Res.*, *109*,
665 C12003, doi:10.1029/2004JC002378

666 De Coëtlogon, G., S. Janicot and A. Lazar (2010), Intraseasonal variability of the
667 ocean - atmosphere coupling in the Gulf of Guinea during boreal spring and summer, *Q. J.*
668 *Roy. Meteorol. Soc.*, 426-441, doi: 10.1002/qj.554.

669 Foltz, G.R., S.A. Grodsky, J.A. Carton, and M.J. McPhaden (2003), Seasonal mixed
670 layer heat budget of the tropical Atlantic Ocean, *J. Geophys. Res.*, *108*, C5, 3146-3159.

671 Foltz, G.R., J.A. Carton, and E.P. Chassignet (2004), Tropical instability vortices in
672 the Atlantic Ocean, *J. Geophys. Res.*, *109*, C03029, doi:10.1029/2003JC001942.

673 Foltz, G.R., and M.J. McPhaden (2009), Impact of the bayer layer thickness on SST in
674 the central tropical North Atlantic, *J. Clim.*, *22*, 285-299.

675 Foltz, G.R., J. Vialard, P. Kumar, and M.J. McPhaden (2010), Seasonal mixed layer
676 heat balance of the southwestern tropical Indian Ocean, *J. Clim.*, *23*, 947-965.

677 Giannini, A., Y. Kushnir, and M.A. Cane (2000), Interannual variability of Caribbean
678 rainfall, ENSO, and the Atlantic Ocean, *J. Clim.*, *13*, 297-311.

679 Giordani, H., and G. Caniaux (2011), Diagnosing vertical motion in the equatorial
680 Atlantic, *Ocean Dynamics*, in revision.

681 Gould, W.J. (2005), From Swallow floats to ARGO—The development of neutrally
682 buoyant floats, *Deep Sea Res., Part II*, *52*, 529–543.

683 Gouriou, Y., and G. Reverdin (1992), Isopycnal and diapycnal circulation of the upper
684 equatorial Atlantic Ocean in 1983-1984, *J. Geophys. Res.*, *97*, C3, 3543-3572.

685 Gu, G., and R.F. Adler (2004), Seasonal evolution and variability associated with the
686 West African monsoon system, *J. Clim.*, *17*, 3364-3377, doi:10.1175/1520-0442(2004)017.

687 Hadfield, R. E., N. C. Wells, S. A. Josey, and J.J.M. Hirschi (2007), On the accuracy
688 of North Atlantic temperature and heat storage fields from ARGO, *J. Geophys. Res.*, *112*,
689 C01,009,doi:10.1029/2006JC003,825.

690 Helber, R.W., R.H. Weisberg, F. Bonjean, E.S. Johnson, and G.S.E. Lagerloef (2007),
691 satellite-derived surface current divergence in relation to tropical Atlantic SST and wind, *J.*
692 *Phys. Oceanogr.*, *37*, 1357-1375, doi:10.1175/JPO3052.1.

693 Hormann, V. and P. Brandt (2007), Atlantic Equatorial Undercurrent and associated
694 cold tongue variability, *J. Geophys. Res.*, *112*, C06017, doi:10.1029/2006JC003931

695 Janicot, S., A. Ali, N. Asencio, G. Berry, O. Bock, B. Bourlès, G. Caniaux, F.
696 Chauvin, A. Deme, L. Kergoat, J.-P. Lafore, C. Lavaysse, T. Lebel, B. Marticorena, F.
697 Mounier, J.-L. Redelsperger, R. Roca, P. de Rosnay, B. Sultan, C. Thorncroft, M. Tomasini,
698 and ACMAD forecasters team (2008), Large-scale overview of the summer monsoon over

699 West and Central Africa during AMMA field experiment in 2006, *Ann. Geophysicae*, 26,
700 2569-2595.

701 Jochum, M., and R. Murtugudde (2006), Temperature advection by tropical instability
702 waves, *J. Phys. Oceanogr.*, 36, 592-605.

703 Johnson, E.S., F. Bonjean, G.S.E. Lagerloef, J.T. Gunn, and G.T. Mitchum (2007),
704 Validation and error analysis of OSCAR sea surface currents, *J. Atmos. Oceanic Technology*,
705 24(4), 688–701.

706 Jouanno, J., Marin, M., duPenhoat, Y., Moline, J.M. and Sheinbaum J. (2011),
707 Seasonal modes of surface cooling in the Gulf of Guinea, *accepted to the J. Phys. Oceanogr.*

708 Lagerloef, G.S.E, G.T. Mitchum, R.B. Lukas and P.P. Niiler (1999), Tropical Pacific
709 near surface currents estimated from altimeter, wind, and drifter data, *J. Geophys. Res.*, 104,
710 C10, 23,313-23,326.

711 Lamb, P.J. (1978), Large-scale tropical Atlantic surface circulation patterns associated
712 with sub-Saharan weather anomalies, *Tellus*, 30, 240-251.

713 Lemasson, L., and J.-P. Rebert (1968), Observations de courants sur le plateau
714 continental ivoirien : mise en évidence d'un sous-courant, *Doc. Sci. Prov.*, 022, 1-66, CRO
715 Abidjan.

716 Marin F., G. Caniaux, B. Boulrès, H. Giordani, Y. Gouriou, and E. Key (2009), Why
717 were sea surface temperatures so different in the eastern equatorial Atlantic in June 2005 and
718 2006? *J. Phys. Oceanogr.*, 39, 1416–1431, doi:10.1175/2008JPO4030.1.

719 Menkes, C.E.R., J.G. Vialard, S.C. Kennan, J.P. Boulanger, and G.V. Madec (2006),
720 A modeling study of the impact of tropical instability waves on the heat budget of the eastern
721 equatorial Pacific, *J. Phys. Oceanogr.*, 36, 847-865.

722 Merle, J. (1980), Seasonal heat budget in the equatorial Atlantic Ocean, *J. Phys.*
723 *Oceanogr.*, 10, 464-469.

724 Ohlmann, J.C. (2003), Ocean radiant heating in climate models, *J. Clim.*, *16*, 1337-
725 1351.

726 Ohno, Y., T. Kobayashi, N. Iwasaka, and T. Suga (2004), The mixed layer depth in the
727 North Pacific as detected by the ARGO floats, *Geophys. Res. Lett.*, *31*(11), L11306,
728 doi:10.1029/2004GL019576.

729 Peter, A.C., M. Le Hénaff, Y. DuPenhoat, C.E. Menkes, F. Marin, J. Vialard, G.
730 Caniaux and A. Lazar (2006), A model study of the seasonal mixed layer heat budget in the
731 equatorial Atlantic, *J. Geophys. Res.*, *111* (C6), C06014, 10.1029/2005JC003157.

732 Philander, S.G.H., and R.C. Pacanowski (1986), A model of the seasonal cycle in the
733 tropical Atlantic Ocean, *J. Geophys. Res.*, *91*, 14,192-14,206.

734 Picaut, J. (1983), Propagation of the seasonal upwelling in the eastern equatorial 11
735 Atlantic, *J. Phys. Oceanogr.*, *13*, 18-37.

736 Redelsperger, J.-L., C. Thorncroft, A. Diedhiou, T. Lebel, D. Parker and J. Polcher
737 (2006), African Monsoon Multidisciplinary Analysis: an international project and field
738 campaign, *Bull. American Met. Soc.*, *87*(12), 1739-1746.

739 Reynolds, R. W., T. M. Smith, C. Liu, D. B. Chelton, K. S. Casey, and M. G. Schlax
740 (2007), Daily high-resolution blended analyses for sea surface temperature, *J. Clim.*, *20*,
741 5473-5496.

742 Rhein M, M. Dengler, J. Sültenfuß, R. Hummels, S. Hüttl-Kabus, and B. Bourlès
743 (2010), Upwelling and associated heat flux in the equatorial Atlantic inferred from helium
744 isotope disequilibrium, *J. Geophys. Res.*, *115*, C08021, doi:10.1029/2009JC005772.

745 Richardson, P.L., and D. Walsh (1986), Mapping climatological seasonal variations of
746 surface currents in the tropical Atlantic using ship drifts, *J. Geophys. Res.*, *91*, 10,537-
747 10,550.

748 Richardson, P.L. and S.G.H. Philander (1987), The seasonal variations of surface
749 currents in the tropical Atlantic Ocean: A comparison of ship drift data with results from a
750 general circulation model, *J. Geophys. Res.*, 92, 715-724.

751 Riser, S. (2009), A review of recent problems with CTD units and Druck pressure
752 sensors, *Argo Newsletter*, 11, 2-3.

753 Roemmich, D., O. Boebel, Y. Desaubies, H. Freeland, K. Kim, B. King, P.Y.
754 LeTraon, R. Molinari, W.B. Owens, S. Riser, U. Send, K. Takeuchi, and S. Wijffels (2001),
755 ARGO: The global array of profiling floats, *in: Observing the Ocean in the 21st Century*,
756 edited by C. J. Koblinsky and N. R. Smith, pp. 248 – 258, GODAE Proj. Off. Bur. of
757 Meteorol., Melbourne, Australia.

758 Seager, R., Y. Kushnir, M. Visbeck, N. Naik, J. Miller, G. Krahnemann, and H. Cullen
759 (2000), Causes of Atlantic Ocean climate variability between 1958 and 1998, *J. Clim.*, 13,
760 2845-2862.

761 Stramma, L., and F. Schott (1999), The mean flow field of the tropical Atlantic Ocean,
762 *Deep-Sea Res., Part II*, 46, 279-303.

763 Sweeney, C., A. Gnanadesikan, S.M. Griffies, M.J. Harrison, A.J. Rosati, and B.L.
764 Samuel (2005), Impacts of shortwave penetration depth on large-scale ocean circulation and
765 heat transport, *J. Phys. Oceanogr.*, 35, 1103-1119.

766 Swenson, M. S., and D.V. Hansen (1999), Tropical Pacific ocean mixed layer heat
767 budget: the Pacific cold tongue, *J. Phys. Oceanogr.*, 29, 69-81.

768 Vauclair, F., and Y. DuPenhoat (2001) Interannual variability of the upper layer of the
769 tropical Atlantic Ocean from in situ data between 1979 and 1999, *Clim. Dyn.*, 17 (7), 527-
770 546, doi:10.1007/s003820000125.

771 Wang, W., and M.J. McPhaden (1999), The surface layer heat balance in the
772 equatorial Pacific ocean. Part I: mean seasonal cycle, *J. Phys. Oceanogr.*, 29, 1812-1831.

773 Weingartner, T.J., and R.H. Weisberg (1991), On the annual cycle of equatorial
774 upwelling in the central Atlantic Ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, *21*, 68-82.

775 Wells, N.C., S.A. Josey, and R.E. Hadfield (2009), Towards closure of regional heat
776 budget in the North Atlantic using ARGO floats and surface flux datasets, *Ocean Science*, *5*,
777 59–72.

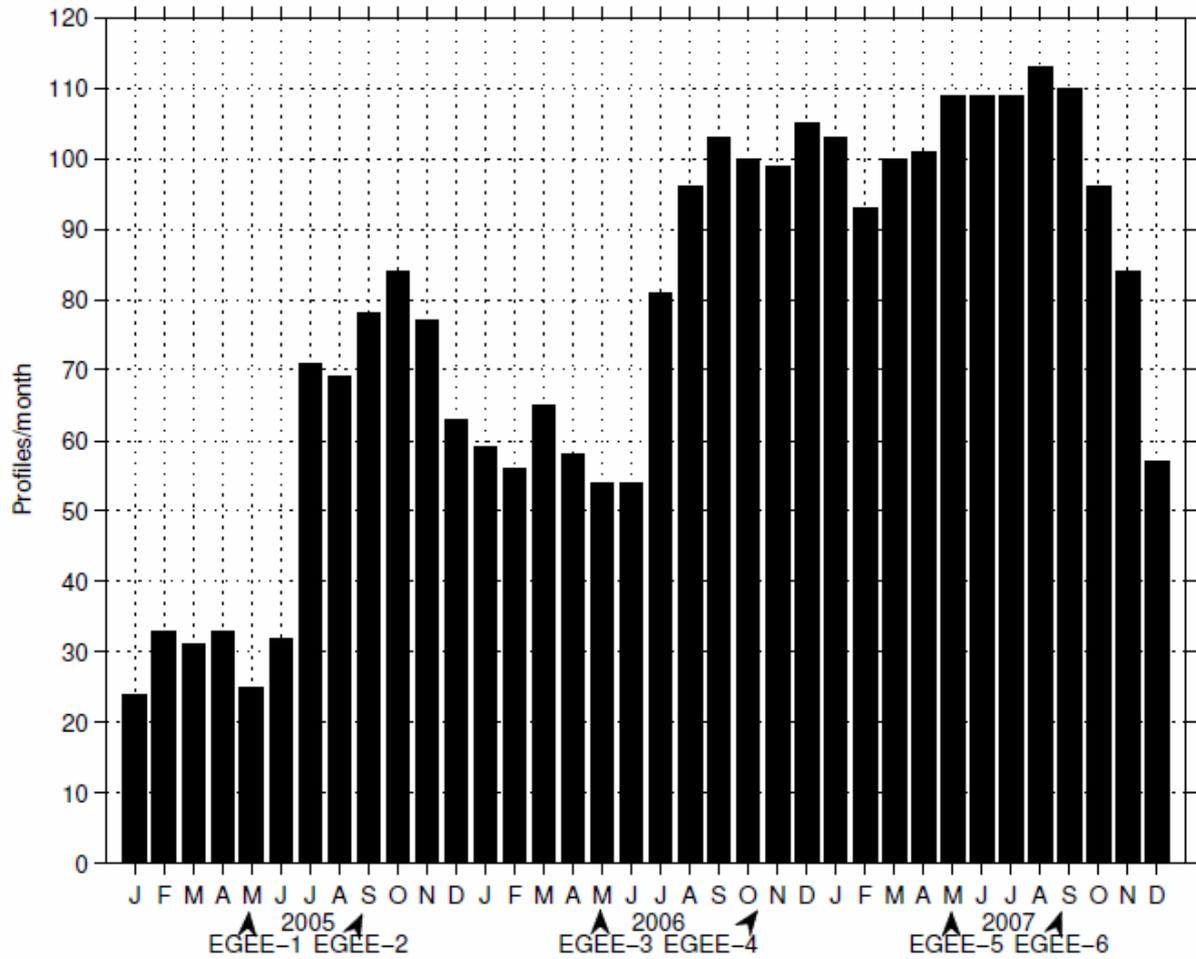
778 Yu, L., X. Jin, and R.A. Weller (2006), Role of net surface heat flux in seasonal
779 variations of sea surface temperature in the tropical Atlantic Ocean, *J. Clim.*, *19*, 6153–6169.

	Number of profiles	Temperature (°C)			Summer residuals (Wm ⁻²)	K _v	K _v (Rhein et al 2010)	K _v During FOCAL Gouriou and Reverdin [1992]
		Min.	Max.	Amplitude				
BOX 1	275	26.0	29.5	3.5	-20	0.3	-	-
BOX 2	124	24.0	29.5	5.5	-9	0.3	-	-
BOX 3	143	22.8	28.8	6.0	-65	1	-	-
BOX 4	334	25.0	30.0	5.0	-70	3	-	-
BOX 5	444	23.0	29.0	6.0	-53	1	1	2
BOX 6	167	22.2	28.0	5.8	-17	0.9	-	-
BOX 7	496	26.0	29.5	3.5	-52	1.5	-	-
BOX 8	453	23.0	28.5	5.5	-75	2	1.5	3
BOX 9	750	23.8	28.5	4.7	-15	0.9	-	-

781 **Table 1:** Characteristics in the different boxes: number of selected ARGO profiles
782 after the QC check, minimum, maximum and amplitude of the SST seasonal cycle in each
783 box, residual of the heat budget computed for the summer month (June-July-August) and the
784 corresponding vertical mixing coefficient estimated from the summer residual. Mixing
785 coefficients estimated by *Rhein et al.* [2010] and *Gouriou and Reverdin* [1992] are shown for
786 comparison. Units are in °C for temperature, in W m⁻² for the residual and in cm² s⁻¹ for the
787 vertical mixing coefficient.

Heat storage	5.2 Wm ⁻²
Advection	5.2 Wm ⁻²
Entrainment	18.4 Wm ⁻²
Net heat flux	16.6 Wm ⁻²
Amount of solar radiation passing through the mixed layer base	6.5 Wm ⁻²
Residual	26.7 Wm ⁻²

788 **Table B-1:** Mean errors (W m⁻²) on the different terms of the budget (equation 7)
789 estimated in the area. The errors on the residual were estimated as the square root of the sum
790 of each other squared terms.



792

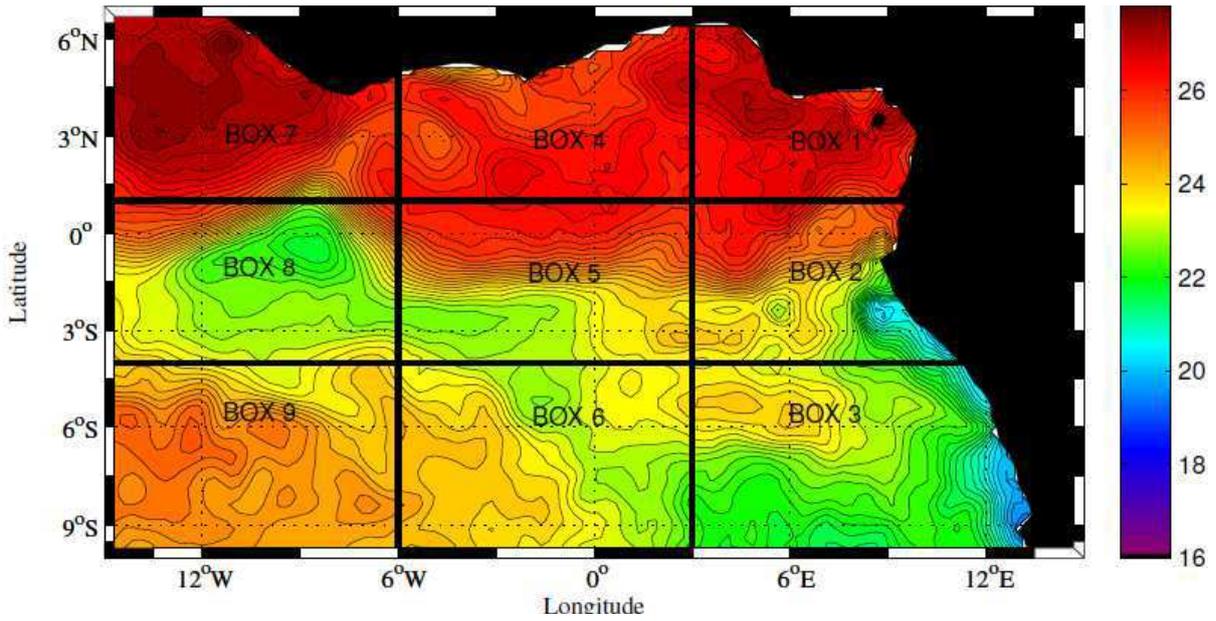
793

794

795

796

Figure 1: Monthly number of ARGO profiles in the domain of study [15°W, 15°E and 10°S, 6°N]. The EGEE campaigns (May-June-September in 2005, 2006 and 2007) are indicated with arrows.



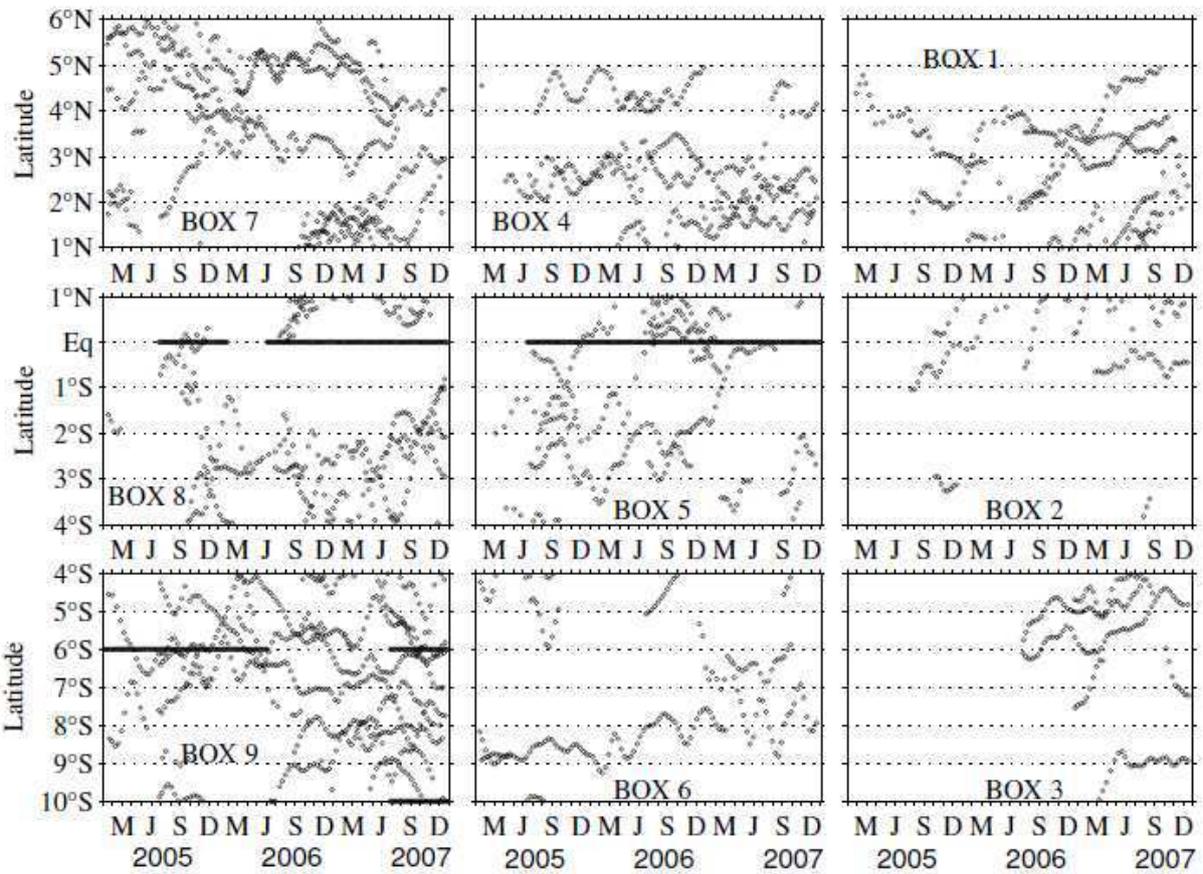
797

798

Figure 2: Spatial delimitation of the 9 boxes in the eastern equatorial Atlantic. SSTs

799

from *Reynolds et al.* [2007] at 2005 July 15 are plotted.



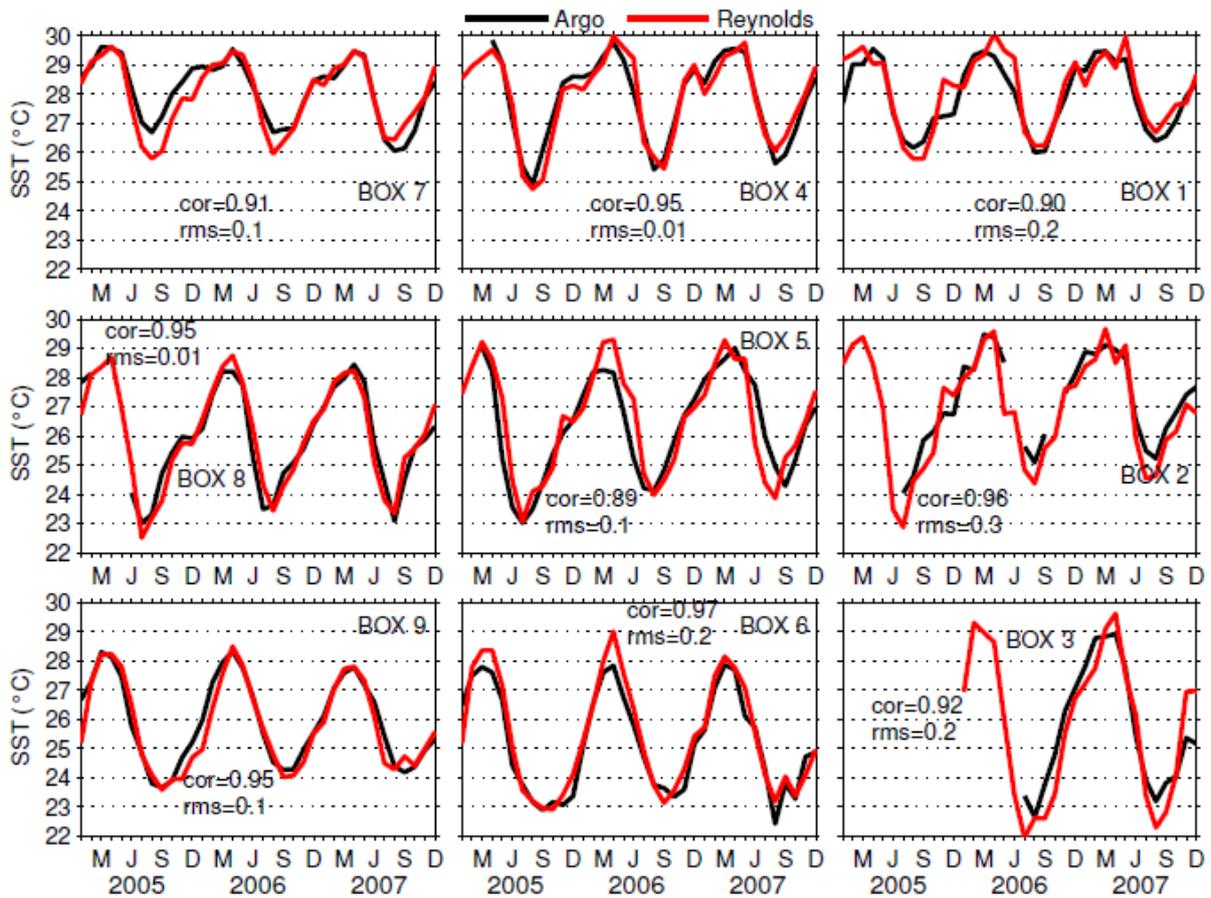
800

801

Figure 3: Latitude-time diagram of the number of ARGO and PIRATA (black lines)

802

profiles in each box.



803

804

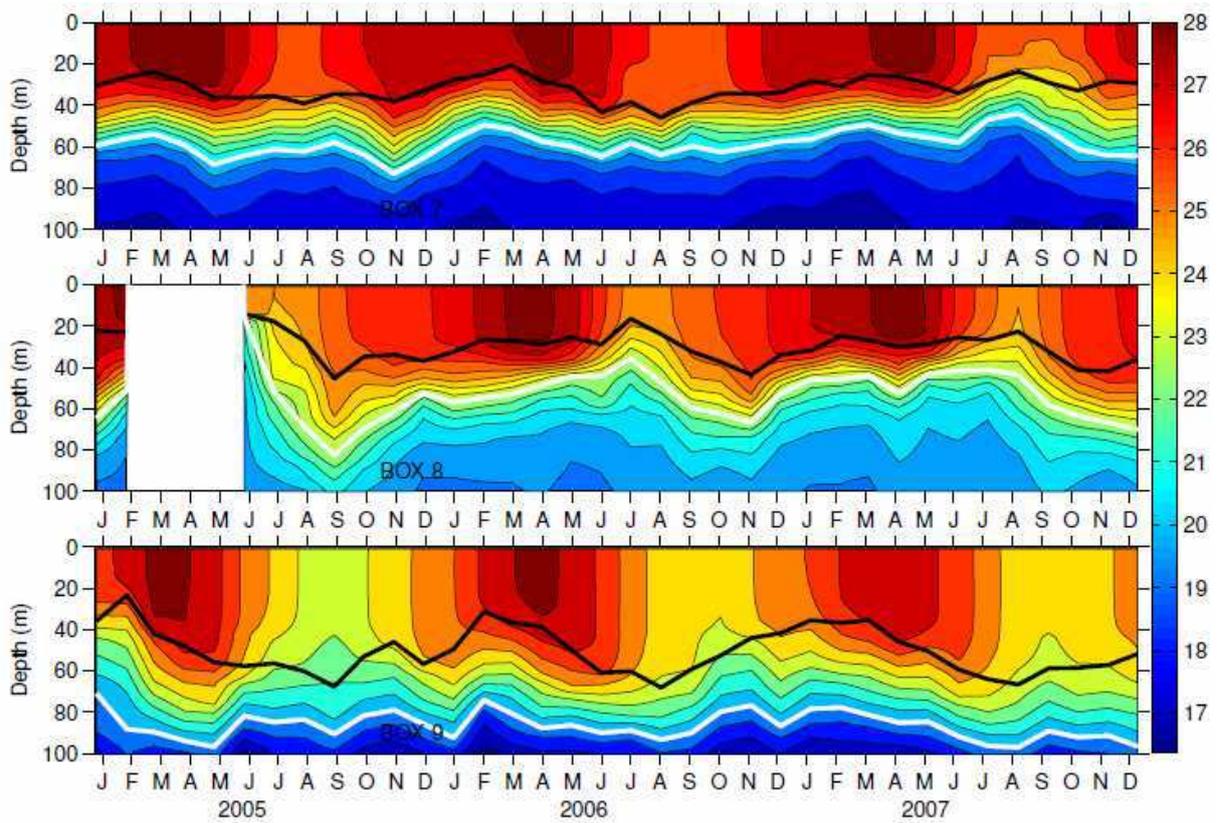
Figure 4: Interannual variability of the monthly sea surface temperature ($^{\circ}\text{C}$) in 2005-

805

2007 in the different boxes from ARGO data (black) and from *Reynolds et al.* [2007] (red).

806

Correlations and root-mean square differences are also indicated.



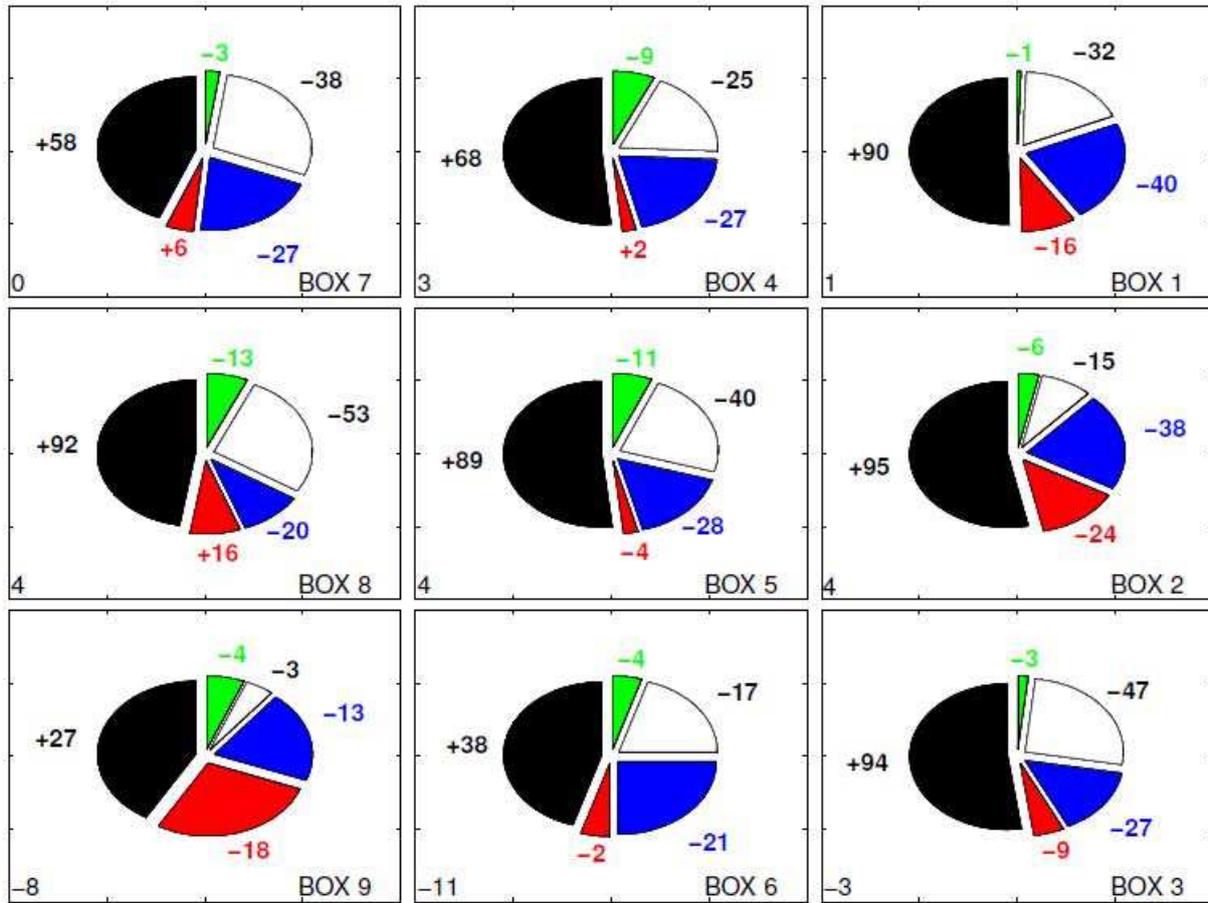
807

808

809

810

Figure 5: Time-depth sections of the temperature profiles ($^{\circ}\text{C}$) for the boxes 7 (top), 8 (middle) and 9 (bottom). The mixed layer depth (computed as the average of individual profile mixed layer depths) is indicated in black and the depth of the 20°C isotherm in white.



811

812

Figure 6: Annual mean of the different terms of equation (7) in the different boxes (in

813

W m^{-2}). The slices represent the percentage of the sum of the absolute values of all the terms

814

on the rhs of equation (7). The net surface heat flux is indicated in black, the entrainment in

815

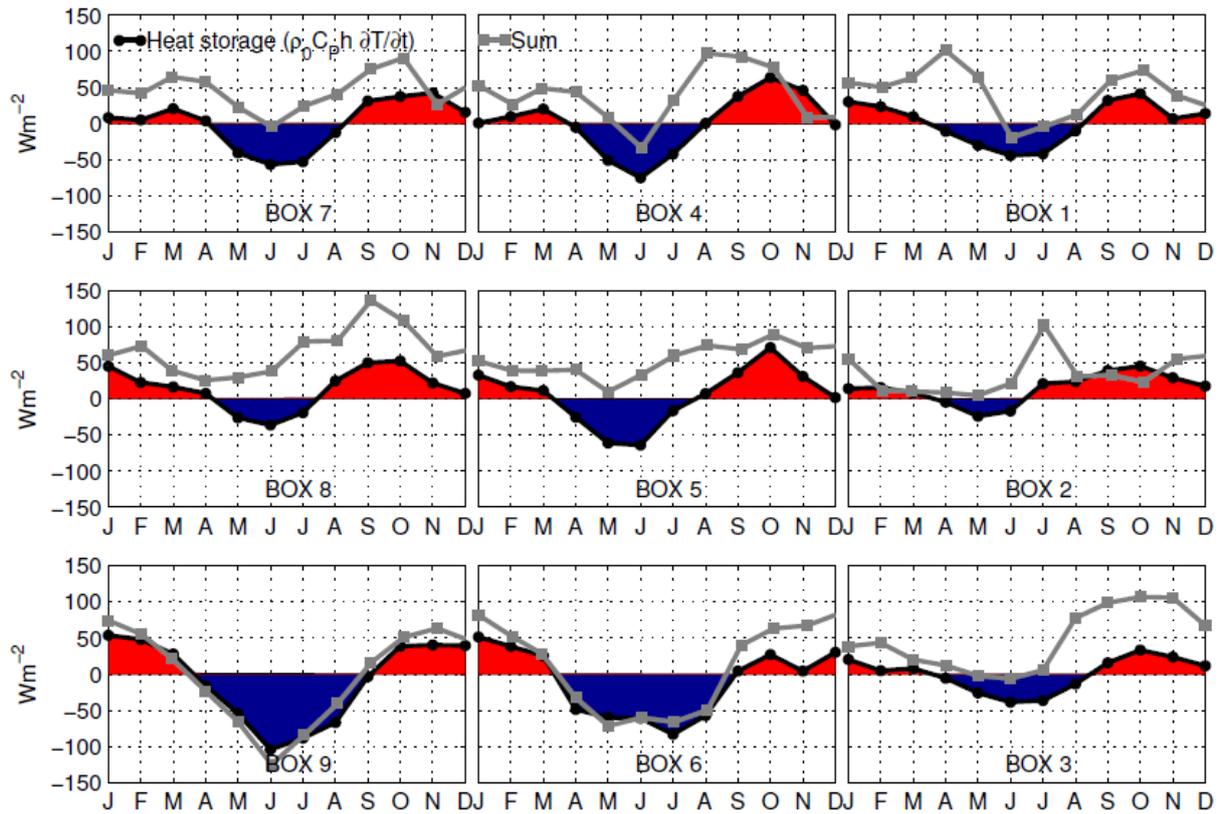
green, the residual in white, the amount of solar radiation passing through the mixed layer

816

base in blue, and the horizontal advection in red. The heat storage annual mean is indicated at

817

the lower-left corner in each box.



818

819

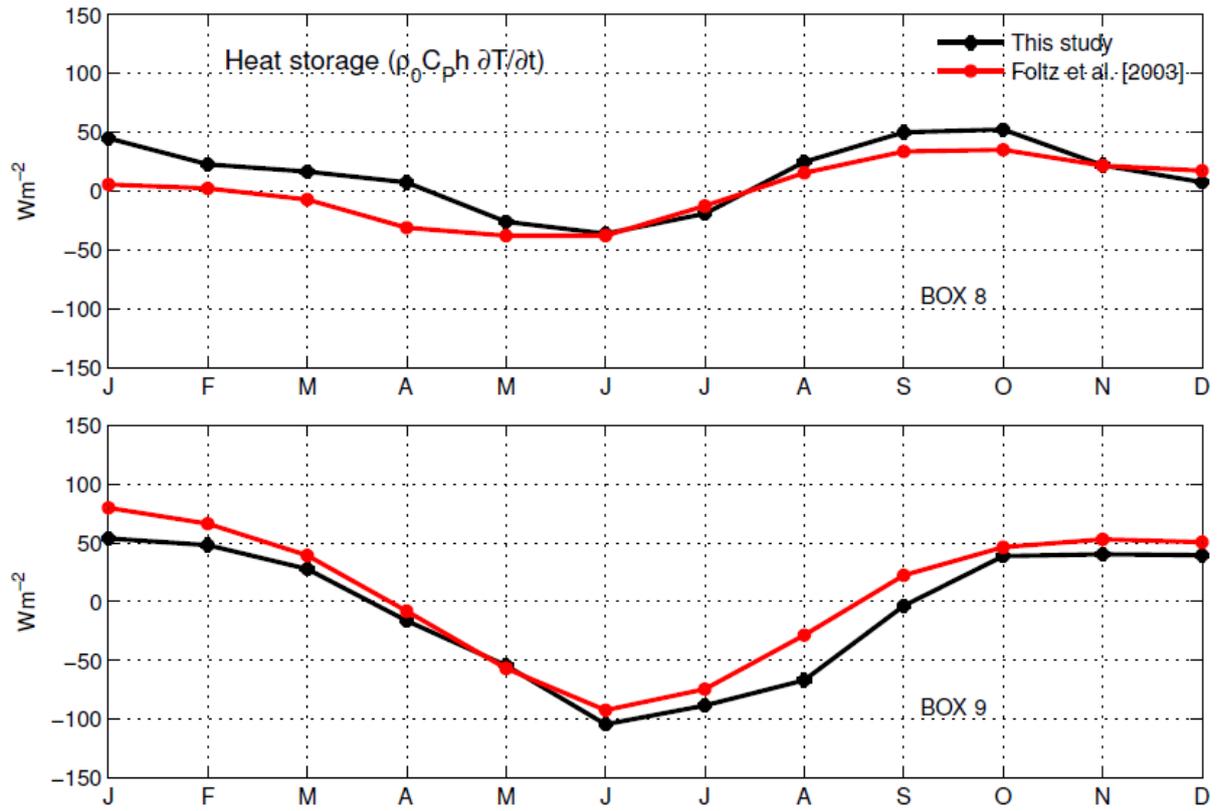
Figure 7: Seasonal cycle of the mixed layer heat storage rate (black) and the sum

820

(gray) of the different terms on the right hand side of equation (7) for each box, except the

821

residual. Units are $W m^{-2}$. Red (blue) areas indicate warming (cooling).



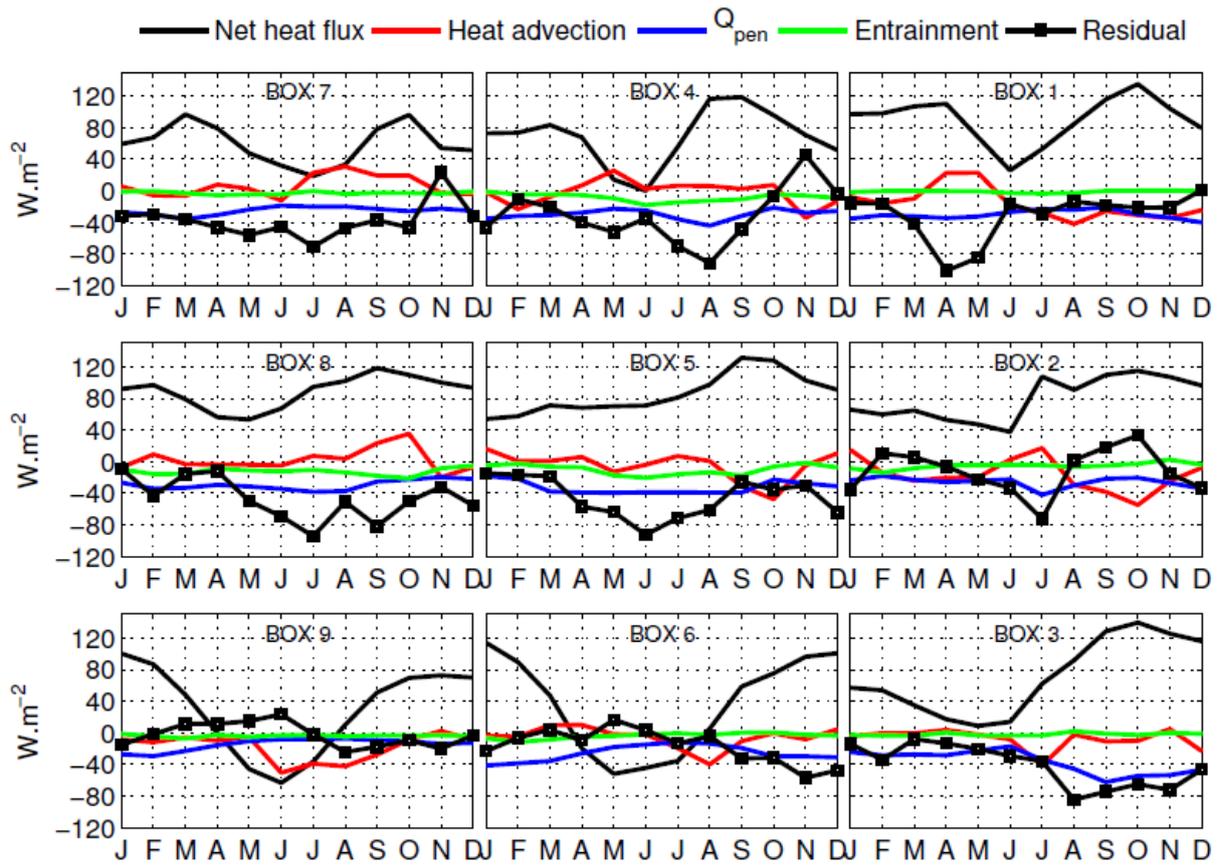
822

823

824

825

Figure 8: Comparison of the seasonal cycle of heat storage in boxes 8 (top) and 9 (bottom) (black curves) with *Foltz et al.* [2003] at two PIRATA mooring buoys along 10°W respectively at the equator (top) and 6°S (bottom) (red curves).



826

827

Figure 9: Seasonal cycle of the different terms on the right hand side of equation (7)

828

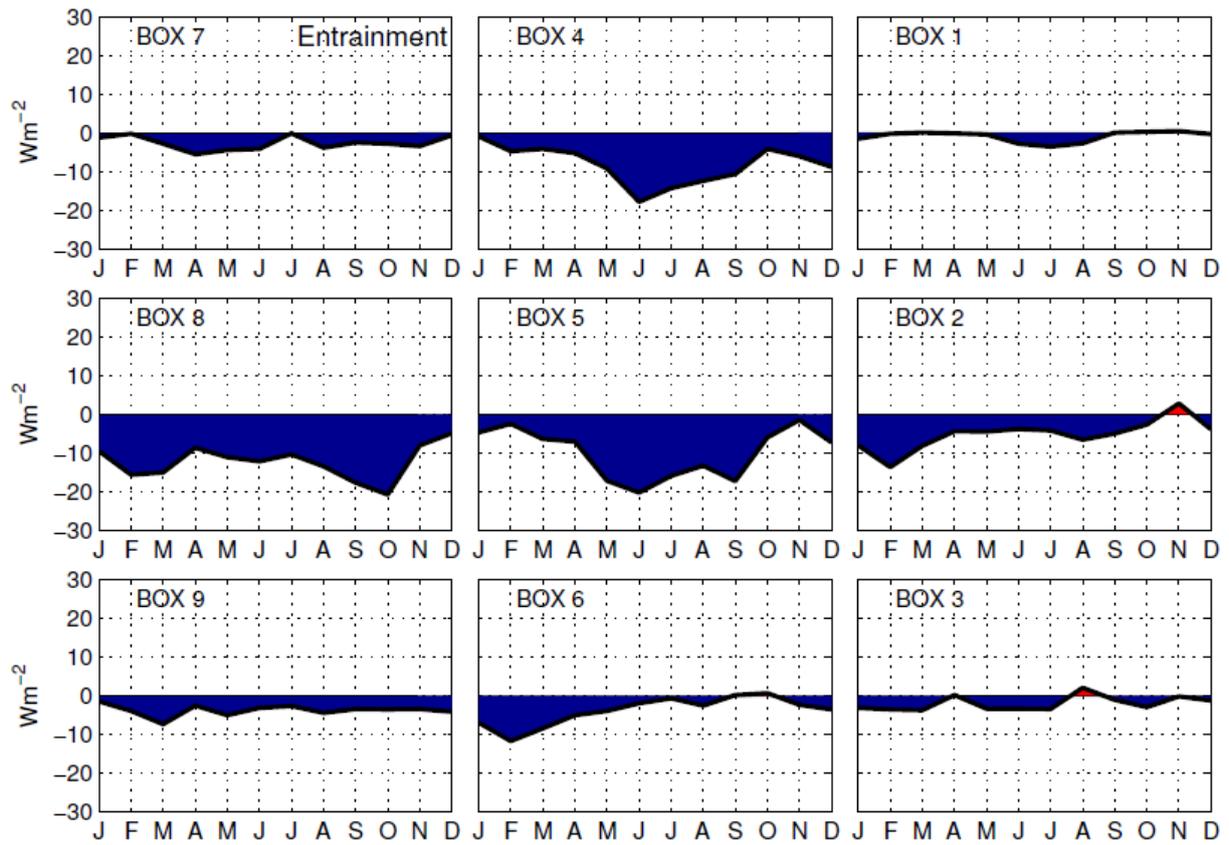
in the various boxes. Units are $W \cdot m^{-2}$. The net surface heat flux is indicated in black, the

829

entrainment in green, the amount of solar radiation passing through the mixed layer base in

830

blue and the horizontal advection in red. The residual is the black curve with squares.



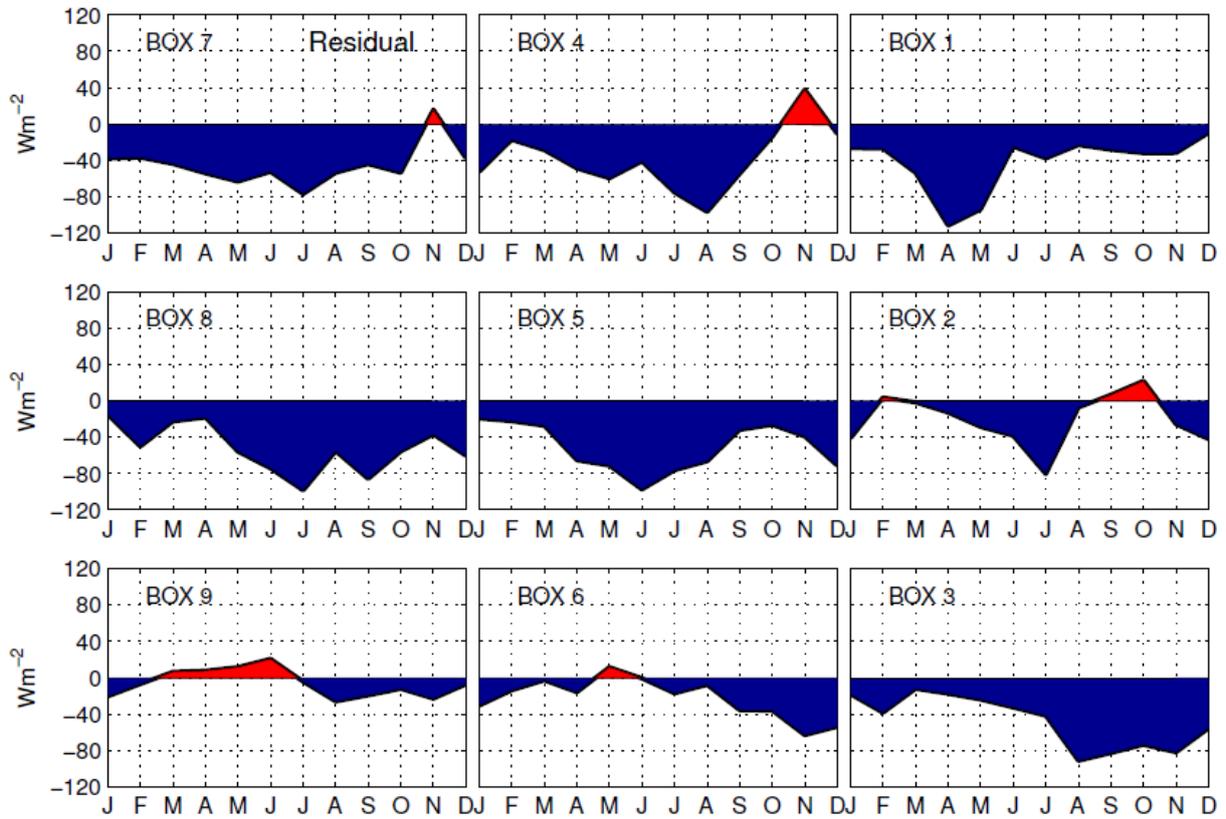
831

832

833

Figure 10: Seasonal cycle of the entrainment term. Blue (red) areas indicate period of cooling

834 (warming).



835

836

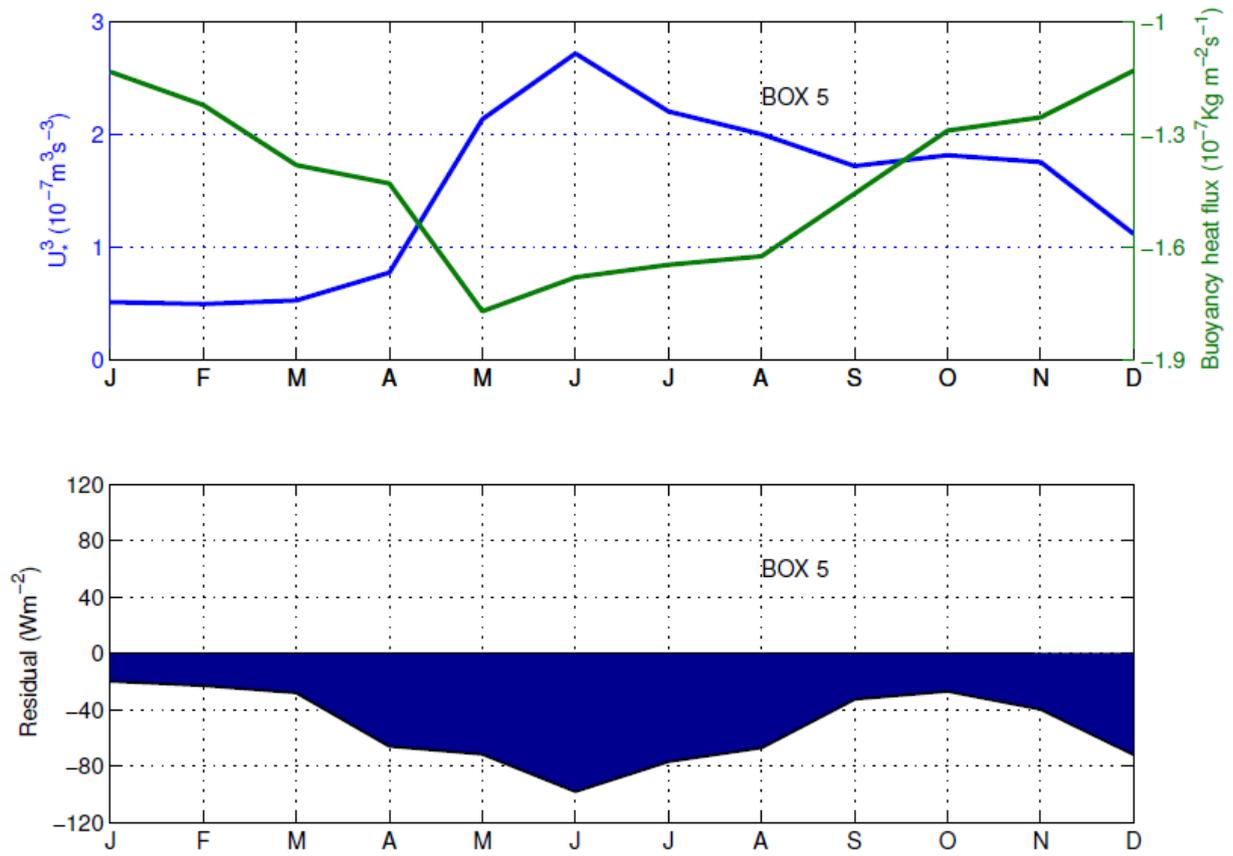
Figure 11: As in **Figure 10** but for the residual.

837

838

839

840



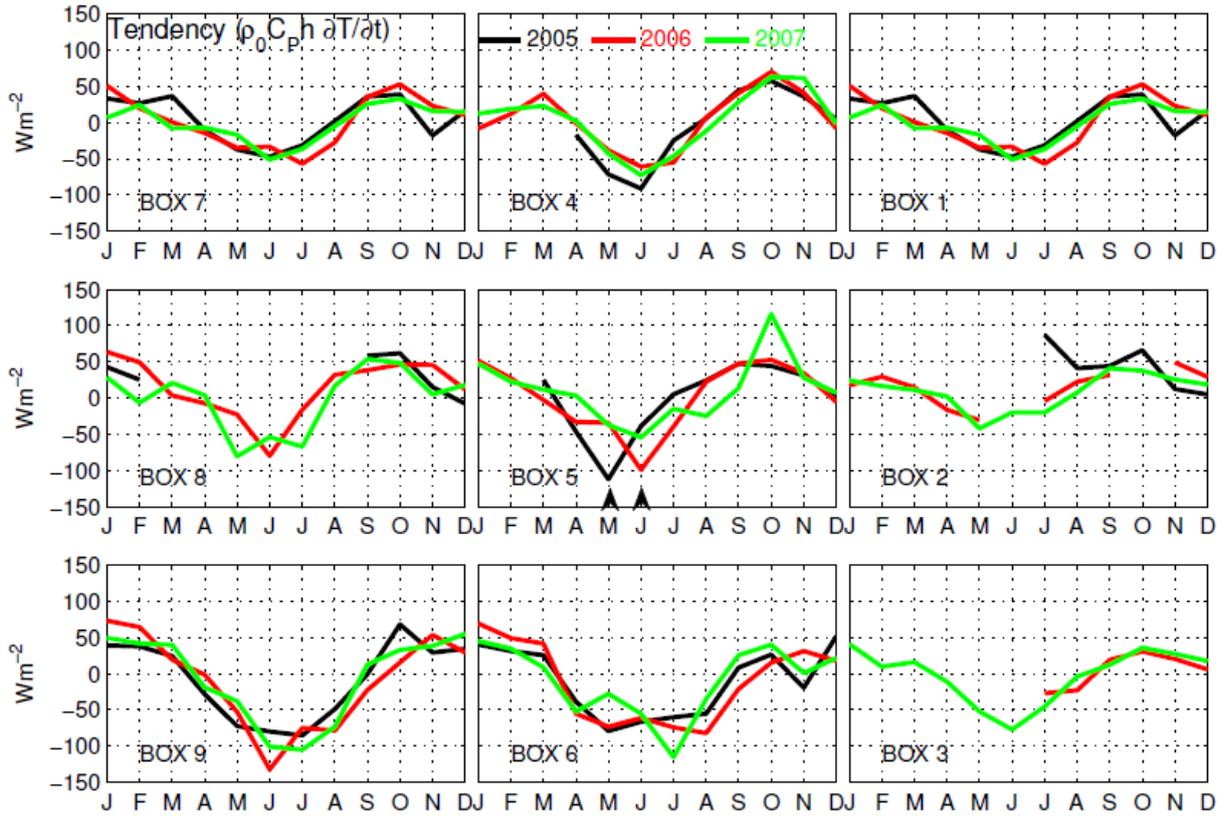
841

842

Figure 12: In the top panel, the seasonal cycle of the surface buoyancy flux

843 $B = B_h + B_w$ (green curve) and the cube of the friction velocity $u_*^3 = \left(\frac{\tau}{\rho}\right)^{3/2}$ (blue curve) in

844 box 5; in bottom panel the seasonal cycle of the residual in box 5.



845

846

Figure 13: Heat storage rate evolution (in $W m^{-2}$) in the different boxes in 2005

847

(black), in 2006 (red) and in 2007 (green).

4.9 Conclusion

Dans ce chapitre on a essayé de comprendre les causes du cycle saisonnier du bilan de chaleur superficiel dans l'Atlantique équatorial Est à partir d'observations, en utilisant les données de flotteurs Argo et de quelques bouées PIRATA. C'est grâce aux campagnes EGEE qui ont eu lieu dans cette région au cours des années 2005-2007 que l'on a pu, pour la première fois, disposer d'autant de profils dans la zone et calculer des bilans réalistes. Cependant, on a vu que les profils ARGO avaient nécessité des traitements appropriés. En effet, en complément du traitement proposé par le centre Coriolis, nous avons développé notre propre traitement qui tient compte des particularités de la zone et notamment de ses faibles profondeurs de couche de mélange. Ce traitement a permis d'obtenir un jeu de données fiables, condition nécessaire pour calculer les différents termes du bilan sur l'épaisseur de la couche mélangée. On a de plus choisi de régionaliser les bilans en subdivisant la zone de l'Atlantique équatorial est en plusieurs boîtes, ce que le nombre de flotteurs présent dans la zone et pendant les années 2005-2007 a rendu possible. Les bilans nous ont permis d'identifier les processus responsables de la variabilité saisonnière des températures de surface. Dans la littérature, certains auteurs ont identifié le mélange vertical dû aux cisaillements de courant entre le Courant Equatorial Sud (SEC) et le Sous Courant Equatorial (EUC) [(author?) [53]; (author?) [132]] comme étant prépondérant le long de l'équateur, d'autres ont identifié l'advection de température ((author?) [38]), d'autres encore les flux de chaleur et l'entraînement ((author?) [100]). Les résultats montrent que sur cette période de 3 ans, les bilans sont partout positifs sauf dans les boîtes les plus au sud. L'examen des différents termes montre que les flux de chaleur représentent le processus le plus important du bilan, ce qui, à l'échelle temporelle considérée, est en accord avec des études antérieures. La tendance exhibe un cycle saisonnier marqué dans une gamme de variation comprise entre -100 W.m^{-2} à $+50 \text{ W.m}^{-2}$, valeurs atteintes dans pratiquement toutes les boîtes respectivement en juin-juillet et en mars. L'advection de température n'a de contribution significative que dans certaines boîtes, notamment dans les régions du Golfe du Biafra et dans la boîte la plus au sud-ouest. L'entraînement et les fluctuations (inférieures à 30 jours) de l'advection horizontale ont des contributions mineures dans toutes les boîtes considérées.

Lorsque l'on considère le bilan à l'échelle du cycle saisonnier, les flux de chaleur atmosphériques dominant encore le bilan : ils présentent des minima en été boréal et des maxima en hiver boréal. C'est leur contribution qui imprime le cycle saisonnier à la tendance de la température. Les observations ne permettent pas de calculer tous les termes de l'équation du bilan. En effet, le mélange vertical par exemple nécessite la connaissance d'un coefficient de mélange dont les variations dépendent non seulement de l'espace mais du temps. Dans certaines études, ce coefficient est pris comme une constante. Cette hypothèse nous paraissant trop hardie pour la région, nous avons préféré estimer ce terme comme un résidu du bilan (i.e. différence entre le terme de tendance et les termes directement calculables). La somme des termes calculables hormis la tendance (ensemble des termes de droite de l'équation du bilan) apparaît toujours positive, ce qui veut signifier qu'un ou plusieurs termes à contribution négative manque(nt) au bilan. Le résidu contient certainement des erreurs de plusieurs types : erreurs dues à l'échantillonnage, erreurs associées aux types d'eau, aux flux de chaleur, ou encore aux courants de surface. Lorsque l'on compare ce résidu avec des données de mélange vertical estimées lors des campagnes AMMA/EGEE [(author?) [112] ; (author?) [30]], alors les ordres de grandeur sont similaires et les cycles saisonniers en phase. D'après les observations citées, le mélange vertical présenterait un cycle saisonnier fort, maximum en été boréal et minimum en hiver, comme dans notre étude. De même, les maxima se situent dans la langue d'eau froide et près des côtes Africaines. Au sud de 4°S, le mélange vertical est plus faible dans les données d'observation de ((author?) [30]) : dans notre étude également, puisque dans cette région le bilan est à peu près clos à quelque 10 W/m². On s'est attelé de plus à essayer de comprendre les causes du cycle saisonnier du mélange vertical. Pour cela, on a tracé le cycle saisonnier du flux de flottabilité et de la vitesse de friction au cube due au à la tension du vent, deux quantités fondamentales pour la génération du mélange vertical dans les couches supérieures de l'océan. Nous avons montré que le cycle saisonnier de ces deux paramètres se corrèle bien au cycle saisonnier du mélange vertical, ce qui est un argument de poids pour suggérer que le résidu de notre bilan s'explique en grande partie par le mélange vertical. Ainsi, notre étude suggère que dans l'Atlantique équatorial Est, le cycle saisonnier est aussi bien dominé par les flux de chaleur en surface que par les processus de subsurface (mélange vertical). Parmi les processus de subsurface, le mélange vertical apparaît comme un paramètre très important de la variabilité de la température surface dans le GG.

Chapitre 5

Cycle diurne le long de 10°W dans l'Atlantique tropical aux bouées PIRATA pendant EGEE3

5.1 Introduction

Nous avons vu dans le chapitre 3 l'échelle du bassin avec un modèle linéaire et dans le chapitre 4 l'échelle régionale avec les données Argo, regardons maintenant si un modèle encore plus simple est capable de simuler de manière réaliste les paramètres identifiés précédemment comme important sur la variabilité, ce qui est une étape importante pour la modélisation qui est plus complexe. L'évolution des paramètres océaniques et météorologiques dépend non seulement des échelles spatiales mais dépend fortement aussi des échelles temporelles considérées. Une des échelles temporelles cruciales modulant la variabilité de ces paramètres est l'échelle diurne qui a attiré l'attention de très peu d'auteurs dans l'Atlantique équatorial. Dans les tropiques, le réchauffement diurne océanique peut induire une augmentation du flux de chaleur net vers l'atmosphère de plus de 50 W/m² au cours de la journée en conditions calmes et de ciel clair [(author?) [35]; (author?) [137]]. Le cycle diurne océanique peut jouer un rôle dans les mécanismes de couplage océan-atmosphère. Par exemple, les variations diurnes de SST peuvent affecter le cycle de vie des nuages convectifs tropicaux [(author?) [24]; (author?) [144]] et les profils atmosphériques de chaleur, d'humidité et les propriétés nuageuses ou encore pourrait influencer le déclenchement de la mousson ((author?) [6]). Certaines études montrent que dans les tropiques, la variabilité des températures de surfaces à l'échelle diurne pourrait avoir un impact sur la variabilité à l'échelle de temps saisonnière [(author?) [122]; (author?) [9]; (author?) [121]; (author?) [8]; (author?) [6]; (author?) [48]] voire interannuelle ((author?) [27]). Le cycle diurne océanique peut affecter certains modes de variabilité couplés océan/atmosphère, tels que l'Oscillation de Madden-Julian (MJO), en termes d'amplitude des anomalies de SST ((author?) [7]) ou en termes de phase ((author?) [145]), ou bien l'Oscillation Australe (ENSO) en termes de spectre de fréquences ((author?) [27]). Ce qui prouve clairement que le cycle diurne a un impact certain sur les interactions océan-atmosphère à long-terme.

Dans ce chapitre, nous essayerons de montrer à l'aide d'un modèle unidimensionnel forcé avec les données à haute résolution collectées lors de la campagne EGEE3, comment les paramètres océaniques et atmosphériques se combinent aux fines échelles pour moduler la SST en différents points de l'Atlantique, points qui sont représentatifs de l'ensemble du bassin. Dans un premier temps, nous présenterons la campagne EGEE3 en 2006, campagne au cours de laquelle des données uniques à haute résolution ont été acquises dans le Golfe de Guinée. Ensuite nous présenterons les données PIRATA qui ont été utilisées pour la validation de nos résultats. Enfin, nous présenterons les différentes paramétrisations de diffusion turbulente utilisées dans les modèles de circulation générale (OGCM) et nous essayerons de justifier le choix du modèle de (author?) [43] pour cette étude.

5.1.1 Objectifs

Il est bien connu que dans le GG, les variations de la SST dépendent largement des échanges d'énergie à l'interface air-mer. Ces variations sont de plus fortement conditionnées par la profondeur de la couche de mélange et par les contenus thermique et salin. Dans cette étude, on doit préciser le rôle des échanges océan-atmosphère sur l'évolution de la couche mélangée océanique dans le bassin Atlantique équatorial. Précisément les questions que l'on se pose dans cette étude sont les suivantes : 1) Quels sont les mécanismes atmosphériques et/ou océaniques qui contrôlent l'évolution du cycle diurne dans le GG ? 2) Quels sont les mécanismes qui déterminent l'épaisseur de la couche mélangée ? Quelle est la variabilité spatiale et temporelle des processus qui contrôlent son évolution ? 3) Quel est le rôle des vitesses verticales à la base de la couche de mélange dans l'évolution du contenu thermique ? 4) Quelle est la capacité de la turbulence océanique à moduler l'évolution diurne de la SST et de la couche de mélange ? 5) Quelles sont les erreurs associées aux paramétrisations dites «bulk» pour le calcul des flux turbulents de surface et permettent-elles une estimation précise du contenu thermique de la couche mélangée ?

5.1.2 Données des campagnes EGEE et PIRATA

5.1.2.1 Les campagnes EGEE

Le programme EGEE a été initialisé au LEGOS (responsable : Bernard Bourlès, IRD/LEGOS) dès 2000. A partir de 2001, ce programme a été présenté lors de la réunion préparatoire au programme

5.1 Introduction

national "Mousson Africaine" en avril 2001 à Toulouse, et est ainsi progressivement devenu le volet océanographique de ce programme, devenu en 2002 le programme AMMA (Analyse Multidisciplinaire de la Mousson Africaine((author?) [110])). EGEE a été financé en 2002 et 2003 par les grands programmes nationaux PATOM et PNEDC. En 2004, AMMA est devenu un programme national sous la forme d'une Action Programmée Inter-organismes (API-AMMA), et EGEE en constitue donc, avec une composante "étude des échanges à l'interface océan-atmosphère" développée par et sous la responsabilité de Guy Caniaux (METEO-France/CNRM), un des groupes de travail principaux. Les campagnes EGEE font parties donc du volet océanographique du programme AMMA et sont destinées à l'observation intensive du GG. Le programme AMMA/EGEE a été coordonné en 2006 avec une expérience Américaine et une expérience Allemande, ce qui en fait la première expérience à mobiliser autant de moyens à la mer dans l'EEA depuis l'expérience GATE.

L'objectif général du projet EGEE est l'étude de la circulation océanique et de sa variabilité dans les couches supérieures de l'Atlantique Est Tropical, plus précisément dans le GG. La circulation océanique et sa variabilité dans le GG, et leurs relations avec le climat des régions environnantes restent encore paradoxalement très peu connues. Il est pourtant établi que l'intensité de la mousson d'Afrique de l'Ouest est fortement dépendante des gradients méridiens d'énergie au niveau de l'interface entre le GG et l'Afrique de l'Ouest. Ces gradients de couche limite dépendent des conditions rencontrées en surface, tant continentale (albédo, végétation, état hydrique du sol) qu'océanique (température de surface de la mer, profondeur des couches de mélange). Une des questions scientifiques prioritaires réside donc dans la compréhension des mécanismes qui régissent les échanges d'énergie à l'interface océan-atmosphère dans le GG, depuis les échelles diurnes aux échelles interannuelles. Ces échanges sont primordiaux pour les études climatiques et nécessitent une meilleure compréhension de la circulation océanique et de sa variabilité dans cette région particulière. Pour cela, six campagnes océanographiques (EGEE1 à EGEE6) en relation avec PIRATA ont été réalisées entre 2005 et 2007. J'ai pu participer aux campagnes EGEE1 et EGEE6. La figure 5.1 montre l'entretien des bouées PIRATA pendant les campagnes EGEE. Ces campagnes ont permis d'acquérir des mesures de paramètres hydrologiques, de courants et de mesures de paramètres météorologiques en des points précis de l'Atlantique. De toutes les campagnes, on va se focaliser sur la campagne EGEE3 réalisée en mai-juin 2006, parce qu'elle est la plus complète en terme de mesures et qu'elle est dédiée aux couches limites océaniques et atmosphériques.

Les données acquises lors de cette campagne, notamment le long de la radiale à 10°W, incluent les mesures de flux atmosphériques collectées à l'aide du mât instrumenté installé à bord du bateau l'ATALANTE, mais aussi des mesures océaniques (ADCP -Acoustic Doppler Current Profiler-, CTD -Conductivity-Thermo-Depth-, TSG -Thermo-Salino-Graph-) ainsi que des mesures de turbulence océanique de couche limite. Une description détaillée de ces données est fournie plus tard dans ce chapitre dans une publication acceptée dans Ocean Dynamics.



Figure 5.1 – Entretien des bouées PIRATA pendant les campagnes EGEE.

5.1.2.2 Les campagnes PIRATA

Dans le cadre du programme CLIVAR (Climate Variability and Predictability), le programme PIRATA (Pilot Research Moored Array in the Tropical Atlantic), programme d'océanographie opérationnelle, est élaboré et réalisé dans le cadre d'une coopération multinationale par un groupe de scientifiques français, brésiliens et étatsuniens. L'objet de PIRATA est l'étude des interactions océan-atmosphère dans l'Atlantique tropical et de leur rôle dans la variabilité climatique régionale à des échelles saisonnières, interannuelles, ou plus longues. Il s'agit de mettre en œuvre un réseau météo-océanique de surveillance en temps réel du climat sur une douzaine de points clés de l'Atlantique tropical. Le schéma d'implémentation a été choisi de manière à rendre compte au mieux des deux principaux modes de variabilité climatiques de l'Atlantique tropical, à savoir le mode méridien ("dipole") et le mode équatorial (similaire à l'El Niño).

Ces deux modes représentent à eux deux, à peu près la moitié de la variance climatique interannuelle du bassin tropical. Cette surveillance devrait apporter des éléments complémentaires au diagnostique et à la prévision saisonnière du système couplé océan-atmosphère dans cette région.

5.2 Les différents types de modèle de couche de mélange océanique

Les modèles océaniques se répartissent en plusieurs catégories selon leur niveau de complexité. Une description succincte de ces différents types de modèles est donnée ici.

– Un modèle intégral calcule l'évolution des caractéristiques thermodynamiques moyennes dans la couche de mélange océanique. Ce type de modèle a émergé à l'initiative de (author?) [72]. L'hypothèse sur laquelle est fondée ce type de modèle est que la turbulence est suffisamment intense dans la couche de mélange pour y homogénéiser toutes les variables sur la verticale. Sous cette hypothèse, l'intégration des lois de conservation de la chaleur et du sel de la surface océanique jusqu'à la profondeur de couche de mélange, fournit les équations d'évolution de la température et la salinité moyennes. Leurs évolutions dépendent des flux de surface et des flux diffusifs et d'entraînement (paramétrés de manière très grossière) à la base de la couche de mélange. La fermeture du système nécessite la résolution d'une équation d'évolution pronostique de la profondeur de la couche de mélange. C'est cette équation qui fait la spécificité des différents modèles intégraux parmi lesquels on peut citer ceux de ((author?) [92]), de (author?) [41], ou de (author?) [42]. Les profils de température et de salinité sous la couche de mélange sont considérés comme constants. La base de la couche de mélange se caractérise alors par une discontinuité des propriétés thermodynamiques.

– Les modèles à couche comme ceux de (author?) [108] ou de (author?) [43] calculent explicitement des profils de température, de salinité et de courant à chaque pas de temps. Ce type de modèle 1D ne résout que les processus physiques agissant sur la verticale (sans résoudre les processus advectifs, ni les processus de diffusion horizontale) mais doivent faire intervenir un processus supplémentaire par rapport au modèles intégraux : la diffusion verticale qui propage le mélange sur toute la verticale. Ils résolvent les équations classiques de conservation de la chaleur, du sel et de la quantité de mouvement. Les flux de chaleur et d'eau douce de surface sont appliqués au niveau supérieur, à l'exception du flux solaire dont l'absorption se fait graduellement avec la profondeur, selon un profil déduit par exemple de la paramétrisation de (author?) [98].

Ces derniers types de modèle se distinguent par leur paramétrisation du mélange turbulent, que l'on peut classer en deux catégories.

La première catégorie regroupe les modèles dont le mélange vertical est fondé sur une paramétrisation empirique du mélange turbulent. Parmi ces modèles, on trouve ceux de (author?) [70] et de (author?) [96]. Dans ces formulations, les coefficients de mélange dépendent d'un nombre de Richardson local, sans faire intervenir d'équation pronostique supplémentaire dans le système.

La seconde catégorie regroupe les modèles qui estiment les variables contrôlant le mélange turbulent par des schémas de fermeture en TKE (Turbulent Kinetic Energy). Ces modèles nécessitent la résolution d'une équation pronostique supplémentaire, celle de l'énergie cinétique turbulente afin d'exprimer les coefficients de mélange vertical qui en dépendent. Parmi ces modèles, on trouve celui de (author?) [86], le modèle KPP (K-Profile Parametrization) de (author?) [75], celui de (author?) [65] et celui de (author?) [43]. Les modèles de diffusion turbulente représentent une avancée car ils permettent une étude plus fine des profils des températures océaniques, du sel et de la quantité de mouvement et permettent de résoudre les fluctuations de la SST à des échelles de temps de quelques heures. Ils sont particulièrement bien adaptés aux latitudes tropicales [(author?) [11]].

5.3 Choix du modèle de diffusion turbulente

Les modèles de circulation générale (OGCM) prennent en compte plus de processus (les processus advectifs en particulier) que les modèles 1D de diffusion turbulente mais leurs coûts en temps de calcul sont augmentés. Il est donc difficile de produire des simulations à haute résolution verticale. Classiquement, les niveaux ont une épaisseur de 10m près de la surface. Une telle résolution, bien que suffisante pour étudier l'évolution de l'océan à des échelles de temps climatiques, est insuffisante pour étudier les processus rapides d'évolution de la couche de mélange, comme le cycle diurne océanique ((author?) [9]). Par contre, un modèle 1D de diffusion turbulente est un modèle de complexité intermédiaire. Utiliser un tel modèle permet de produire des simulations avec une résolution verticale de 1m près de la surface qui est plus adaptée que celle d'un OGCM pour reproduire l'évolution des profils de température, salinité et énergie cinétique turbulente à l'échelle diurne. Ce type de modèle permettra une étude plus fine de l'évolution des températures de surface à des échelles de temps de quelques jours.

5.4 Choix de la paramétrisation TKE de (author?) [43]

Etant donnée la finesse de sa résolution verticale près de la surface, ce type de modèle est complémentaire d'un OGCM car il rend compte de processus non résolus dans les OGCM aux échelles de temps diurnes. Cependant, rappelons que dans un modèle océanique 1D, les processus d'advection et ceux de diffusion horizontale ne sont pas représentés. Les colonnes d'océan n'interagissent donc pas entre elles. Les processus advectifs jouant un rôle crucial dans la variabilité océanique aux échelles de temps saisonnières à multi-décennales, un modèle de diffusion turbulente n'est pas adapté à des études de variabilité à ces échelles de temps. En revanche, le rôle des processus advectifs et diffusifs horizontaux est mineur dans la variabilité océanique aux échelles de temps diurnes, excepté dans les zones de courants forts et de forts gradients tels que le Gulf Stream.

5.4 Choix de la paramétrisation TKE de (author?) [43]

Un des avantages de la formulation de (author?) [43] par rapport aux autres formulations TKE est que son expression est simple et qu'elle est fondée sur des considérations physiques de conversion d'énergie. En effet, la paramétrisation de (author?) [43] se distingue des autres paramétrisations TKE par la spécification des longueurs de mélange. De plus, les longueurs caractéristiques du mélange évitent la résolution d'équation d'ordre élevé (≥ 2) et on utilise une équation d'évolution simplifiée pour la racine carrée de l'énergie cinétique turbulente. Le schéma de (author?) [43] est une adaptation du schéma de (author?) [12] développé pour la couche limite atmosphérique. Déterminer deux longueurs caractéristiques différentes pour le mélange et la dissipation permet une amélioration des résultats par rapport aux modèles n'en utilisant qu'une seule ((author?) [86]). De plus, cette paramétrisation a été validée à la station Papa (50°N, 140°W) dans le Golfe d'Alaska à une échelle de temps saisonnière à annuelle et à la station LOTUS (34°N, 70°W) dans la mer des Sargasses à une échelle de temps diurne à intra-saisonnière ((author?) [43]). Nous avons exploité les données collectées lors de la campagne EGEE3 le long de 10°W en Atlantique autour de trois points fixes (0°N, 6°S et 10°S).

5.5 Article (Publié dans le Journal Ocean Dynamics, DOI : 10.1007/s10236-010-0337-8)

5.5.1 Résumé de l'article

La campagne EGEE3 a été l'occasion d'effectuer l'entretien des bouées PIRATA dans l'Atlantique équatorial et de mesurer en continu sur une période de 48h des paramètres atmosphériques permettant d'estimer des flux de surface à haute résolution temporelle aux points (10°W, 0°N) ; (10°W, 6°S) et (10°W, 10°S). Ces bouées sont situées dans des zones où les conditions météorologiques sont différentes les unes des autres, ce qui nous permet d'identifier les différents mécanismes impliqués sur la variabilité diurne des paramètres de la couche de mélange. Ces flux de chaleur à haute résolution ont été utilisés pour forcer le modèle de Gaspar et al. (1990) afin d'examiner les différents processus qui contrôlent l'évolution diurne.

5.5.2 Régionalisation des paramètres du modèle

Nous avons commencé, dans un premier temps, à régionaliser les paramètres du modèle, c'est-à-dire à identifier les paramètres du modèle qui présentent une sensibilité importante sur les résultats des simulations. Ces paramètres sont les suivants : la pénétration du rayonnement solaire dans les couches superficielles de l'océan qui est principalement dépendante de la turbidité de l'eau ; les flux turbulents de surface qui sont fonction des paramétrisations «bulk» utilisées pour leur calcul ; le mélange diapycnal ainsi que la prise en compte des mouvements verticaux (vitesses verticales). Ce sont ces différents paramètres qui sont passés en revue maintenant.

5.5.3 Les erreurs associées aux types d'eaux

On cherche ici à réduire les erreurs associées à la paramétrisation de la turbidité de l'eau aux points de simulations, lesquelles dépendent des propriétés optiques des eaux dans la couche mélangée. Pour ce faire, nous avons utilisé la paramétrisation de ((author?) [98]) qui permet de quantifier le flux solaire qui pénètre à une profondeur z . Cette formulation à double exponentielle fait intervenir pour chaque type d'eau trois paramètres (R , D_1 et D_2) :

$$I(z) = Re^{\frac{-z}{D_1}} + (1 - R)e^{\frac{-z}{D_2}} \quad (5.1)$$

$I(z)$ représente la fraction du flux solaire incident qui pénètre à la profondeur z . R représente la partition du spectre du flux solaire allant du rouge à l'infra rouge et $(1-R)$ la partition dans le bleu-vert.

Les quantités D_1 et D_2 représentent les profondeurs d’extinction pour ces deux radiations. Suivant la classification de (author?) [64], les valeurs des paramètres R , D_1 et D_2 varient entre des eaux très claires jusqu’aux eaux très turbides. Or, on sait qu’en juin dans l’Atlantique équatorial Est, les eaux sont turbides à cause de la langue d’eau froide laquelle est associée à des remontées d’eaux froides de subsurface riches en chlorophylle et en phytoplancton. Il suffit alors de trouver les bons choix des paramètres R , D_1 et D_2 pour le type d’eau pendant la période de simulation.

5.5.4 Les erreurs associées aux calculs des flux turbulents de surface

Nous avons testé plusieurs paramétrisations «bulk» pour le calcul des flux turbulents de surface afin de minimiser les erreurs associées aux flux et de mieux représenter le cycle diurne des paramètres de la couche de mélange océanique. Les paramétrisations de (author?) [123], d’(author?) [3], de (author?) [36] et de (author?) [99] ont été utilisées dans cette étude. Les flux turbulents sont calculés à partir des SSTs, de la pression atmosphérique, de la température de l’air, de l’humidité et de la vitesse du vent en utilisant les expressions suivantes :

$$\tau = \rho_a C_{d10n} U_{10n} U_{10n} \quad (5.2)$$

$$Q_s = \rho_a C_{pa} C_{h10n} U_{10n} \Delta T_{10n} \quad (5.3)$$

$$Q_L = \rho_a L_{va} C_{e10n} U_{10n} \Delta q_{10n} \quad (5.4)$$

ρ_a est la densité de l’air, C_{pa} la capacité calorifique de l’air, L_{va} la chaleur latente de vaporisation, C_{10n} le coefficient drag, C_{h10n} le coefficient d’échange de la chaleur sensible, C_{e10n} le coefficient d’échange de la chaleur latente ; ces trois coefficients sont pris à 10 m et en conditions neutres (d’où leurs indices) ; U_{10n} est la vitesse du vent à 10m, ΔT_{10n} la différence de température entre l’altitude 10m et la surface, Δq_{10n} et la différence d’humidité spécifique entre l’altitude 10m et la surface. Dans les différentes paramétrisations testées, ce sont les valeurs des coefficients de transfert qui diffèrent (C_{10n} , C_{h10n} , C_{e10n}) et qui contribuent aux incertitudes des flux turbulents de surface.

Les données atmosphériques d'entrée pour le calcul des flux ont été acquises à la fréquence de 0.1 seconde, fréquence qui est nettement supérieure au pas de temps du modèle (10 mn). Elles ont été moyennées toutes les 10mn pour calculer les flux turbulents et pour forcer modèle.

5.5.5 Mélange diapycnal

Le mélange vertical induit par les paramétrisations de l'énergie cinétique turbulente dans les modèles 1D est très efficace pour homogénéiser la couche de mélange océanique. Par contre, dans la thermocline, ce mélange est très faible voire quasi nul, ce qui est en désaccord avec certaines observations. Pour remédier à cela, des paramétrisations physiques aptes à représenter le mélange pouvant se produire dans les zones stratifiées, ont été proposées. D'où l'introduction de paramétrisations représentant le mélange diapycnal. Le mélange diapycnal dans la thermocline est, d'après (author?) [65] et (author?) [75], dû à deux effets : au déferlement d'ondes internes et aux cisaillements de courant. Un troisième effet, la double diffusion, est été proposé par (author?) [75] pour représenter les effets dus à la diffusion différente qui affecte la température et la salinité. Mais cet effet ne sera pas exposé dans ce qui suit. Les modélisations numériques de la circulation océanique ont permis de réaliser que des incertitudes, liées au mélange diapycnal, demeurent un problème important des modèles actuels. D'après (author?) [75], le mélange diapycnal dans la thermocline est paramétré comme la superposition de deux termes :

$$K_x(d) = K_x^S(d) + K_x^W(d) \quad (5.5)$$

Le premier terme dénote le mélange induit par le cisaillement dû à l'instabilité des courants, lequel est paramétré en fonction d'un nombre de Richardson :

$$Ri_g = \frac{N^2}{\left(\frac{\partial U}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial z}\right)^2} \quad (5.6)$$

La diffusivité correspondante est paramétrée en fonction de Ri_g comme suit :

$$\frac{K_x^S}{K^0} = 1 \quad Ri_g < 0 \quad (5.7)$$

$$\frac{K_x^S}{K^0} = \left(1 - \left[\frac{Ri_g}{Ri_0}\right]^2\right)^{p1} \quad 0 < Ri_g < Ri_0 \quad (5.8)$$

$$\frac{K_x^S}{K^0} = 0 \quad Ri_0 < Ri_g \quad (5.9)$$

où $K^0 = 50 \times 10^{-4} m^2$; $Ri_0 = 0.7$ et $p1 = 3$. Le second terme est dû au déferlement d'ondes internes dans l'océan. Les coefficients de diffusivité correspondants sont différents pour le mouvement (m) et les autres variables (température et salinité) (s) :

$$K_m^W = 1.010^{-3} m^2/s \quad (5.10)$$

$$K_m^W = 1.010^{-4} m^2/s \quad (5.11)$$

Ce sont les valeurs de ces coefficients qui sont sujet à discussion. Notons que, dans l'équation (0.15), la paramétrisation de la double diffusion peut être ajoutée aisément. Selon les recommandations de (author?) [75], le mélange diapycnal a été introduit dans le modèle et l'option existe de l'activer ou non.

5.5.6 Les vitesses verticales

L'examen des profils CTDs recueillis lors de la campagne EGEE3 aux points de notre simulation (notamment les profils recueillis en début et en fin de point fixe PIRATA) montraient des variations importantes de température dans la thermocline. Pour en tenir compte, on a été forcé de faire l'hypothèse qui consiste à dire que ces variations provenaient d'une advection verticale de la température. Ce forçage supplémentaire à été paramétré dans le modèle.

Cette paramétrisation s'avère importante dans la zone d'étude où les processus sont nettement dominés par les mouvements verticaux pendant l'installation de la langue d'eau froide. A chaque point de notre simulation, on dispose de CTD prises juste à l'arrivée et à la fin sur chaque point fixe. Ce sont ces CTDs qui ont permis d'estimer des vitesses verticales utilisées dans le modèle. Plusieurs méthodes existent pour estimer cette vitesse verticale. Par exemple, (author?) [118] et (author?) [124] ont estimé des vitesses verticales moyennes en prenant le déplacement moyen en fonction du temps d'une seule isotherme.

Dans cette étude, on a plutôt moyenné toutes les isothermes de la thermocline (celles comprises entre 25°C à 16°C), ce qui est plus représentatif pour caractériser la vitesse verticale moyenne dans la thermocline. Cependant, cette estimation est susceptible d'incorporer des erreurs quand on sait que des variations importantes de profondeur de la thermocline peuvent se produire à une heure d'intervalle, entre le profil descendante et la montée d'une CTD.

5.5.7 Principaux résultats obtenus

Les résultats que l'on montre ci-après font une synthèse et donnent quelques indications des principaux résultats du papier qui a été publié dans le journal Ocean Dynamics ((**author?**) [134]).

5.5.7.1 Simulation de contrôle

La simulation de contrôle est la simulation la plus réaliste obtenue en jouant sur les paramètres décrits plus haut. C'est la simulation qui s'approche au mieux des observations. Précisons que, comme les capteurs de température des TSG mesurent des températures à 4m de profondeur, ce sont les températures simulées par le modèle à 4m qui sont utilisées et comparées aux données du TSG et aux données des bouées PIRATA. Par abus de langage, les températures à cette profondeur sont appelées températures de surface (SST). La figure 5.2 ci-dessous montre qu'à la station (10°W,0°N), les paramètres suivants ont été identifiés comme fournissant les meilleurs simulations : pour le type d'eau ($R=0.62$, $D1=1.5m$ et $D2=20m$) ; pour le calcul des flux turbulents, c'est la paramétrisation bulk proposée par (**author?**) [123] qui a été choisie ; le mélange diapycnal a été activé ; et la vitesse verticale estimée de l'ordre de 0.69 m jour⁻¹ à partir des CTDs (initiale et finale). Ces réglages restent valables pour les autres stations à 6°S et 10°S.

La SST simulée est en très bon accord avec les mesures indépendantes de SSTs du thermosalinographe observées à la station (10°W, 0°N).

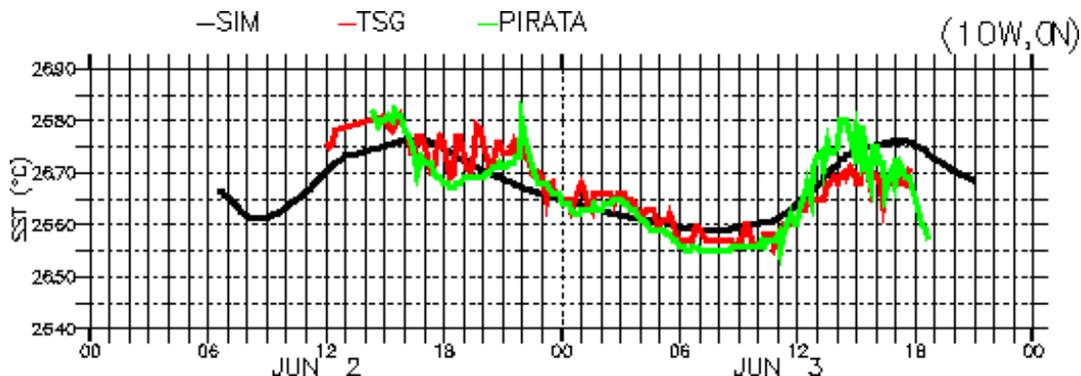


Figure 5.2 – Simulation du cycle diurne de la SST à l'équateur. La courbe en noir (simulation de contrôle) est comparée à des observations indépendantes de SST (ThermoSalinoGraph en rouge et PIRATA en vert).

Le rms de la différence entre les SSTs observées et les SSTs modélisées ne dépasse pas 0.01°C. Le cycle diurne de la SST est présent aussi bien dans le modèle que sur les observations. Les amplitudes du cycle diurne sont de l'ordre de 0.20°C, 0.12°C et 0.25°C à 0°N, 6°S et 10°S respectivement. Les maxima de SST se produisent dans l'après-midi entre 14h et 15h UTC (13h-14h en temps local). Une dissymétrie est observée entre le temps de refroidissement et le temps de réchauffement. Dans cette étude, le refroidissement est de l'ordre de 15 à 16h et le réchauffement de 7 à 9h. Ces résultats sont en très bon accord avec ceux de (author?) [118].

5.5.7.2 Sensibilité selon les types d'eau

Pour quantifier l'impact de la turbidité des eaux sur la simulation, on fait des tests de sensibilité avec les différents types d'eau proposés par (author?) [64]. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 5.3.

On voit clairement que le type d'eau est un paramètre important pour bien simuler l'évolution du cycle diurne océanique. La différence d'amplitude de la SST simulée pour les eaux claires (en rouge sur la figure 5.3) et celle pour les eaux très turbides (en noir sur la figure 5.3) est même ordre de grandeur que l'amplitude du cycle diurne (0.2°C). Pour les eaux claires, le flux solaire pénètre plus en profondeur et toute l'énergie est répartie sur la colonne d'eau d'où la faible amplitude du cycle diurne sur la SST tandis que pour les eaux turbides l'énergie est confinée sur une fine épaisseur, ce qui augmente fortement l'amplitude du réchauffement.

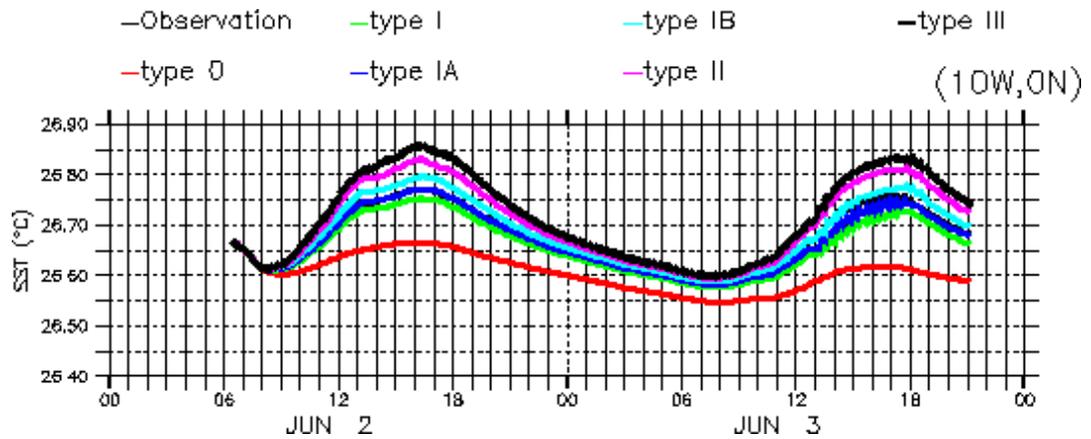


Figure 5.3 – Simulation du cycle diurne de la SST à l'équateur. La courbe en noir (simulation de contrôle) est comparée à des observations indépendantes de SST (ThermoSalinoGraph en rouge et PIRATA en vert).

5.5.7.3 Sensibilité selon la paramétrisation des flux turbulents

La paramétrisation des flux turbulents est aussi un facteur important pour bien simuler le cycle diurne océanique. Des différences importantes ont été notées entre les flux de chaleur latente, sensible pour les différentes paramétrisations. Pour ce cas-ci, le test a été fait à la station à 6°S. Sur la figure 5.4, on constate l'existence d'une dérive de la SST simulée par rapport aux observations lorsque l'on utilise une paramétrisation ou une autre. Cette différence s'accroît et devient maximale lors du second cycle diurne et l'écart est de l'ordre de 0.05°C. Cette différence peut même être plus importante dans les régions où lors des épisodes de vent plus faibles.

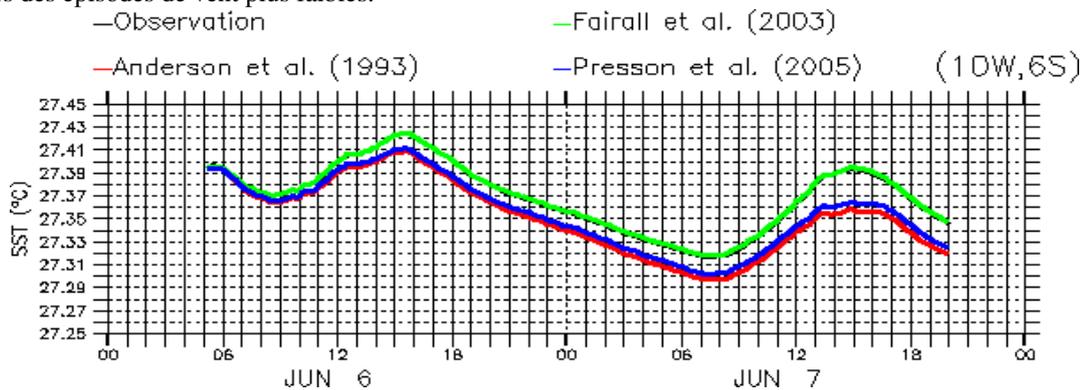


Figure 5.4 – Sensibilité des résultats par rapport à la paramétrisation utilisée pour le calcul des flux turbulents.

5.5.7.4 Sensibilité à la vitesse verticale

L'utilisation d'une vitesse verticale est motivée dans cette étude uniquement dans le but de représenter au mieux les processus verticaux de subsurface qui paraissent importants dans l'Atlantique équatorial Est [(author?) [38]; (author?) [100]]. Une vitesse verticale nulle conduit à une simulation légèrement moins réaliste comparée à l'observation. L'écart maximum entre l'observation et la simulation est de 0.05°C. Cet écart n'est pas négligeable puisqu'il représente le quart de l'amplitude du cycle diurne à l'équateur (voir figure 5.5). On peut s'attendre alors pendant la période où la langue d'eau froide atteint sa pleine maturité en juillet-août à obtenir des vitesses verticales beaucoup plus importantes d'où la nécessité de leur introduction dans les modèles unidimensionnels. Les vitesses verticales estimées à partir des CTDs aux trois points de simulations, sont respectivement de : 0.69 m jour-1 à 0°N ; 0.08 m jour-1 à 6°S et 0.1 m jour-1 à 10°S. Elles sont en accord avec les estimations de (author?) [112] provenant de mesures réalisées pendant la période de la campagne AMMA ou bien des estimations antérieures ((author?) [46]).

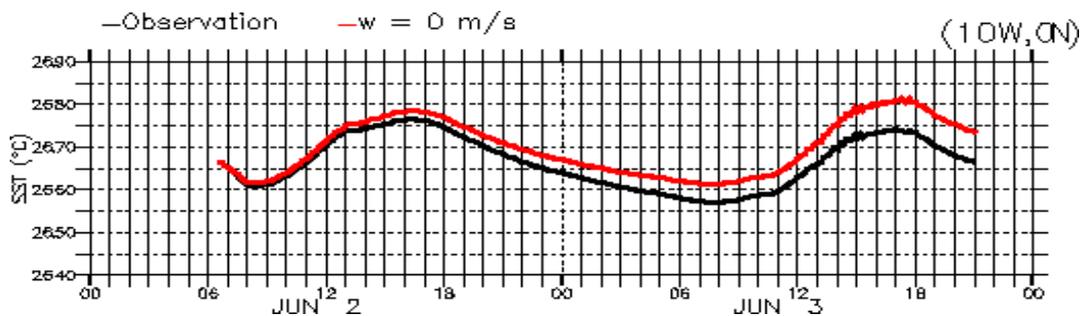


Figure 5.5 – Sensibilité des résultats par rapport à la vitesse verticale. Une vitesse verticale nulle est imposée dans ce cas.

5.5.7.5 Sensibilité au mélange diapycnal

Comme défini plus haut, le mélange diapycnal est très important pour les simulations diurnes et c'est le paramètre le plus crucial dans cette étude. En effet, quand il n'est pas activé, on obtient une simulation plus froide en surface de 0.2°C au site 10°W , 0°N (Figure 5.6). Leurs paramétrisations nécessitent la connaissance des coefficients de diffusion turbulente. Il n'y a pas de consensus sur la valeur de ces coefficients et plusieurs coefficients de diffusion turbulente ont été proposés. Par exemple, ceux proposés par (author?) [75] sont très différents de ceux proposés par (author?) [65] qui sont cinq fois supérieur à ceux de (author?) [75]. Cependant ceux de (author?) [75] ont été utilisés dans cette étude, car c'est avec ces coefficients que nous obtenons les simulations les plus réalistes.

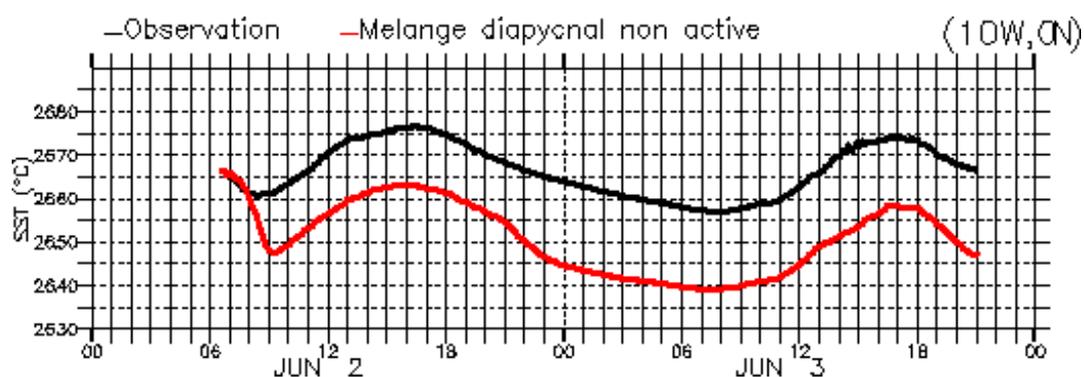


Figure 5.6 – Sensibilité des résultats par rapport au mélange diapycnal. Le mélange diapycnal est non activé dans ce cas (courbe rouge).

5.5.7.6 Simulation de la turbulence océanique

La collecte des données de turbulence réalisée à bord de l'ATALANTE par M. Dengler et coordonnée avec les mesures de flux et de CTD aux points fixes, sont une opportunité unique de valoriser nos simulations en comparant la dissipation du modèle 1D avec celle déduite de ces observations. Cette comparaison fait l'objet du présent paragraphe. La paramétrisation de (author?) [43] décrite dans la section 5.6 est utilisée pour examiner la turbulence dans nos trois simulations. Le schéma de cette paramétrisation est fondé sur une fermeture d'ordre 1.5 en énergie cinétique turbulente. Les évolutions temporelles de la dissipation turbulente modélisée et celle observée (5.7) montre une très bonne ressemblance : 1) l'ordre de grandeur de la dissipation avec des valeurs supérieures à 10^{-8} W kg⁻¹ dans la couche de mélange, 2) la décroissance de la dissipation de la surface (où elle est maximale) jusqu'à la profondeur de la thermocline ou elle devient faible, 3) leur variation sur un cycle diurne. Cependant, les observations montrent la présence de fortes dissipations en dessous de la profondeur de la couche de mélange (notamment à 0°N, 10°W) se produisant d'une manière intermittente et que le modèle reproduit très peu ou même pas du tout. La dissipation reste pratiquement constante à ces profondeurs dans le modèle. Ce désaccord entre le modèle et les observations suggère que la production de la turbulence à ces profondeurs est sous-estimée. Ceci est dû à un cisaillement de courant qui est très rapidement consommé dans les premiers pas de temps du modèle de telle sorte que la turbulence à ces niveaux n'est plus entretenue. Cependant, les caractéristiques majeures de la turbulence sont reproduites par le modèle et suggèrent que la fermeture à l'ordre 1.5 de la turbulence est largement suffisante pour reproduire le cycle diurne des paramètres de la couche de mélange océanique, à condition toutefois de pouvoir disposer de données de forçages haute fréquence et de données d'initialisation réalistes.

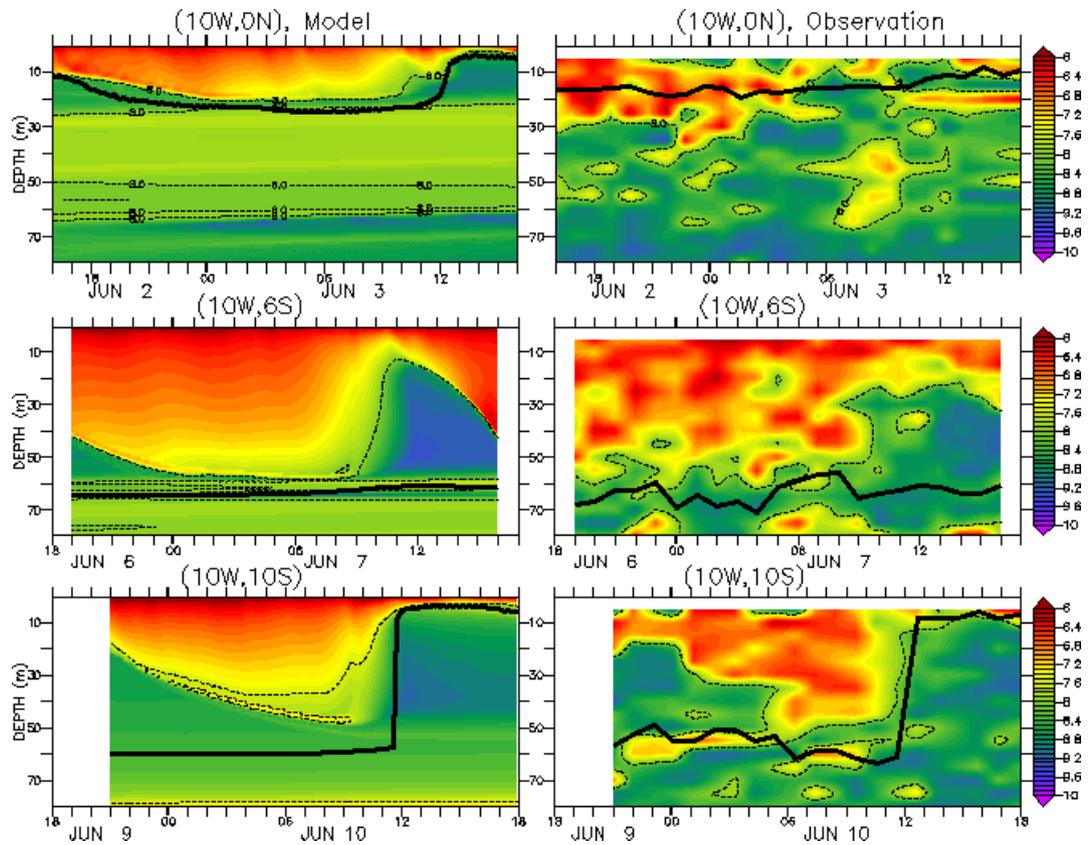


Figure 5.7 – Simulation de la turbulence océanique dans le modèle de (author?) [43] et les observations indépendantes issues des données de microstructure pendant la campagne EGEE 3.

5.5.8 Article

A one-dimensional modeling study of the diurnal cycle in the equatorial Atlantic at the PIRATA buoys during the EGEE-3 campaign

Malick Wade · Guy Caniaux · Yves duPenhoat ·
Marcus Dengler · Hervé Giordani · Rebecca Hummels

Received: 1 March 2010 / Accepted: 1 September 2010
© Springer-Verlag 2010

Abstract A one-dimensional model is used to analyze, at the local scale, the response of the equatorial Atlantic Ocean under different meteorological conditions. The study was performed at the location of three moored buoys of the Pilot Research Moored Array in the Tropical Atlantic located at 10° W, 0° N; 10° W, 6° S; and 10° W, 10° S. During the EGEE-3 (Etude de la circulation océanique et de sa variabilité dans le Golfe de Guinée) campaign of May–June 2006, each buoy was visited for maintenance during 2 days. On board the ship, high-resolution atmospheric parameters were collected, as were profiles of temperature, salinity, and current. These data are used here to initialize, force, and validate a one-dimensional

model in order to study the diurnal oceanic mixed-layer variability. It is shown that the diurnal variability of the sea surface temperatures is mainly driven by the solar heat flux. The diurnal response of the near-surface temperatures to daytime heating and nighttime cooling has an amplitude of a few tenths of degree. The computed diurnal heat budget experiences a net warming tendency of 31 and 27 Wm⁻² at 0° N and 10° S, respectively, and a cooling tendency of 122 Wm⁻² at 6° S. Both observed and simulated mixed-layer depths experience a jump between the nighttime convection phase and the well-stabilized diurnal water column. Its amplitude changes dramatically depending on the meteorological conditions occurring at the stations and reaches its maximum amplitude (~50 m) at 10° S. At 6° and 10° S, the presence of barrier layers is observed, a feature that is clearer at 10° S. Simulated turbulent kinetic energy (TKE) dissipation rates, compared to independent microstructure measurements, show that the model tracks their diurnal evolution reasonably well. It is also shown that the shear and buoyancy productions and the vertical diffusion of TKE all contribute to the supply of TKE, but the buoyancy production is the main source of TKE during the period of the simulation.

Responsible Editor: Karen J Heywood

M. Wade (✉) · G. Caniaux · H. Giordani
Centre National de Recherches Météorologiques,
42 Av. Gustave Coriolis,
31057 Toulouse Cedex, France
e-mail: malick.wade@cnrm.meteo.fr
e-mail: malick172@yahoo.fr

M. Wade · Y. duPenhoat
IRD, LEGOS,
14 avenue Edouard Belin,
31400 Toulouse, France

M. Wade
LPAOSF,
Dakar, Senegal

Y. duPenhoat
Université de Toulouse, UPS/OMP,
31400 Toulouse, France

M. Dengler · R. Hummels
IFM-GEOMAR,
Kiel, Germany

Keywords One-dimensional model · PIRATA buoys ·
Diurnal cycle · Turbulence · Atlantic cold tongue ·
Equatorial Atlantic · Oceanic mixed-layer processes

1 Introduction

In this study, we examine the upper eastern equatorial Atlantic (hereafter EEA) diurnal mixed-layer variability during the appearance of the Atlantic cold tongue (ACT). The ACT extends from the African coast to roughly 20° W and reaches its minimum temperature at the equator near

10° W (Carton and Zhou 1997). In the ACT, sea surface temperatures (SSTs) drop relatively fast in spring and early boreal summer by as much as 7°C (Merle et al. 1980; Picaut 1983).

A number of observational (Merle et al. 1980; Foltz et al. 2003) and modeling (Philander and Pacanowski 1986; Yu et al. 2006; Peter et al. 2006) studies have addressed the causes of the seasonal cycle of SSTs in the EEA. They converge to indicate that during ACT formation, the main cooling is due to vertical subsurface processes (vertical advection, mixing, and entrainment), which are nearly balanced by the warming due to atmospheric fluxes, but horizontal advection can also make a significant contribution locally. Off the equator, the SST variability is governed by completely different processes, mainly by atmospheric forcing (Yu et al. 2006; Peter et al. 2006).

However, Foltz et al. (2003) indicate that the seasonal cycle of the mixed-layer heat budget derived from Pilot Research Moored Array in the Tropical Atlantic (PIRATA) buoys is far from being closed, and this prevents the validation of modeled heat budgets. Although these studies help improve our understanding of the physical processes at play while the ACT is building up, the detailed processes of its formation are still poorly understood. This lack of understanding is accentuated by the fact that current climate models are not configured to resolve the diurnal cycle in the upper ocean or the interaction of the ocean and the atmosphere on these timescales. For example, the modulation of the diurnal cycle due to cloudiness is not well known, which limits the heat input at the surface. Moreover, the warming and cooling of SSTs between day and night affect the atmosphere stability and can modulate convection (Leduc-Leballeur et al. 2010). Surface winds prevent stratification and limit the diurnal warming amplitude by mixing the top layers and by increasing the turbulent surface heat fluxes. In equatorial regions, as strong diurnal variations on short-wave radiation are observed, the question is to know whether the stabilizing effect of short-wave radiation and wind-induced mixing combine or compensate each other to affect the diurnal cycle of SSTs. The high temporal resolution data collected during the Analyse Multidisciplinaire de la Mousson Africaine (AMMA)/Etude de la circulation océanique et de sa variabilité dans le Golfe de Guinée (EGEE) programs, which will be discussed further, is thus the opportunity to examine these questions in details.

An outstanding question in the EEA is the impact of turbulent mixing on upper ocean stratification and associated diapycnal heat flux on the mixed-layer heat budget (Foltz et al. 2003; Schmitt et al. 2005). Diapycnal mixing is expected to be elevated in the EEA because of

the presence of the intense vertically sheared system formed by the equatorial undercurrent (EUC) and the south equatorial current (SEC; e.g., as observed at 10° W by Bunge et al. 2007). As the shear is largest in or just below the mixed layer, diapycnal mixing can largely influence SSTs (e.g., Voituriez and Herbland 1977). In fact, the occurrence of Kelvin–Helmholtz instabilities in the upper shear zone of the EUC and associated enhanced diapycnal mixing just below the mixed layer were recently shown by Dengler et al. (2010) from observations collected in September 2005. The strong diapycnal heat flux from the mixed layer into the deep ocean determined in this study was 60 W m^{-2} , which translates into a cooling of the mixed layer of about 1° per month. Vertical mixing is largely modulated at all timescales by the weakening or strengthening of the trade winds and by the variability of the EUC intensity (Hormann and Brandt 2007).

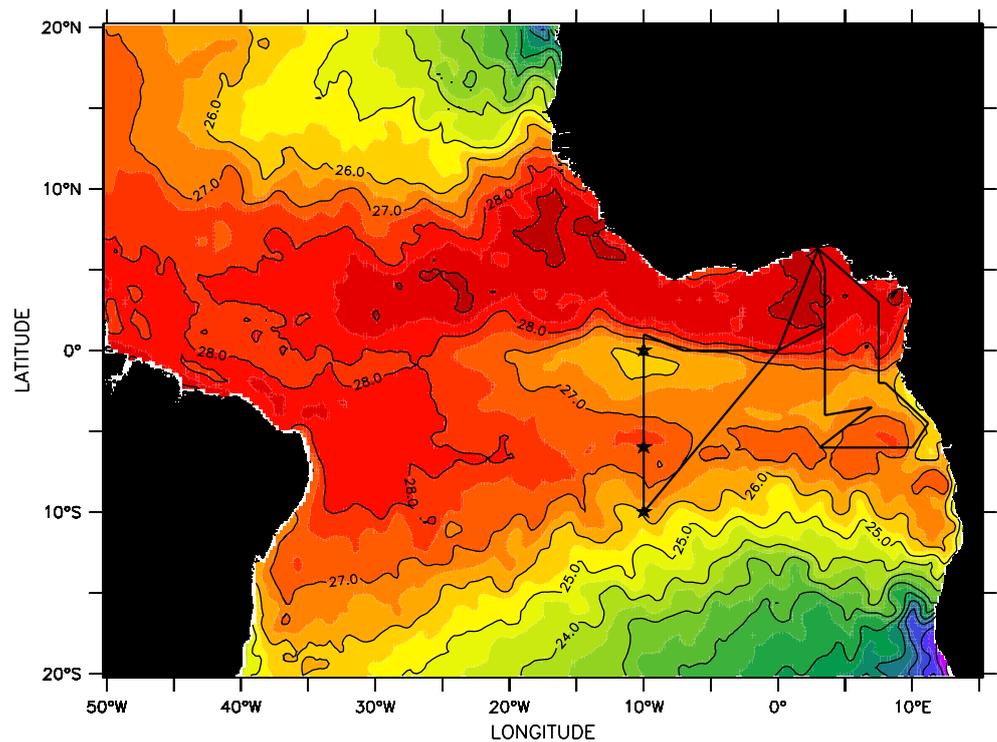
Furthermore, the EEA is the second most intense oceanic source on earth of CO₂ for the atmosphere after the equatorial Pacific (Takahashi et al. 2009). This source of CO₂ is associated with the equatorial upwelling and brings cold, CO₂-rich waters to the surface. Data collected in the EEA indicate that biogeochemical parameters undergo a clear diurnal cycle (Lefèvre et al. 2008). To understand the physical and biogeochemical processes causing the CO₂ variability, it is necessary to focus on the diurnal timescales in both the oceanic and the atmospheric boundary layers.

To improve understanding of the West African Monsoon, the AMMA program (Redelsperger et al. 2006) was conducted with emphasis on daily-to-interannual timescales. This program allowed coordinated experiments to be run to document both the oceanic and atmospheric boundary layers in the EEA. The EGEE program (Bourlès et al. 2007), with its strong links with the PIRATA buoy maintenance (Bourlès et al. 2008), was planned to document the oceanic circulation variability. During a research cruise (EGEE-3) from May to June 2006, a measurement program dedicated to the air–sea interface and to the atmosphere was carried out by extending the continental measurement array over the EEA (Janicot et al. 2008).

These campaigns provided an opportunity to acquire high-temporal-resolution data at PIRATA buoy sites, along 10° W (Fig. 1), that can be used to study the diurnal cycle of the mixed layer, the impact of turbulence in the upper layers of the ocean, and the contribution of diurnal temperature variability of the SST.

The investigation was performed along the 10° W section, especially at 10° W, 0° N; 10° W, 6° S; and 10° W, 10° S. The region along 10° W is of interest for three main reasons: (1) it crosses the north to south extension of the ACT; (2) the ACT

Fig. 1 Mean sea surface temperatures (°C) in the eastern equatorial Atlantic during the first 10 days of June 2006 (source: TMI-AMSRE analyses). The three PIRATA buoy stations along 10° W are shown as blue stars. The ship's trajectory (thick line) is also indicated



generally appears at 10° W; and (3) the cooling of the ACT is maximum at this location (Caniaux et al. 2010).

The objective of this study was to investigate at short timescales (no more than two diurnal cycles) the contribution of high temporal surface forcing in the vertical ocean structure near the surface and to diagnose how the supply of energy dissipates in the vertical. This approach is easier to perform with a one-dimensional model than a three-dimensional model. Thus, horizontal advection effects, which may affect the stability of the layer, are not taken into account in this study. This can be justified in the tropics because horizontal SST gradients are rather weak (see, e.g., Bernie et al. 2005). The horizontal advection thus modifies the SST mostly at longer timescales (Cronin and McPhaden 1997).

We then utilize a version of the one-dimensional vertical mixing model developed by Gaspar et al. (1990) (hereafter G90) to diagnose the upper ocean diurnal variability in key points in the eastern equatorial Atlantic. This model is used because it has been tested in very different meteorological conditions at the PAPA station and the Long-Term Upper Ocean Study site, where it successfully tracked the evolution of oceanic vertical mixing. Dourado and Caniaux (2004) also used this model to analyze the variability of the upper layer in the equatorial Atlantic; the model reproduces the main features of the upper layer reasonably well. The use of a one-dimensional model is also motivated by the fact that the whole upper vertical ocean structure is retrieved and it allows doing a large number of sensitivity experiments.

The paper is organized as follows. Section 2 describes the regional settings as well as the surface forcing and fluxes, the mean property model, the turbulence closure scheme, and heat and turbulent kinetic energy (TKE) budget techniques. In Section 3, the main results are presented. In Section 4, differences in mixed-layer thicknesses and dissipation rates at stations are discussed.

2 Materials and methods

2.1 Description of field site

In the region of study, the mean oceanic circulation is marked by the presence of a system of intense zonal currents, including the eastward-flowing EUC and the westward-flowing SEC. At 10° W, the EUC extends from about 2° N and 2° S. It has a clearly pronounced core characterized by strong velocities of above 1 ms^{-1} near 70-m depth (Kolodziejczyk et al. 2009). In the late boreal summer and early fall, the core is located at shallower depths than during the rest of the year, more or less following the vertical migration of the thermocline (e.g., Stramma and Schott 1999; Kolodziejczyk et al. 2009). The SEC is composed of two branches, the northern south equatorial current (nSEC) and the central south equatorial current (cSEC). South of 2° S, two eastward-flowing currents are present: the south equatorial undercurrent (SEUC) and the very weak south equatorial countercurrent (SECC). At 10° W, the SEUC is present between about 4° S and 6° S and extends from 50-m depth

to at least 400-m depth. Its core is found between 100 and 150 m, having maximum velocities between 0.30 and 0.40 ms^{-1} (Stramma et al. 2003; Kolodziejczyk et al. 2009).

Another feature of the EEA is the very shallow mixed-layer depth (MLD). Most of the year, the MLD ranges between 15 and 20 m and reaches a maximum depth of some of 30–40 m in the boreal autumn.

The atmospheric circulation in the EEA is dominated by the presence of the ITCZ. During its seasonal progression to the north, the southeastern trade winds intensify in boreal spring and summer. The intensification of the trade wind leads to increased Ekman divergence and creates the ACT south of the equator (Philander 1990). Recently, it has been shown that vertical velocities induced by the strengthening of the current shear between the SEC and the EUC during the boreal summer period also contribute to the formation of the ACT (Giordani and Caniaux 2010). Likewise, remote wind forcing in the western equatorial basin, which induces a shallower thermocline in the EEA through excitation of equatorial Kelvin waves, contributes to eastern equatorial SST cooling (Adamec and O'Brien 1978; Moore et al. 1978; McCreary et al. 1984).

2.2 Surface forcing and fluxes

During the EGEE program (Bourlès et al. 2007), six cruises were conducted in the EEA from 2005 to 2007. Here, we use a dataset acquired during one of these cruises (EGEE-3) that was carried out on the R/V L'Atalante in May–June 2006. This cruise was mainly for the maintenance of the PIRATA buoys at 10° W, and en route, hydrological and current measurements were recorded in the upper layers. SST and sea surface salinity were continuously measured with a thermosalinograph (TSG) and the upper ocean currents with a shipboard acoustic Doppler current profiler (ADCP). Atmospheric parameters (including atmospheric pressure, air temperature, relative humidity, wind velocity, and long-wave and short-wave radiations) were acquired with equipment on a mast installed on the foredeck of the ship (Weill et al. 2003). Moreover, atmospheric and oceanic microstructure measurements were coordinated along repeated short sections around the PIRATA buoys (Fig. 1), facing the wind while cruising at low speeds in order to achieve optimal conditions for sampling the atmospheric turbulence (Bourras et al. 2009). Oceanic microstructure measurements were recorded using a loosely tethered profiler manufactured by Sea & Sun Technology (Prandke and Stips 1998). The profiler was configured to sink at a speed of 0.6 ms^{-1} and the casts were terminated at a depth of about 200 m.

Figure 2 shows the vertical profiles of zonal and meridional currents at the stations. At 0° N, the current associated with the EUC peaks at 0.8 ms^{-1} at around 50-m

depth. At 6° S, the westward flow associated with the cSEC is $<0.2 \text{ms}^{-1}$. At 10° S, the eastward flow which is associated to the SECC is $<0.2 \text{ms}^{-1}$. During the campaign, trade winds blew from the south to the southeast. At 0° N, their intensity varied from 4 to 8 ms^{-1} (Fig. 3), and the relative humidity was observed to vary from 78% to 86% (Fig. 4). At 6° S, strong and mostly constant winds of about 8 ms^{-1} were observed. At 10-h UTC, stronger winds of about 12 ms^{-1} were present, while the corresponding humidity was 58–70%. At 10° S, winds remained nearly constant at about 7 ms^{-1} and then declined gradually to a minimum of 2 ms^{-1} at 15-h UTC. The relative humidity ranged from 62% to 70%. No rain was recorded along the 10° W section during the campaign.

To accurately simulate the upper ocean diurnal mixed-layer variations, a wide range of surface flux bulk formulations (Smith 1980; DeCosmo et al. 1996; Anderson 1993; Fairall et al. 2003; Persson et al. 2005) were tested in order to minimize the errors due to the turbulent heat fluxes. Data used for the surface forcing (the atmospheric parameters, the SSTs, and the radiative heat fluxes) were provided by the instrumented mast. The turbulent fluxes were calculated from the SSTs, the atmospheric pressure, the air temperature and relative humidity, and the wind velocity through the different bulk flux algorithms used by using the following expressions:

$$\tau = \rho_a C_{d10n} U_{10n} U_{10n} \quad (1)$$

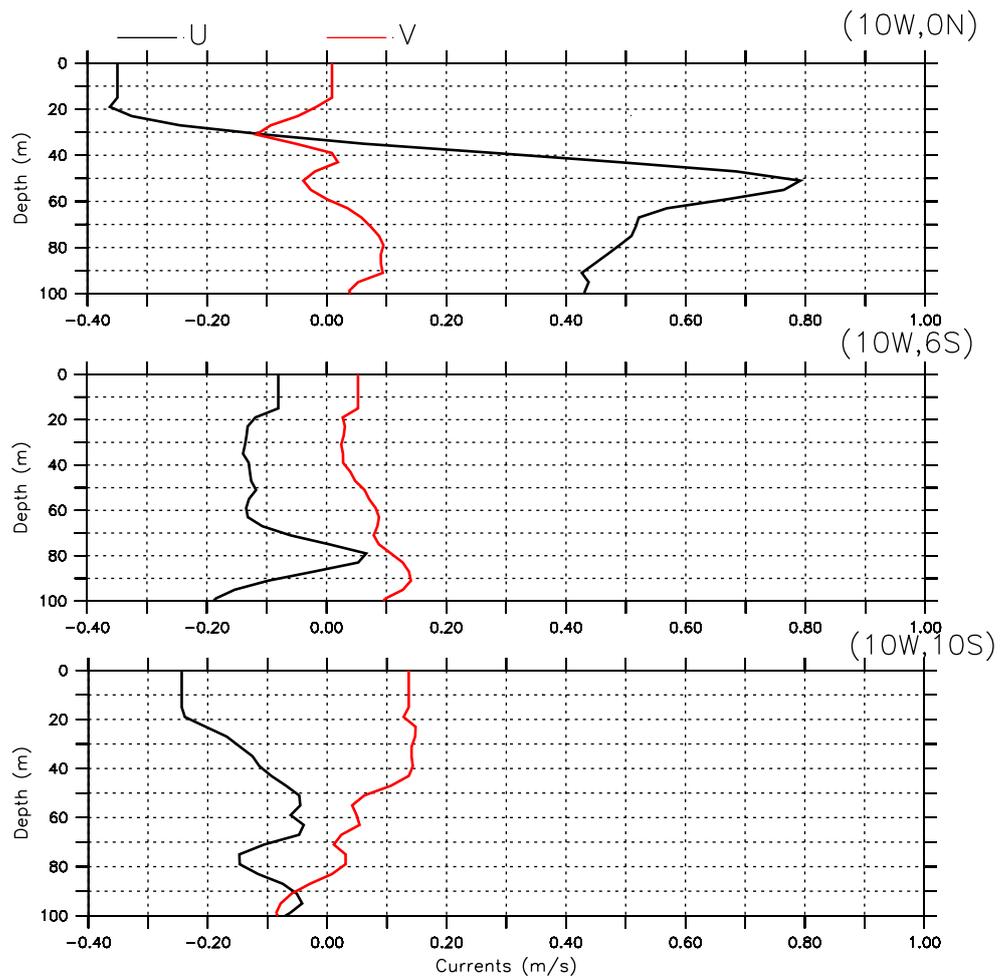
$$Q_s = \rho_a C_{pa} C_{h10n} U_{10n} \Delta T_{10n} \quad (2)$$

$$Q_L = \rho_a L_{va} C_{e10n} U_{10n} \Delta q_{10n} \quad (3)$$

where ρ_a is the air density, C_{pa} the heat capacity of air, L_{va} the latent heat of vaporization, C_{10n} the drag coefficient, C_{h10n} the sensible heat flux exchange coefficient, C_{e10n} the latent heat flux exchange coefficient, U_{10n} the neutral equivalent wind speed at 10 m, ΔT_{10n} the difference between the 10-m and surface temperatures, and Δq_{10n} the difference between the 10-m and the surface specific humidity. These data were acquired every 0.1 s, at a rate greater than the time step of the model. They were averaged over 10 min to calculate the turbulent fluxes to force the model.

Table 2 shows the latent heat flux, the sensible heat flux, and the wind stress computed from the different bulk algorithms cited above. Practically, the main discrepancy appears in the latent heat flux. The latent heat flux computed from Anderson's (1993) parameterization is systematically lower than those reported by Persson et al. (2005), Smith (1980), and Fairall et al. (2003) at all the locations. For instance, the difference between latent heat flux computed with the formulations of Anderson (1993) and Fairall et al.

Fig. 2 Zonal (black) and meridional (red) ADCP velocities (ms^{-1}) at 0° N (top), 6° S (middle), and 10° S (bottom) used for initializing the model



(2003) are -16.1 , -45.4 , and -34.2 Wm^{-2} at 0° N, 6° S, and 10° S, respectively. At the end of the simulations, these different parameterizations led to SST differences of the order of 0.02°C (i.e., one tenth the amplitude of a diurnal cycle; see Section 2.6 for the sensitivity of the simulation to the different parameterizations).

As expected in this region, the major components of the net heat flux are the incoming solar radiation and the latent heat flux (Fig. 5), while the sensible heat flux and the long-wave radiation have much lower magnitudes. At the three stations, the solar heat flux reached a daily maximum of about $800\text{--}900 \text{ Wm}^{-2}$, while the non-solar flux (sum of the latent heat, sensible heat, and infrared heat flux) computed with the parameterizations of Smith (1980) and DeCosmo et al. (1996) varies between -100 and -300 Wm^{-2} according to the station. Note that the convention used in this paper is that positive (negative) heat fluxes indicate warming (cooling) of the ocean. An average over a 24-h period of the net heat flux based on the parameterizations of Smith (1980) and DeCosmo et al. (1996) is 31 Wm^{-2} at 0° N, -122 Wm^{-2} at 6° S, and 27 Wm^{-2} at 10° S. These values reflect the high intraseasonal variability of the winds in this region during ACT development (Marin et al. 2009).

2.3 Mean property model

The model used is a version of the one-dimensional model developed by G90 and improved by Josse (1999). In this model, the conservation laws for the temperature (T), salinity (S), and horizontal components of the velocity (U , V) are written as:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{F_{sol}}{\rho_0 c_p} \frac{\partial I(z)}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z} (\overline{T'w'}) - w \frac{\partial T}{\partial z} \quad (4)$$

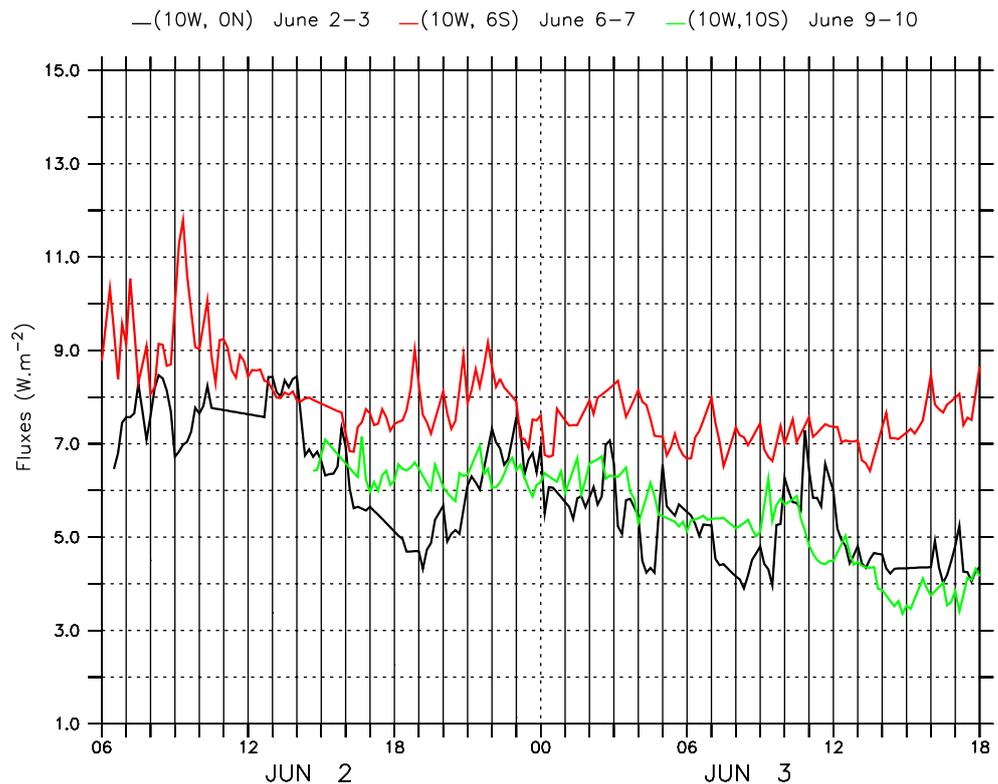
$$\frac{\partial S}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z} (\overline{S'w'}) - w \frac{\partial S}{\partial z} \quad (5)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} = fV - \frac{\partial (\overline{U'w'})}{\partial z} \quad (6)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} = -fU - \frac{\partial (\overline{V'w'})}{\partial z} \quad (7)$$

where w is the vertical velocity and f is the Coriolis parameter. The prime operator applied to each variable

Fig. 3 Time series of the wind speed magnitude (ms^{-1}) at 0° N (top), 6° S (middle), and 10° S (bottom)



represents its turbulent fluctuations and the overbar denotes a time average. ρ_0 and c_p are the reference density at the sea surface and the specific heat of seawater, respectively. $I(z)$ is the fraction of F_{sol} (the solar irradiance at the surface) that penetrates to the depth z , which is parameterized by (Paulson and Simpson 1977):

$$I(z) = R.e^{-z/D_1} + (1 - R).e^{-z/D_2} \tag{8}$$

where R denotes the partition parameter of the wavebands into red- and infrared- and into blue-green light ($1 - R$), with attenuation lengths D_1 and D_2 , respectively. To take the effect of upwelling/downwelling at stations into account, the mean vertical velocity w in Eq. 4 and 5 is estimated from CTD measurements. This estimation is based on the assumption that the vertical displacement between two CTD profiles of an isotherm in the thermocline is due to the effect of upwelling/downwelling, so that $w = \frac{\Delta H}{\Delta t}$, where H represents the vertical displacement of the isotherm and Δt is the time between the two profiles. A similar procedure was used by Schudlich and Price (1986) and Sprintall and McPhaden (1994). It is, however, difficult to choose the appropriate isotherm because its choice is somewhat arbitrary. Thus, the vertical displacement of the mean isotherm, which is estimated by averaging all isotherms in the thermocline, is used to calculate the mean vertical velocity at each location. By this method, mean vertical velocities of 0.69 mday^{-1} at 0° N , 0.08 mday^{-1} at 6° S , and

0.1 mday^{-1} at 10° S were estimated from the initial and the final CTD casts. The turbulent surface fluxes are specified as follows:

$$-\rho_0 c_p \overline{(T'w')} = F_{\text{nsol}} = Q_S + Q_L + F_{\text{ir}} \tag{9}$$

$$-\rho_0 c_p \overline{(S'w')} = E - P \tag{10}$$

$$-\rho_0 \overline{(U'w')} = \tau_x \tag{11}$$

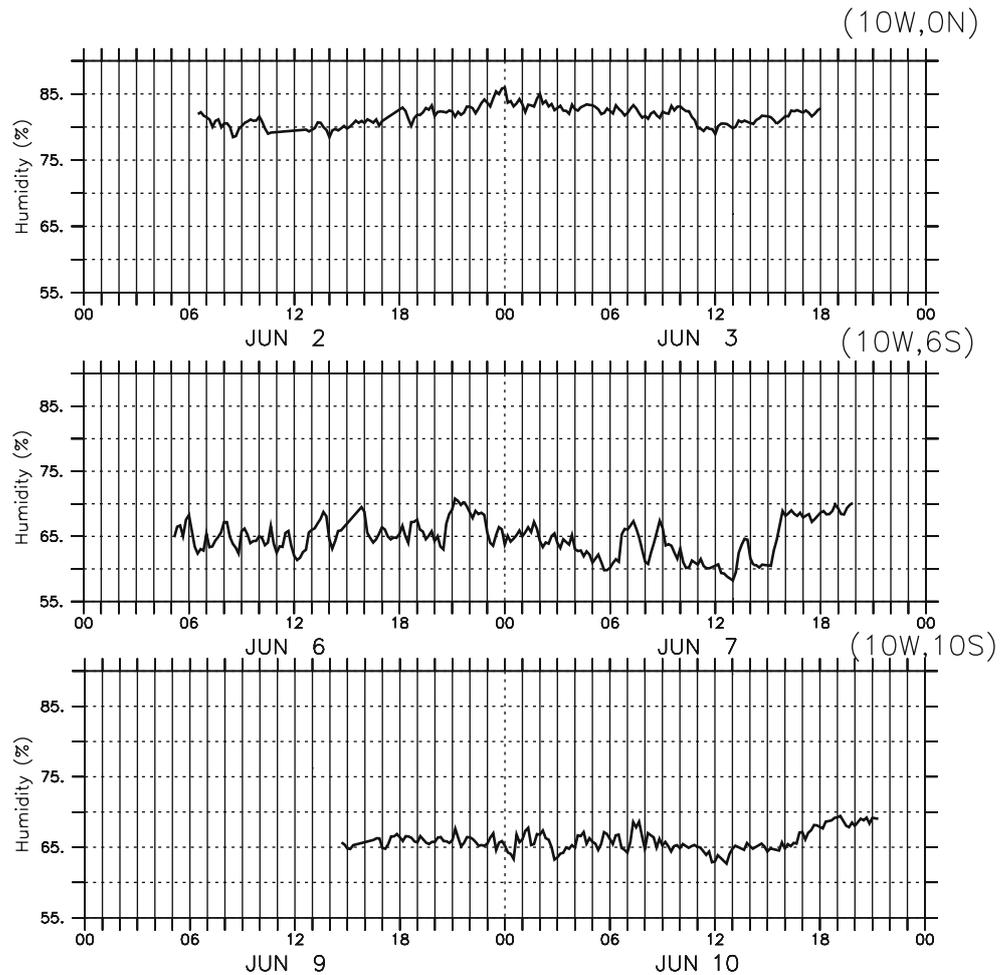
$$-\rho_0 \overline{(V'w')} = \tau_y \tag{12}$$

where F_{nsol} is the “non-solar” surface heat flux (i.e., the sum of the sensible (Q_S), the latent (Q_L), and the net infrared (F_{ir}) heat fluxes), whereas $\vec{\tau} = (\tau_x, \tau_y)$ is the surface wind stress. In Eqs. 4 to 7, the assumption that turbulent diffusion is down-gradient, depending linearly on the local property gradient, with appropriate eddy diffusivity K_X is made:

$$\overline{X'w'} = -K_X \frac{\partial X}{\partial z} \tag{13}$$

where X stands for momentum U, V and scalar variables T and S . In the model, the water density is calculated from a linear version of the equation of state $\rho = \rho_0[1 - \alpha(T - T_0) +$

Fig. 4 Time series of the relative humidity (%) at 0° N (top), 6° S (middle), and 10° S (bottom)



$\beta(S - S_0)$], where α and β are the thermal and haline expansion coefficients and T_0 and S_0 the reference temperature and salinity contraction, respectively.

The vertical resolution of the model is set to 1 m at a maximum depth of 100 m. The time step is 10 min. The model is initialized with observed temperature and salinity profiles from CTD casts and with observed currents measured by ADCP. At stations, the first CTD cast is used to initialize the model and the last CTD cast as validation.

2.4 Turbulence model

In the model, the turbulence is based on the parameterization developed by Bougeault and Lacarrère (1989) for atmospheric models and adapted to oceanic simulations by G90. This parameterization consists in relating the diffusion coefficient K_X (Eq. 13) to the local TKE (m^2s^{-2} , i.e., $e = (u'^2 + v'^2 + w'^2)/2$) with a mixing length scale l_k determined from simple physical considerations and a calibration constant c_k (0.1 in G90):

$$K_X = c_k l_k \bar{e}^{1/2}. \tag{14}$$

To close the system of equations, the TKE equation is given by:

$$\frac{\partial \bar{e}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z} (\overline{e'w'} + \frac{\overline{p'w'}}{\rho_0}) - (\overline{u'w'} \frac{\partial U}{\partial z} + \overline{v'w'} \frac{\partial V}{\partial z}) + \overline{b'w'} - \varepsilon \tag{15}$$

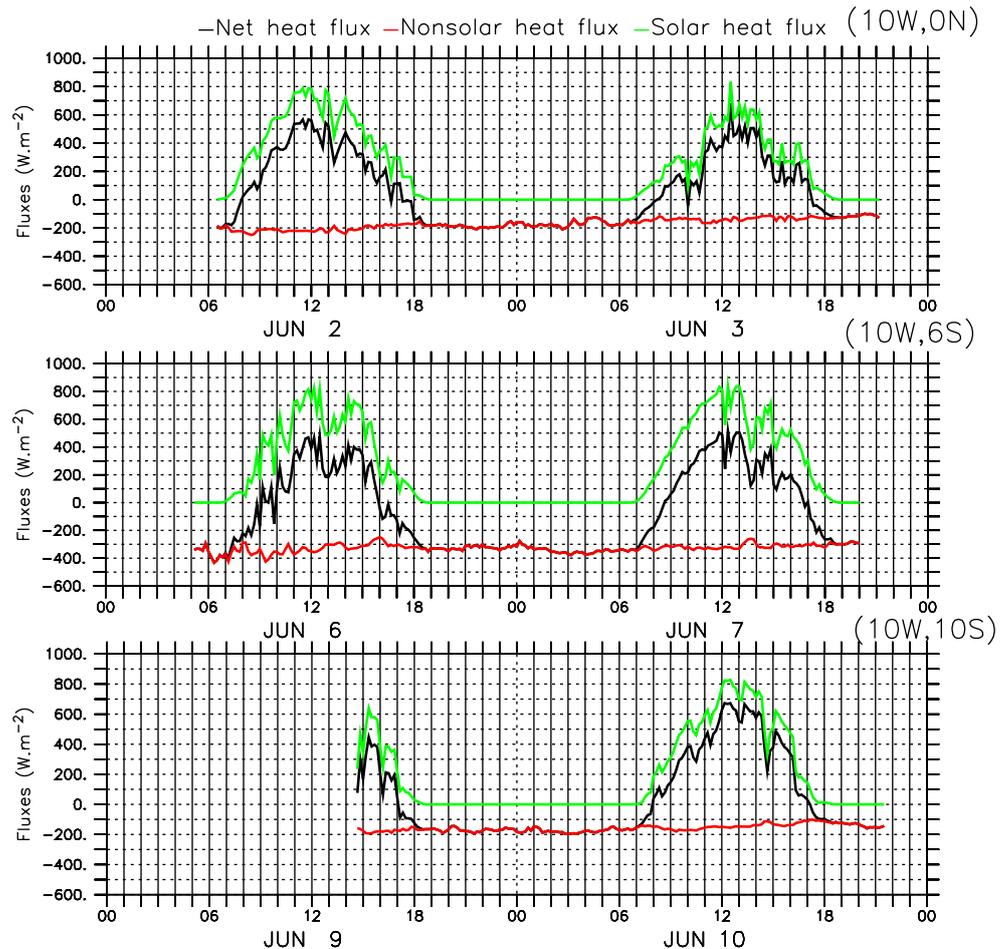
where p and ε stand for pressure and local dissipation, respectively. $b = g(\rho - \rho_0)/\rho_0$ is the local buoyancy with ρ the density. The concept of turbulent diffusion (Eq. 14) is also used to parameterize the sum of the vertical flux of TKE and the presso-correlation term in Eq. 15, such that:

$$-(\overline{e'w'} + \frac{\overline{p'w'}}{\rho_0}) = K_e \frac{\partial \bar{e}}{\partial z}. \tag{16}$$

The dissipation term in Eq. 15 is parameterized using the Kolmogorov (1942) theory, i.e., $\varepsilon = c_\varepsilon \bar{e}^{3/2}/l_\varepsilon$, where c_ε is a calibration constant (0.7) and l_ε is a characteristic length of dissipation (Bougeault and Lacarrère 1989).

Below the mixed layer, the turbulence scheme is improved by adding a parameterization of the diapycnal mixing proposed by Large et al. (1994) and Kantha and

Fig. 5 Time series of net heat fluxes (black), solar heat fluxes (green), and non-solar heat fluxes (red) at 0° N (top), 6° S (middle), and 10° S (bottom). Unit: W m^{-2}



Clayson (1994). This parameterization can largely impact the parameters in the mixed layer (Josse 1999; Dourado and Caniaux 2004). In the model, the mixing coefficients are set to $10^{-4} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ for the temperature and the salinity and to $10^{-5} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ for the momentum (Large et al. 1994).

2.5 Heat and TKE budget techniques

To investigate the processes that control the SST and turbulence, we consider the heat and TKE budget equations in the mixed layer. For this, the temperature and TKE equations (respectively Eqs. 4 and 15) are vertically integrated from the base of the MLD ($-h$) to the sea surface. For the temperature, we obtain (Caniaux and Planton 1998):

$$\rho_0 c_p h \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial t} = F_{sol}(1 - I(-h)) + F_{nsol} - \rho_0 c_p \left[\frac{\partial h}{\partial t} + w(-h) \right] (\langle T \rangle - T(-h)) + \rho_0 c_p \overline{w'T'}(-h) \quad (17)$$

where $\langle T \rangle = \frac{1}{h} \int_{-h}^0 T dz$. The first term of the right-hand side of Eq. 17 represents the net solar heat flux absorbed in the

mixed layer; the second term is the non-solar heat flux. The third term is the heat flux due to entrainment (including the MLD tendency and the vertical velocity), and the last term is the turbulent heat flux at the base of the mixed layer. This term is estimated as a residue and is calculated as the storage heat term (left-hand side of Eq. 17) minus the terms on the right-hand side.

The TKE budget equation reads:

$$\int_{-h}^0 \frac{\partial \bar{\epsilon}}{\partial t} dz = - \int_{-h}^0 K_\rho \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{g(\rho - \rho_0)}{\rho_0} \right) dz + \int_{-h}^0 K_m \left(\left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial z} \right)^2 \right) dz - \int_{-h}^0 \epsilon dz + \overline{w'e'}(-h) - \overline{w'e'}(0) \quad (18)$$

The first term of the right-hand side of Eq. 18 represents the work done by the buoyancy force, the second one the shear production, the third one describes the dissipation, and the last term is the vertical diffusion at the mixed-layer base. As for the heat budget, this last term is calculated as a residue.

2.6 Sensitivity experiments

In order to simulate the upper ocean processes realistically and to adjust the simulation to observations, several sensitivity tests were performed. Tests concerned: (1) the turbulent surface fluxes, which were calculated with the four bulk formulae mentioned in Section 2.2; (2) the set of coefficients defining the water turbidity in Eq. 8 by using different Jerlov’s optical water types (Table 1); (3) the sensitivity to the diapycnal mixing (activated or not); and (4) the sensitivity to the vertical velocity term in Eqs. 4 and 5 (activated or not).

The tests led us to adopt a reference set of parameters (called the reference run) which was obtained with: (1) the parameterizations of Smith (1980) and DeCosmo et al. (1996); (2) the coefficients $R=0.62$, $D_1=1.5$ m, and $D_2=20$ m for Jerlov’s water type at 6° S and 0° N and $R=0.58$, $D_1=0.35$ m, and $D_2=23$ m at 10° S, meaning that two distinct water types were sampled; (3) the diapycnal mixing; and (4) the vertical advection, w , being deduced from the CTDs.

The results of the sensitivity tests at 6° S are represented in a Taylor (2001) diagram in Fig. 6. This diagram provides an easy way of presenting results concerning an ensemble of sensitivity tests by comparing several statistics simultaneously: the standard deviation, the correlation, and the centered root-mean-square (rms) errors. For this, the SST series obtained with the reference run is considered (point “A” in Fig. 6). Then, each SST test series obtained from a sensitivity experiment and the reference series provides a statistic, which is reported on a Taylor polar graph as letters “B” to “K” (Fig. 6). The criteria are listed in detail in Tables 3.

It is clear from Fig. 6 that the diapycnal mixing is crucial for the simulation because run “J” (Table 3 and Fig. 6) has a very weak correlation (0.72) and a high rms (0.085°C) compared to the other runs. Tests on the turbidity indicate that for run “B” (very clear waters in Jerlov’s classification), the correlation is lower than in simulations “C”, “D”, “E,” and “F”, meaning that at 6° S, waters were rather

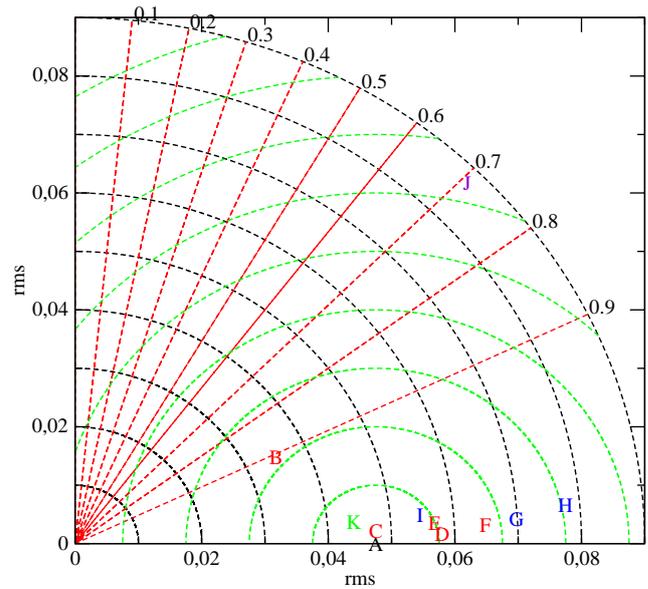


Fig. 6 Taylor’s (2001) diagram applied to the sensitivity tests for 11 options defined in Table 3. *Black dashed circles* which are centered on the origin refer to the standard deviation of the reference series (A). *Green dashed isolines* centered on the reference series A refer to the centered root mean square difference between the test and reference series. *Dotted red lines* refer to the correlation between the test and reference series. Red labels (B–F) refer to turbidity test series; blue labels (G–I) to turbulent flux parameterization test series; green label (K) to vertical velocity test; and violet label (J) to diapycnal mixing test

turbid. Sensitivity tests on flux parameterization (“I”, “G”, “H”) led to higher rms values than simulations on turbidity. The run on the vertical velocity (“K”) is highly correlated with the reference run and leads to a similar rms, meaning that less sensitivity is obtained with the vertical velocity than with the other tests. Results at 10° W, 0° N and 10° W, 10° S (not shown) led to the same conclusion. Note that the sensitivity experiments were done only on SSTs. In the following, the reference simulation at the stations is considered and compared to the observations.

3 Results

3.1 Sea surface temperature

Simulated temperatures at stations are compared with TSG and PIRATA buoy data in Fig. 7. Considering the depth (4 m) of the TSG measurements, the simulated temperatures are taken at the same depth and are referred to as SSTs hereafter. The simulated SSTs are in good agreement with the TSG observations since the difference between modeled and observed SSTs is about 0.01°C with standard deviations of 0.015°C . The agreement is also satisfactory when compared with PIRATA buoy data (Fig. 7). At stations, a diurnal cycle of SST is present both

Table 1 Values of the coefficients in the Paulson and Simpson (1977) representation of downward irradiance versus depth for different optical water types

		R	D_1 (m)	D_2 (m)
Type 0		0.74	1.7	16
Jerlov (1968)	Type I	0.58	0.35	23
	Type IA	0.62	0.60	20
	Type IB	0.67	1.0	17
	Type II	0.77	1.5	14
	Type III	0.78	1.4	7.9

Table 2 Values of the latent heat fluxes, sensible heat fluxes (Wm^{-2}), and wind stress (Nm^{-2}) obtained in the three simulations with various turbulent surface flux algorithms

		Smith (1980)	Anderson (1993)	Fairall et al. (2003)	Persson et al. (2005)
Latent heat flux (Wm^{-2})	0° N	-80.0	-95.7	-79.6	-92.7
	6° S	-226.2	-269.6	-224.2	-259.5
	10° S	-154.9	-186.0	-151.8	-179.1
Sensible heat flux (Wm^{-2})	0° N	-3.2	-3.2	-3.2	-3.2
	6° S	-12.3	-12.4	-12.4	-12.9
	10° S	-10.0	-10.2	-10.0	-10.0
Wind stress (Nm^{-2})	0° N	0.041	0.036	0.044	0.044
	6° S	0.078	0.073	0.084	0.086
	10° S	0.037	0.033	0.040	0.040

in TSG data and in the simulations. The amplitude of the diurnal cycle is found to be 0.20°C , 0.12°C , and 0.25°C at 0°N , 6°S , and 10°S , respectively. Note that at 6°S , the amplitude is nearly half that at 0°N and 10°S , a consequence of stronger winds and the negative surface heat flux recorded at this location.

The maximum of daily SSTs occur during the afternoon, between 1400 and 1500 UTC (1300–1400 local time), while the SST minimum occurs between 0800 and 0900 UTC, and again, the model reproduces their occurrence quite well. The occurrence of the minima coincides with a change in sign of the net surface heat flux from negative to positive as heating from surface solar radiation increases relative to cooling from the non-solar flux (Fig. 5). Similarly, the maximum of SST occurs when the net heat flux moves from positive to negative. This moment does not coincide with the maximum solar heat flux, which occurs some hours earlier, usually at 1200 UTC (Fig. 5). Therefore, as the period of the day during which the net heat flux becomes negative is longer than the period during which it is positive (Fig. 5), the cooling of the ocean surface layers lasts longer (15–16 h) than the warming (7–9 h). This is consistent with Schudlich and Price's (1986) results

of a warming time of one fourth of the day and a cooling period of three fourths of a day.

3.2 Vertical profiles of temperature and salinity

Vertical profiles of temperature and salinity (from a Seabird 911 plus system and from temperature and conductivity sensors attached to the microstructure profiler) observed at the end of the stations are compared with the final profiles of the simulation in Fig. 8. The simulated temperature and salinity profiles compare reasonably with observations, both in the mixed layer and in the upper thermocline.

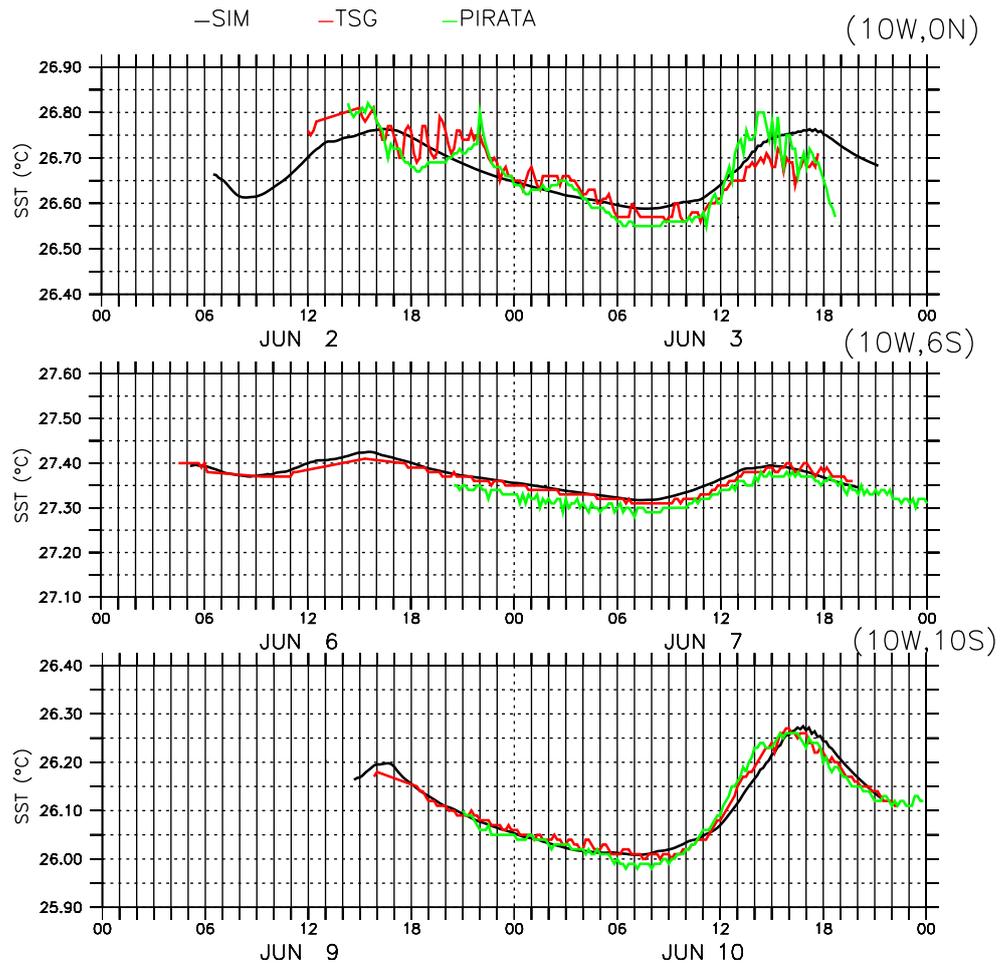
The temperature profiles are well mixed down to 20, 65, and 60 m, respectively, at 0°N , 6°S , and 10°S with a well-defined gradient underneath, which defines the stratified upper thermocline. These depths and the depths of the 20°C isotherm (observed at 50 m at 0°N , 90 m at 6°S , and 100 m at 10°S) are in agreement with meridional sections of temperature showing a classical equatorward shoaling of the thermocline at 10°W (Bourlès et al. 2002; Kolodziejczyk et al. 2009).

In the upper thermocline, vertical displacement of isotherms in observed profiles are clearly visible. These

Table 3 Criteria used to determine the sensitivity tests and to name the runs in Fig. 6

Runs	Parameterizations	Water type	Vertical velocity	Diapycnal mixing
A (reference)	Smith (1980) and DeCosmo et al. (1996)	Type 0	Yes	Yes
B	Smith (1980) and DeCosmo et al. (1996)	Type I	Yes	Yes
C	Smith (1980) and DeCosmo et al. (1996)	Type IA	Yes	Yes
D	Smith (1980) and DeCosmo et al. (1996)	Type IB	Yes	Yes
E	Smith (1980) and DeCosmo et al. (1996)	Type II	Yes	Yes
F	Smith (1980) and DeCosmo et al. (1996)	Type III	Yes	Yes
G	Fairall et al. (2003)	Type 0	Yes	Yes
H	Persson et al. (2005)	Type 0	Yes	Yes
I	Anderson (1993)	Type 0	Yes	Yes
J	Smith (1980) and DeCosmo et al. (1996)	Type 0	Yes	No
K	Smith (1980) and DeCosmo et al. (1996)	Type 0	No	Yes

Fig. 7 Variation of the diurnal SSTs (°C): simulated (*black*) and observed (*red*) at 0° N (*top*), 6° S (*middle*), and 10° S (*bottom*)



changes reflect the effect of vertical advection, a term which contributes to the evolution of the profiles in the stratified water column but only weakly affects the homogenous mixed layer, which evolves mainly under the influence of surface heat fluxes.

Distinctive temperature and salinity structures are present in the initial profiles (Fig. 8), like the strong salinity maximum present just below the mixed layer at 6° S and 10° S or inside the thermocline at 0° N. These maxima are associated with the subsurface currents (EUC at 0° N and SEUC at 6° S; Fig. 2) which advect saline subtropical waters below the surface layer to the EEA (Bourlès et al. 1999). At 10° S, the salinity maximum present near 50 m, although not associated with a noticeable current, is less well marked than at the other latitudes.

In the mixed layer, a meridional salinity gradient of nearly 1 psu exists between 10° S and the equator. No similar gradient exists in the mixed-layer temperatures, which exhibit a slight latitudinal variation with a minimum of 26°C at 10° S, a maximum of 27°C at 6° S, and a decrease to near 26.5°C at 0° N, in agreement with Fig. 1.

Observed temperature and salinity profiles show that a difference of nearly 8 and 15 m exists between the depth of

the (shallower) isohaline and the depth of the (deeper) isothermal layers at 6° S and 10° S, respectively (Fig. 8). This difference can be explained by the presence of barrier layers at these stations (Pailler et al. 1999; Mignot et al. 2007). These authors identified the presence of barrier layers over several zones in the tropical Atlantic basin, among them one located on an equatorial band centered at 10° S.

3.3 Mixed layer thickness

Figure 9 displays the observed and simulated MLDs at the different locations. A temperature criterion with a threshold of 0.2°C and a reference depth at the surface was chosen to estimate the MLD. There is relatively good agreement between the observed and the simulated MLDs. The largest differences reach nearly 20 m during a relatively short period of time in the afternoon (between 1300 and 1400 UTC) at 10° S.

Pronounced MLD variations are noted in the observations and in the simulations. The diurnal range of MLD is 5 and 20 m at 0° N and between 5 and 60 m at 10° S, while almost no variations are observed at 6° S. The absence of variations at 6° S is certainly related to stronger winds than

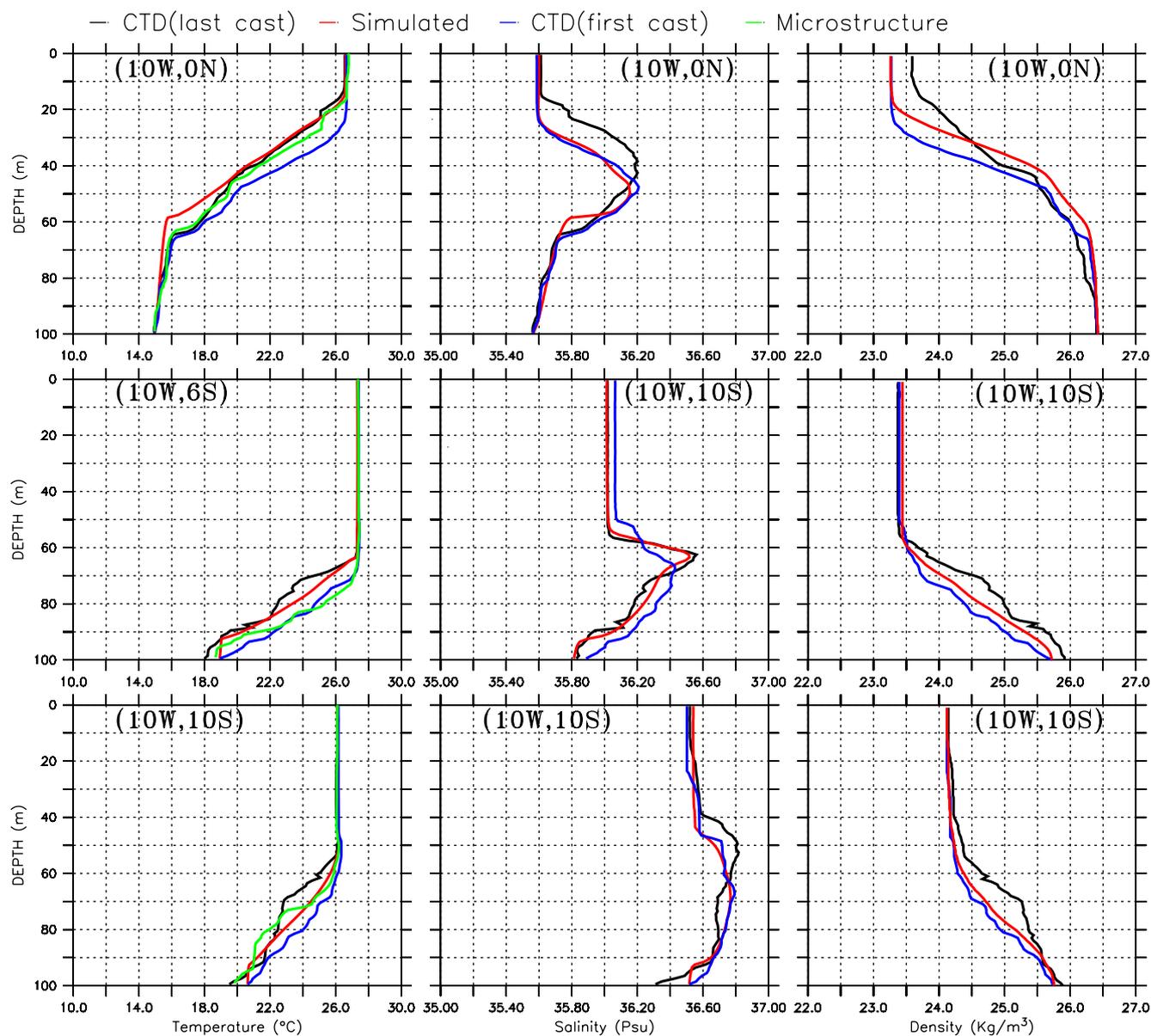


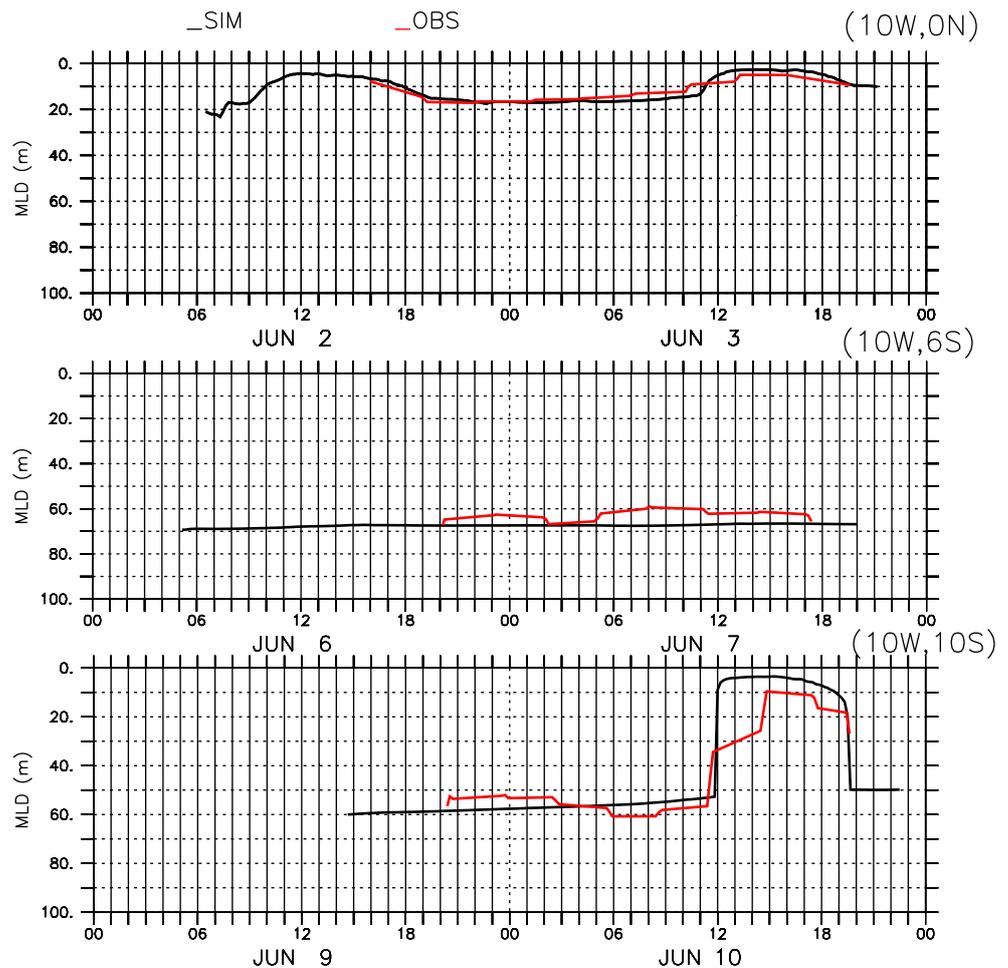
Fig. 8 Vertical profiles of temperature (*left column*) in °C, salinity (*middle column*) in psu, and density (*right column*) in kgm⁻³: CTD (*first cast* in black), CTD (*last cast* in blue), simulated (red), and microstructure (green) at 0° N (top), 6° S (middle), and 10° S (bottom)

at other stations (Fig. 5), preventing any diurnal warming that would stratify the upper layers. Here, the absence of a diurnal cycle in MLDs (for the used MLD criteria) suggests the existence of a balance between the effect of the wind stress and the effect the surface net heat flux during the day. If the wind stress exceeds a certain threshold, the diurnal positive net heat flux is unable to stratify the upper layers. On the other hand, it is thought that the wind stress registered at 6° S, added to negative heat flux over 24 h, is not strong enough to deepen MLDs, which finally remain unchanged. According to the data collected at 6° S (see Fig. 3), this threshold is around 6 ms⁻¹. Moreover, it is also

possible that the time period we are looking at is too short to detect any noticeable deepening.

The diurnal cycle of the MLD, well marked at 0° N and very clear at 10° S with an abrupt surfacing at 1200 UTC (amplitude 55 m) exists during a period of 10 h (Fig. 9), between 1100 UTC (i.e., 2 h before the diurnal maximum of the net heat flux; Fig. 5), and near 2100 UTC (i.e., well after the instant at which the net surface heat flux changes from positive to negative; Figs. 5, 9). This abrupt surfacing of the MLD is due to the formation of a thin diurnal thermocline which is destroyed 5 h later. The delay between the instant at which the net heat flux turns positive from its nocturnal to its

Fig. 9 Time series of the simulated (black) and observed (red) mixed layer depth at 0° N (top), 6° S (middle), and 10° S (bottom)



diurnal values and the instant at which the mixed layer shoals is due to the influence of the surface wind stress, which, when strong enough, destroys the quiescent stratification; this situation persists until the net solar radiation is high enough to definitely stratify the top layers.

3.4 Current

Near-surface temperatures and currents relative to 25 m (representative of the shear on this depth) at the various locations are displayed in Fig. 10. At the equator and at 10° S, the net diurnal stratification discussed previously and starting at 1200 UTC is present and is more pronounced at the equator, while at 6° S, no clear stratification is observed. The current relative to 25 m intensifies toward the surface when the diurnal stratification occurs, while at depth, the current diminishes.

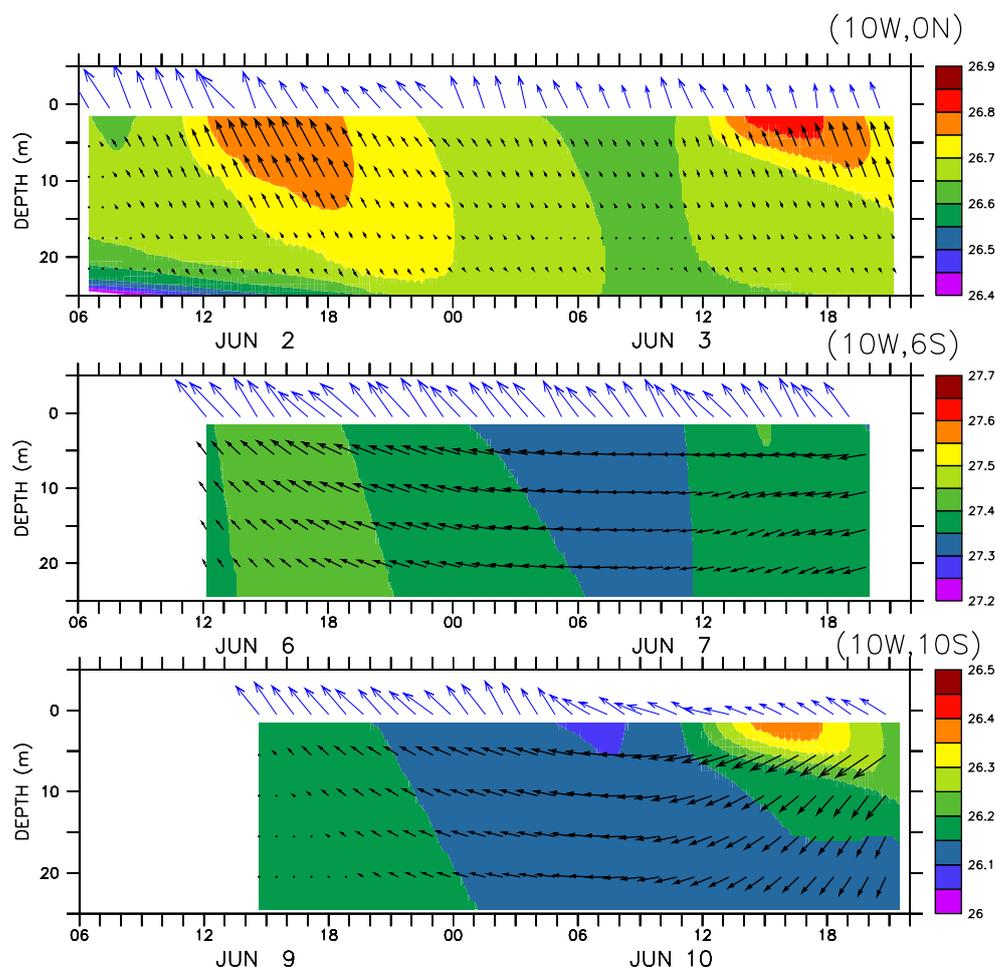
A diurnal jet is generated in the top few meters of the mixed layer in the lee of the wind at 0° N and to the left of the wind at 10° S. Its maximum amplitude is reached when the stratification is maximum (few hours after noon). This is due to the fact that most of the wind

stress-generated momentum is trapped within the shallow mixed layer and stratification at the base of this diurnal layer prevents diffusion of the current below. At the equator, the maximum current is 0.11 ms^{-1} at 5-m depth. As the diurnal warm layer cools and vanishes, the diurnal jet vanishes and wind momentum spreads over the entire ML down to the permanent thermocline. Schudlich and Price (1986), in a modeling study, and Cronin and Kessler (2009), on mooring observations, have shown similar results in the Pacific.

3.5 Turbulence

In this section, we compare the dissipation of TKE ($\varepsilon = c_\varepsilon \overline{\theta'^2} / l_\varepsilon$) with dissipation profiles collected during EGEE3. The temporal evolution of the modeled dissipation profiles (Fig. 11) shows a relatively good resemblance to observations concerning both: (1) the order of magnitude of the dissipation with values higher than $10^{-8} \text{ W kg}^{-1}$ inside the mixed layer; (2) the decreasing values of the dissipation from the surface, where it reaches its maximum ($10^{-6} \text{ W kg}^{-1}$), towards the depths; and (3) their variations during a

Fig. 10 Time–depth sections of temperature in the first 25 m and winds (*blue vectors*) at 10° W, 0° N (*top*), 10° W, 6° S (*middle*), and 10° W, 10° S (*bottom*) during the simulation. Currents relative to 25 m are superimposed (*black vectors*). Vector scales are 0.2 ms^{-1} for the currents and 9 ms^{-1} for the winds



diurnal cycle; the maximum amplitude of the diurnal cycle occurs at a depth between the surface and the nocturnal MLD.

At 6° S, both observed and simulated dissipation rates reveal low values of dissipation $<10^{-9} \text{ Wkg}^{-1}$ inside the mixed layer (Fig. 11). On the other hand, at 0° N and 10° S, dissipation $<10^{-9} \text{ Wkg}^{-1}$ occurs below the mixed layer. This occurrence is unique and due to the absence of noticeable restratification during the course of the day. Note also that at the other locations, a rather good correspondence exists between the MLD defined with the temperature criterion adopted here and low values of TKE dissipation rates.

Meanwhile, observations reveal the presence of some intermittent patches of high dissipation rates below the MLD (i.e., at 0° N on June 2 and between 0800 and 1100 UTC on June 3 and at 6° S below 70-m depth) that are not present in the simulation, where turbulence dissipation rates below the MLD remain nearly constant. In the EEA, elevated mixing levels in the upper shear zone of the EUC have been observed (Crawford and Osborn 1979). Intermittent patches of dissipations in the microstructure measurements reveal that high mixing below the MLD is not solely due to shear production or nighttime

cooling but probably to other mixing processes, such as internal waves breaking as pointed out by Moum et al. (1992). Discrepancies of turbulent dissipation rates between the model and the observation, especially at 0° N, suggest that shear production in the thermocline is underestimated by the model.

At stations, during the diurnal stratification period (1200–1600 UTC), turbulence just below the MLD is weak, with values ranging from 10^{-9} to $10^{-10} \text{ Wkg}^{-1}$ showing that the water column is highly stable at this time, thus preventing any TKE generation and dissipation.

It is also interesting to note the asymmetry between the rapid decrease of dissipation propagating upward during the restratification period and the slower downward increase of dissipation during the nocturnal convection period. On the other hand, the diurnal cycle of turbulence dissipation is more pronounced at 6° S than at 0° N and 10° S, a feature reflecting the presence of stronger winds, mixing, and dissipation at this station.

Similar results have been obtained in the tropical Pacific basin with various one-dimensional models and have been compared successfully with observed dissipation rates during dedicated experiments like the Tropical Heat 1984

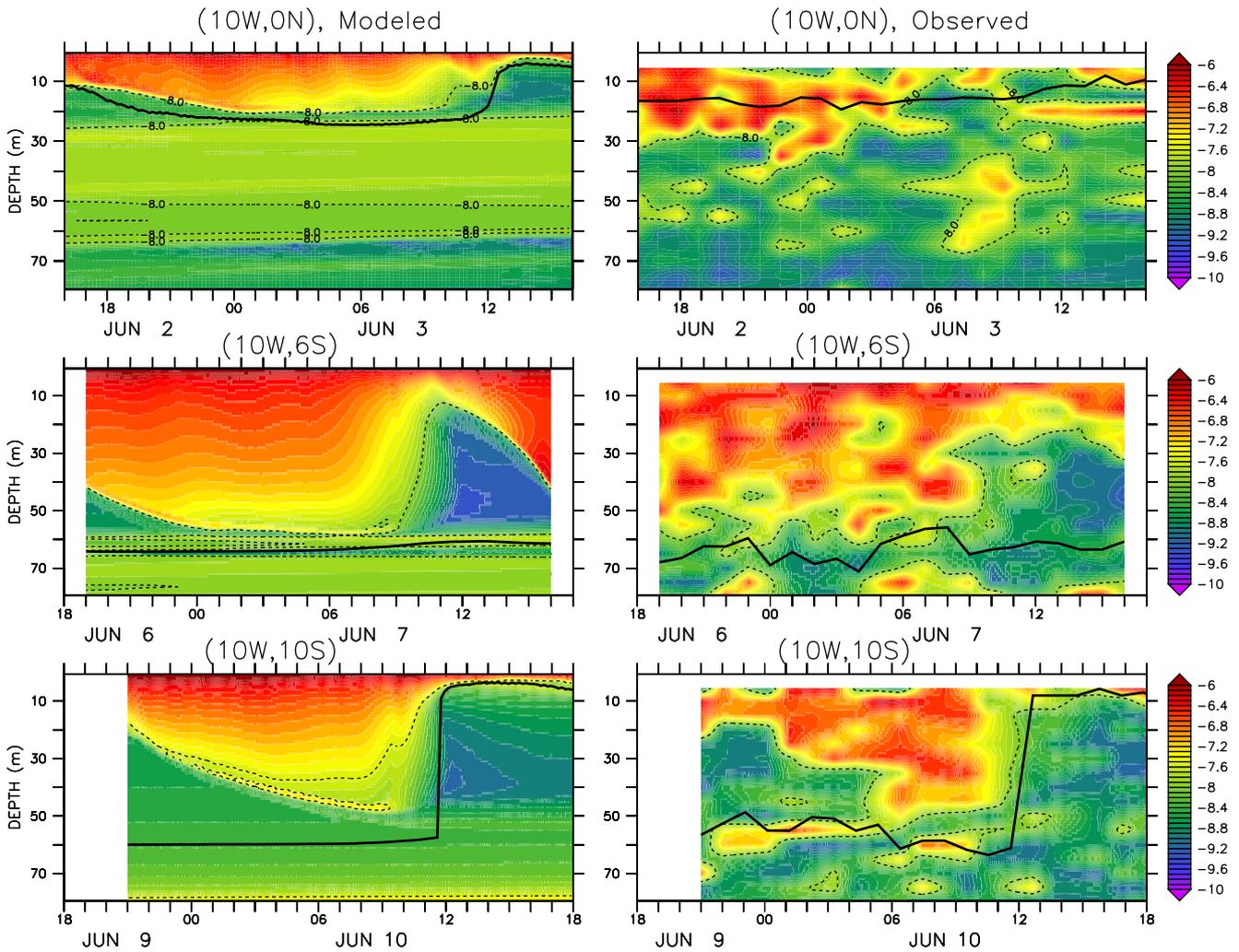


Fig. 11 Time series of vertical profiles of turbulence dissipation ($\text{Log}_{10}\epsilon$) at 0° N (top); 6° S (middle), and 10° S (bottom, Wkg^{-1}). The mixed layer depth is indicated (full line) as is the isoline -8 (dashed)

by Moum and Caldwell (1985) and Gregg et al. (1985) and the Tropical Heat 1987 by Moum et al. (1992) and Hebert et al. (1991), or TOGA-COARE by Clayson and Kantha (1999).

3.6 Heat budget

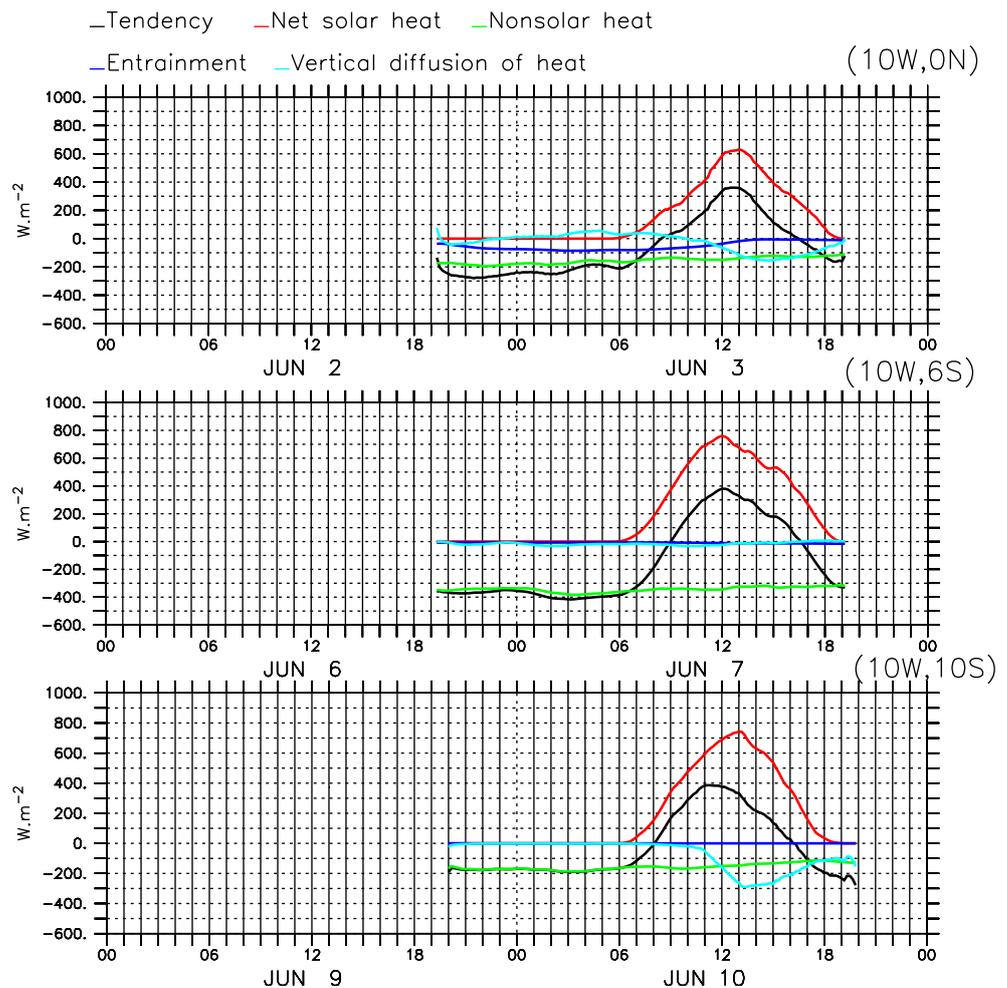
The time series of the different terms of Eq. 17 are presented in Fig. 12, over a full day starting at 1900 UTC. For clarity, a smoothing filter has been applied to each term of the budget to filter out small variations for clarity. At each station, the heat storage term experiences a clear diurnal cycle, reflecting the diurnal cycle of the net heat flux, in agreement with Fig. 5. It consists in a heat loss during the night and in a heat gain during the day from 0800–0900 UTC to 1600–1700 UTC. At the three stations, heat gain is solely supplied by the net short-wave radiation except at 0° N, where the vertical diffusion of heat at the

MLD base displays a weak heat gain to the budget between 0400 and 0800 UTC.

However, the importance of the other terms in the heat budget varies at the three stations. On average, the vertical diffusion of heat at the mixed-layer base contributes largely to the cooling of the mixed layer, with a diurnal minimum between 1200 and 1500 UTC of -200 Wm^{-2} at 0° N and -300 Wm^{-2} at 10° S. The diurnal cycle of this term comes from the existence of the diurnal stratification generated by the net solar radiation. Vertical diffusion then tends to cool and erode the base of this stratification as soon as it appears. On the other hand, the vertical diffusion at 6° S does not significantly contribute to the heat budget because of the absence of diurnal stratification.

The contribution of entrainment to the heat budget is significantly important only at the equator where it cools the mixed layer continuously at a rate of about -100 Wm^{-2} , a process expected at this period corresponding

Fig. 12 Heat budget (Wm^{-2}) over 24 h as a function of time at 0° N (top), 6° S (middle), and 10° S (bottom). Tendency is in black; solar heat flux in red; turbulent surface heat flux in green; vertical entrainment in blue; and vertical turbulent diffusion in cyan



to ACT development. Note that during the afternoon, the contribution of entrainment is reduced. This is because the vertical gradient of temperature is weaker at the base of the diurnal inversion than at the base of the nocturnal mixed layer.

3.7 TKE budget

Figure 13 shows the time variation of each term of Eq. 18. The magnitude of the different terms of the budget at 6° S is nearly fourfold greater than at 0° N and 10° S. This is a consequence of the combined effect of stronger winds and a global negative heat budget.

At all stations, there is a clear night–day difference in the budget. During the night, the buoyancy production term dominates the supply of TKE at 6° S and 10° S. At 0° N, this term remains important, but is weaker than the shear production term due to the presence of the sheared current system (EUC and SEC). During this period, the dissipation is strongly negative.

During the day, the buoyancy production diminishes just after sunrise and remains constant at nearly zero

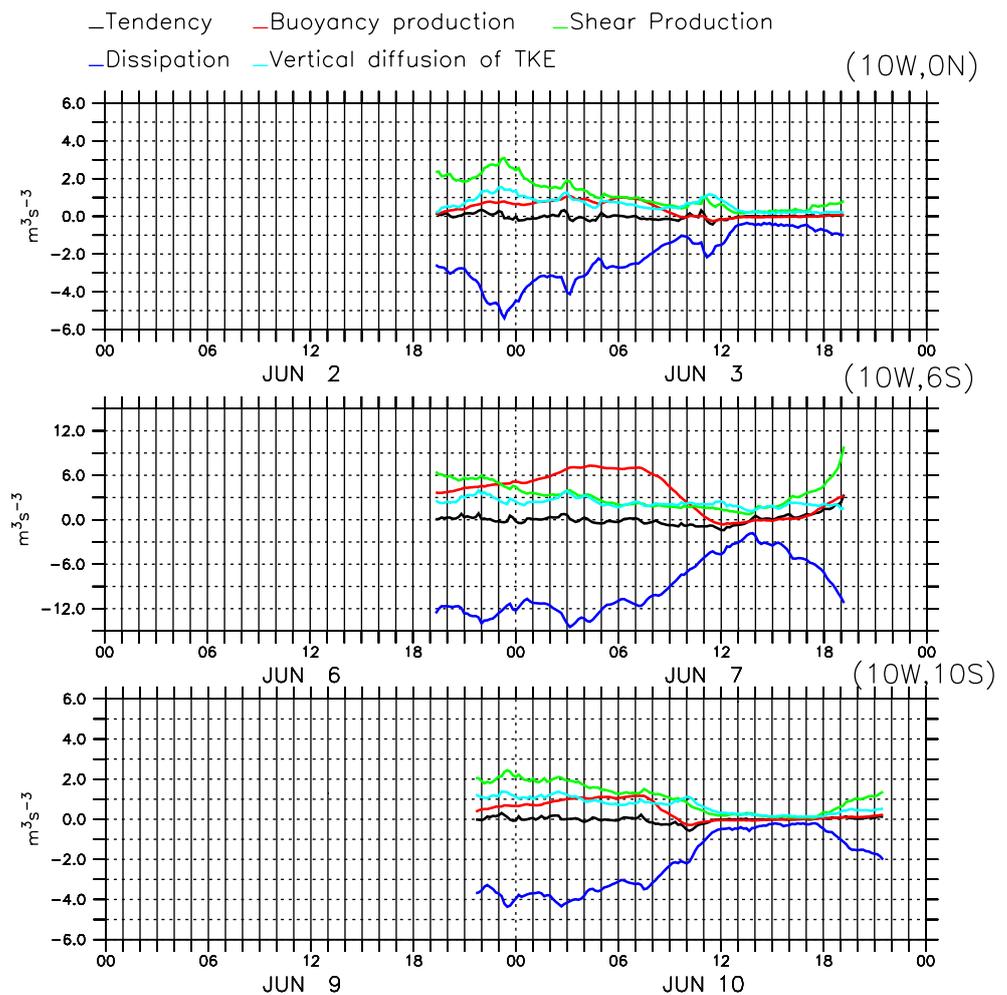
between noon and 1800 UTC. Each TKE production term is weaker compared to its nocturnal value and the dissipation increases toward zero. Due to the extinction of buoyancy production during the day, the budget of TKE is practically governed by the balance between shear production, vertical diffusion and dissipation because as expected, the tendency term remains close to zero during all the simulations.

Moreover, in the three simulations, we observe that: (1) the nocturnal buoyancy production is always a source of TKE—this results from the nocturnal convection during which the negative surface heat flux destabilizes the upper mixed layer; (2) the shear production is maximum at night and diminishes when the sun rises; and (3) the vertical diffusion term is a source of TKE and helps to increase mixing at these stations.

4 Conclusion

In this study, a one-dimensional model is used to simulate the diurnal cycle of the mixed layers during the EGEE-3

Fig. 13 Turbulent kinetic energy budget ($\times 10^{-6} \text{ m}^3 \text{ s}^{-3}$) over 24 h as a function of time at 0° N (top), 6° S (middle), and 10° S (bottom). Tendency in black; buoyancy production in red; shear production in green; dissipation in blue; and vertical diffusion in cyan. Note the scale at 6° S is roughly two times greater than that at 0° N and 10° S



campaign (June 2006). Mixed-layer diurnal processes at three PIRATA mooring locations of the eastern equatorial Atlantic ($10^\circ \text{ W}-0^\circ \text{ N}$; $10^\circ \text{ W}-6^\circ \text{ S}$; $10^\circ \text{ W}-10^\circ \text{ S}$) are simulated over the 1 or 2 days they were visited. These locations experienced different meteorological conditions, thus allowing us to identify the different mechanisms of diurnal variability in various meteorological and oceanic conditions.

Our results show that the variability of the SST is quite well simulated when compared with independent observations. Moreover, the realism of the simulations is mainly due to the high quality of the surface fluxes used to force the model and to the initialization of the model with observed temperature and salinity profiles.

The diurnal response of the near-surface temperature to daytime heating and nighttime cooling was found to have an amplitude of a few tenths of a degree Celsius. Observed and simulated mixed-layer thickness show that the MLD can vary by several tens of meters in a diurnal cycle (i.e., from 60 to $<10 \text{ m}$ at 10° S (Fig. 9) or from 20 to 5 m at 0° N). On the other hand, intense mixing due to the strengthening of the southeastern trades can suppress the diurnal variation of

the MLD (at 6° S), without, however, affecting the depth of the permanent thermocline.

These observations confirm that the existence or absence of any diurnal variation of MLDs does not seem to affect the thermocline depth, meaning that this relatively stable feature of the EEA does not mainly result from the surface fluxes but would also be due to the larger scale effect of the circulation as suggested by Provost et al. (2006) and Giordani and Caniaux (2010).

The mixed layer gains heat through the net solar radiation and loses heat through the non-solar heat fluxes and at a lower level to vertical diffusion. The peak of the heat gain is nearly 400 W m^{-2} and occurs around 1400 UTC when the net solar radiation is maximum. The vertical diffusion of heat cools the diurnal mixed-layer base at a maximum rate of 200 and 300 W m^{-2} at 0° N and 10° S , respectively, when a well-established diurnal stratification exists in the first few meters near the surface, between 1300 and 1500 UTC. This process is negligible at 6° S because stronger winds prevailed when the buoy was visited, thus preventing any diurnal stratification. The contribution of entrainment to the heat balance is significant only at the

equator, where it cools the mixed layer with a maximum rate of nearly 100 W m^{-2} .

Comparisons of the simulated turbulence dissipation with independent observations (microstructure measurements) at different locations of the eastern equatorial Atlantic reveal that the model simulates the turbulence and its diurnal cycle reasonably well. As in the observations, the modeled turbulence appears to be mainly confined inside the mixed layer at 0° N and 10° S . Both the magnitude and the variability of the turbulence cycle are reasonably well simulated, suggesting that the one half turbulence closure is sufficient to capture the main turbulence cycle in the mixed layer. However, our simulations do not indicate the presence of strong bursts of turbulence penetrating well below the mixed layer as observed in the microstructure data. These strong and intermittent patches of dissipations observed early on in the Pacific by Clayson and Kantha (1999) and Moum et al. (1992) were attributed to the vertical shear of current (Clayson and Kantha 1999) and to internal waves breaking (Moum et al. 1992). The lack of strong and intermittent patches of dissipation rates in the thermocline in our simulation suggests that turbulence is not well resolved at these levels. However, the main features of turbulence dissipation are captured by the model inside the mixed layer.

The TKE budget shows that all terms of the TKE equation contribute to the mixing processes but the buoyancy production term is dominant, especially during the night and, to a lesser degree, through shear production and vertical diffusion. At 6° S , the higher wind stress considerably increased the TKE budget compared to the other stations, with a high production rate due to buoyancy, shear, and vertical diffusion.

In the tropic, the ocean diurnal warming can induce an increase in the net surface heat flux toward the atmosphere of 50 W m^{-2} during the day, under clear sky and calm conditions (Fairall et al. 1996; Ward 2006). Hence, the ocean diurnal cycle can feedback onto the atmosphere and take part in the atmosphere–ocean coupling mechanisms. For instance, the SST diurnal variations can affect the life cycle of tropical convective clouds (Chen and Houze 1997; Woolnough et al. 2000; Dai and Trenberth 2004) and the atmospheric profiles of heat, moisture, and cloud properties (Clayson and Chen 2002). Furthermore, recent studies suggest that resolving the SST variability on diurnal timescales can significantly modulate the amplitude of SST variability on seasonal timescales (Shinoda and Hendon 1998; Bernie et al. 2005, 2007; Shinoda 2005; Bellanger 2007) or even longer timescales (Danabasoglu et al. 2006) and improve the representation of ocean–atmosphere coupled modes of variability, such as the Madden–Julian Oscillation (Bernie et al. 2005, 2008), the phase of the Madden–Julian Oscillation (Woolnough et al. 2007). In our study, computing the mixed-layer heat budget as on Fig. 12, but using daily

mean surface fluxes, leads to a rectification process on the tendency term of $\sim 50 \text{ W m}^{-2}$ at 0° N and 15 W m^{-2} at 10° S . At 6° S , this term is not noticeable. However, our calculation was performed on a too short period (two diurnal cycles) to strongly conclude. But all these findings support the idea that the parameterization of diurnal cycle may help in improving the realism of general circulation models

Acknowledgments This study was supported by the AMMA project. Based on a French initiative, AMMA was built by an international scientific group and is currently funded by a large number of agencies, including those in France, the UK, the US, and Africa. It has been the beneficiary of a major financial contribution from the European Community's Sixth Framework Research Program. Detailed information on scientific coordination and funding is available on the AMMA International web site <http://www.amma-international.org>. We thank Bernard Boulrès, the chief scientist of the EGEE program, and all the persons who acquired and prepared the data used in this study as well as the Captain of the R/V L'Atalante and his crew for their help during the EGEE-3 cruise. We warmly thank Dr. Gregory Foltz and an anonymous reviewer for their pertinent and useful comments and remarks.

References

- Adamec D, O'Brien JJ (1978) The seasonal upwelling in the Gulf of Guinea due to remote forcing. *J Phys Oceanogr* 8:1050–1060
- Anderson RJ (1993) A study of wind stress and heat flux over the open ocean by the inertial dissipation method. *J Phys Oceanogr* 23:2153–2161
- Bellanger H (2007) Rôle de l'interaction océan-atmosphère dans la variabilité intrasaisonnière de la convection tropicale. PhD thesis, Ecole Polytechnique
- Bernie DJ, Woolnough SJ, Slingo JM, Guilyardi E (2005) Modeling diurnal and intraseasonal variability of the ocean mixed layer. *J Climate* 18:1190–1202
- Bernie DJ, Guilyardi E, Madec G, Slingo JM, Woolnough SJ (2007) Impact of resolving the diurnal cycle in an ocean–atmosphere GCM: part I: diurnally forced OGCM. *Clim Dyn* 29:575–590
- Bernie DJ, Guilyardi E, Madec G, Slingo JM, Woolnough SJ, Cole J (2008) Impact of resolving the diurnal cycle in an ocean–atmosphere GCM: part 2: a diurnally coupled OGCM. *Clim Dyn* 31:909–925
- Bougeault P, Lacarrère P (1989) Parameterization of orography-induced turbulence in a meso-beta-scale model. *Mon Weather Rev* 117:1872–1890
- Boulrès B, Gouriou Y, Chuchla R (1999) On the circulation and upper layer of the western equatorial Atlantic. *J Geophys Res* 104 (C9):21151–21170
- Boulrès B, D'Orgeville M, Eldin G, Chuchla R, Gouriou Y, du Penhoat Y, Arnault S (2002) On the thermocline and subthermocline eastward currents evolution in the eastern equatorial Atlantic. *Geophys Res Lett* 29(16):32.1–32.4. doi:10.1029/2002GL015098
- Boulrès B, Brandt P, Caniaux G, Dengler M, Gouriou Y, Key E, Lumpkin R, Marin F, Molinari RL, Schmid C (2007) African Monsoon Multidisciplinary Analysis (AMMA): special measurements in the tropical Atlantic. *CLIVAR Newsl Exchanges* 41(12):7–9
- Boulrès B, Busalacchi AJ, Campos E, Hernandez F, Lumpkin R, McPhaden MJ, Moura AD, Nobre P, Planton S, Servain J, Trotte J, Yu L (2008) The PIRATA program: history and accomplishments of the 10 first years tropical Atlantic observing system's backbone. *Bull Am Meteorol Soc* 89(8):1111–1125. doi:10.1175/2008BAMS2462.1

- Bourras D, Weill A, Caniaux G, Eymard L, Bourlès B, Letourneur S, Legain D, Key E, Baudin F, Piguet B, Traullé O, Bouhours G, Sinardet B, Barrié J, Vinson JP, Boutet F, Berthod C, Cléménçon A (2009) Turbulent air–sea fluxes in the Gulf of Guinea during the AMMA experiment. *J Geophys Res* 114:C04014. doi:10.1029/2008JC004951
- Bunge L, Provost C, Kartavtseff A (2007) Variability in horizontal current velocities in the central and eastern equatorial Atlantic in 2002. *J Geophys Res* 112:C02014. doi:10.1029/2006JC003704
- Caniaux G, Planton S (1998) A three-dimensional ocean mesoscale simulation using data from the SEMAPHORE experiment: mixed layer heat budget. *J Geophys Res* 103(C11):25081–25099
- Caniaux G, Giordani H, Redelsperger JL, Guichard F, Key E, Wade M (2010) Coupling between the Atlantic cold tongue and the African monsoon in boreal spring and summer. Submitted to JGR
- Carton JA, Zhou ZX (1997) Annual cycle of sea surface temperature in the tropical Atlantic Ocean. *J Geophys Res* 102:27813–27824
- Chen SS, Houze RA (1997) Diurnal variation and life-cycle of deep convective systems over the tropical Pacific warm pool. *Quart J Roy Meteor Soc* 123:357–388
- Clayson CA, Chen A (2002) Sensitivity of a coupled single-column model in the tropics to treatment of the interfacial parameterizations. *J Clim* 15:1805–1831
- Clayson CA, Kantha LH (1999) Turbulent kinetic energy and its dissipation rate in the equatorial mixed layer. *J Phys Oceanogr* 29:2146–2166
- Crawford WR, Osborn TR (1979) Microstructure measurements in the Atlantic equatorial undercurrent during GATE. *Deep Sea Res II* 6:285–308
- Cronin MF, Kessler WS (2009) Near-surface shear flow in the tropical Pacific cold tongue front. *J Phys Oceanogr* 39:1200–1215
- Cronin MF, McPhaden MJ (1997) The upper ocean heat balance in the western equatorial Pacific warm pool during September–December 1992. *J Geophys Res* 102:8533–8553
- Dai A, Trenberth KE (2004) The diurnal cycle and its depiction in the community climate system model. *J Clim* 17:930–951
- Danabasoglu G, Large W, Tribbia J, Gent P, Briegleb B (2006) Diurnal coupling in the tropical oceans of CCSM3. *J Climate* 19:2347–2365
- DeCosmo J, Katsaros KB, Smith SD, Anderson RJ, Oost WA, Bumke K, Chadwick H (1996) Air–sea exchange of water vapor and sensible heat: The Humidity Exchange Over the Sea (HEXOS) results. *J Geophys Res* 101:12001–12016
- Dengler M, Bourlès B, Chuchla R, Toole J (2010) Enhanced upper ocean mixing and turbulent heat flux in the equatorial Atlantic at 10°W. *Geophys Res Lett* (in press)
- Dourado MS, Caniaux G (2004) One-dimensional modeling of the oceanic boundary layer with PIARATA data at 10°S 10°W. *Rev Brasileira Meteorologia* 19(2):217–226
- Fairall CW, Bradley EF, Godfrey JS, Wick GA, Edson JB (1996) Cool-skin and warm-layer effects on sea surface temperature. *J Geophys Res* 101:1295–1308
- Fairall CW, Bradley EF, Hare JE, Grachev AA, Edson JB (2003) Bulk parameterization of air–sea fluxes: updates and verification for the COARE algorithm. *J Clim* 16:571–591
- Foltz G, Grodsky SA, Carton JA, McPhaden MJ (2003) Seasonal mixed layer heat budget of the tropical Atlantic Ocean. *J Geophys Res* 108(C5):3146–3159. doi:10.1029/2002JC001584
- Gaspar P, Gregoris Y, Lefevre JM (1990) A simple eddy kinetic energy model for simulations of the oceanic vertical mixing: tests at station PAPA and Long-Term Upper Ocean Study site. *J Geophys Res* 95:16179–16193
- Giordani H, Caniaux G (2010) Diagnosing vertical motion at the equatorial Atlantic. Submitted to JGR
- Gregg MC, Peters H, Wesson JC, Oakey NS, Shay TJ (1985) Intensive measurements of turbulence and shear in the equatorial undercurrent. *Nature* 318:140–144
- Hebert D, Moum JN, Caldwell DR (1991) Does ocean turbulence peak at the Equator? Revisited. *J Phys Oceanogr* 21:1690–1698
- Hormann V, Brandt P (2007) Atlantic equatorial undercurrent and associated cold tongue variability. *J Geophys Res* 112:C06017. doi:10.1029/2006JC003931
- Janicot A, Ali A, Asencio N, Berry G, Bock O, Bourles B, Caniaux G, Chauvin F, Deme A, Kergoat L, Lafore JP, Lavaysse C, Lebel T, Marticorena B, Mounier F, Nedelec P, Redelsperger JL, Ravegnani F, Reeves CE, Roca R, de Rosnay P, Schlager H, Sultan B, Thorncroft C, Tomasini M, Ulanovsky A, ACMAD forecasters team (2008) Large-scale overview of the summer monsoon over West and Central Africa during the AMMA field experiment in 2006. *Ann Geophys* 26:2569–2595
- Jerlov NG (1968) *Optical oceanography*. Elsevier, Amsterdam, 194 pp
- Josse P (1999) *Modélisation couplée océan–atmosphère à mésoéchelle: application à la campagne SEMAPHORE*. Toulouse. PhD thesis, Université Paul Sabatier (available in French at CNRM)
- Kantha LH, Clayson CA (1994) An improved mixed layer model for geophysical applications. *J Geophys Res* 99:25235–25266
- Kolmogorov AN (1942) Equations of turbulent motion of an incompressible fluid. *Izvestia Acad Sci USSR Phys* 6:56–58
- Kolodziejczyk N, Bourlès B, Marin F, Grelet J, Chuchla R (2009) Seasonal variability of the equatorial undercurrent at 10°W as inferred from recent in situ observations. *J Geophys Res* 114:C06014.1–C06014.16. doi:10.1029/2008JC004976
- Large WG, McWilliams JC, Doney SC (1994) Oceanic vertical mixing: a review and a model with a nonlocal boundary layer parameterization. *Rev Geophys* 32:363–403
- Leduc-Leballeur M, Eymard L, de Coetlogon G (2010) Observation of the marine atmospheric boundary layer in the gulf of Guinea during the 2006 boreal spring. Submitted to QJRM
- Lefèvre N, Guillot A, Beaumont L, Danguy T (2008) Variability of fCO₂ in the eastern tropical Atlantic from a moored buoy. *J Geophys Res* 113:C01015. doi:10.1029/2007JC004146
- Marin F, Caniaux G, Bourlès B, Giordani H, Gouriou Y, Key E (2009) Why were sea surface temperatures so different in the eastern equatorial Atlantic in June 2005 and 2006? *J Phys Oceanogr* 39:1416–1431
- McCreary J, Picaut J, Moore D (1984) Effects of the remote annual forcing in the eastern tropical Atlantic Ocean. *J Mar Res* 42(45):81
- Merle J, Fieux M, Hisard P (1980) Annual signal and interannual anomalies of sea surface temperature in the eastern equatorial Atlantic. *Deep Sea Res* 26 GATE Suppl, pp 77–101
- Mignot J, de Boyer Montégut C, Lazar A, Cravatte S (2007) Control of salinity on the mixed layer depth in the world ocean. Part II: tropical and subtropical areas. *J Geophys Res* 112:C10010. doi:10.1029/2006JC003954
- Moore DW, Hisard P, McCreary JP, Merle J, O'Brien JJ, Picaut J, Verstraete JM, Wunsch C (1978) Equatorial adjustment in the eastern Atlantic. *Geophys Res Lett* 5:311–348
- Moum JN, Caldwell DR (1985) Local influences on shear flow turbulence in the equatorial ocean. *Science* 230:315–316
- Moum JN, Hebert D, Paulson CA, Caldwell DR (1992) Turbulence and internal waves at the Equator. Part I: statistics from towed thermistors and a microstructure profiler. *J Phys Oceanogr* 22:1330–1345
- Pailler K, Bourlès B, Gouriou Y (1999) The barrier layer in the western Atlantic Ocean. *Geophys Res Lett* 26:2069–2072
- Paulson CA, Simpson JJ (1977) Irradiance measurements in the upper ocean. *J Phys Oceanogr* 7:952–967
- Persson POG, Hare JE, Fairall CW, Otto WD (2005) Air–sea interaction processes in warm and cold sectors of extratropical cyclonic storms observed during FASTEX. *Q J R Meteorol Soc* 131:877–912
- Peter AC, Le Henaff M, du Penhoat Y, Menkes CE, Marin F, Vialard J, Caniaux G, Lazar A (2006) A model study of the seasonal mixed layer heat budget in the equatorial Atlantic. *J Geophys Res* 111:C06014. doi:10.1029/2005JC003157

- Philander SG (1990) El Niño, La Niña and the Southern Oscillation. Academic, San Diego, 286 pp
- Philander SG, Pacanowski RC (1986) A model of the seasonal cycle in the tropical Atlantic Ocean. *J Geophys Res* 91 (C12):14192–14206
- Picaut J (1983) Propagation of the seasonal upwelling in the eastern equatorial Atlantic. *J Phys Oceanogr* 13:18–37
- Prandke H, Stips A (1998) Test measurements with an operational microstructure-turbulence profiler: detection limit of dissipation rates. *Aquat Sci* 60:191–209
- Provost C, Chouaib N, Spadone A, Bunge L, Amault S, Sultan E (2006) Interannual variability of the zonal sea surface slope at the equator in the Atlantic in the 1990's. *J Adv Space Res* 37:823–831
- Redelsperger JL, Thorncroft CD, Diedhiou A, Lebel T, Parker DJ, Polcher J (2006) African monsoon multidisciplinary analysis: an International Research Project and Field Campaign. *Bul Amer Meteorol Soc* 87:1739–1746
- Schmitt RW, Ledwell JR, Montgomery ET, Polzin KL, Toole JM (2005) Enhanced diapycnal mixing by salt fingers in the thermocline of the tropical Atlantic. *Science* 308:685–688
- Schudlich RR, Price JF (1986) Diurnal cycles of current, temperature, and turbulent dissipation in a model of the equatorial upper ocean. *J Geophys Res* 97:5409–5422
- Shinoda T (2005) Impact of diurnal cycle of solar radiation on intraseasonal SST variability in the western equatorial Pacific. *J Clim* 18:2628–2636
- Shinoda T, Hendon HH (1998) Mixed layer modeling of intraseasonal variability in the tropical western Pacific and Indian oceans. *J Clim* 11:2668–2685
- Smith SD (1980) Wind stress and heat flux over the ocean in gale force winds. *J Phys Oceanogr* 10:709–726
- Sprintall J, McPhaden MJ (1994) Surface layer variations observed in multiyear time series measurements from the western equatorial Pacific. *J Geophys Res* 99:963–979
- Stramma L, Schott F (1999) The mean flow field of the tropical Atlantic Ocean. *Deep Sea Res II* 4:279–304
- Stramma L, Fischer J, Brandt P, Schott F (2003) Circulation, variability and near equatorial meridional flow in the central tropical Atlantic. Interhemispheric water exchange in the Atlantic Ocean. *Elsevier Oceanogr Ser* 68:1–22
- Takahashi T, Sutherland SC, Wanninkhof R, Sweeney C, Feely RA, Chipman DW, Hales B, Friederich G, Chavez F, Watson A, Bakker DCE, Schuster U, Metzl N, Yoshikawa-Inoue H, Ishii M, Midorikawa T, Nojiri Y, Sabine C, Olafsson J, Amarnson TS, Tilbrook B, Johannessen T, Olsen A, Bellerby R, Körtzinger A, Steinhoff T, Hoppema M, de Baar MJW, Wong CS, Delille B, Bates NR (2009) Climatological mean and decadal changes in surface ocean pCO₂, and net sea–air CO₂ flux over the global oceans. *Deep Sea Res II* 56:554–577
- Taylor KE (2001) Summarizing multiple aspects of model performance in a single diagram. *J Geophys Res* 106(D7):7183–7192
- Voituriez B, Herbland A (1977) Étude de la production pélagique de la zone équatoriale de l'Atlantique à 4°W. I. Relation entre la structure hydrologique et la production primaire. *Cah O.R.S.T.O. M. Sér Oceanogr* 15:313–331
- Ward B (2006) Near-surface ocean temperature. *J Geophys Res* 111: C02004. doi:10.1029/2004JC002689
- Weill A, Eymard L, Caniaux G, Hauser D, Planton S, Dupuis H, Brut A, Guérin C, Nacass P, Butet A, Cloché S, Pedreros R, Durand P, Bourras D, Giordani H, Lachaud G, Bohours G (2003) Determination of turbulent air–sea fluxes from various mesoscale experiments: a new perspective. *J Clim* 16(4):600–618
- Woolnough SJ, Slingo JM, Hoskins BJ (2000) The relationship between convection and sea surface temperature on intraseasonal timescales. *J Climate* 13:2086–2104
- Woolnough SJ, Vitart F, Balmaseda MA (2007) The role of the ocean in the Madden–Julian Oscillation: implications for MJO prediction. *Quart J Roy Meteor Soc* 133:117–128
- Yu L, Jin X, Weller RA (2006) Role of net surface heat flux in the seasonal evolution of sea surface temperature in the Atlantic Ocean. *J Clim* 19:6153–6169

5.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons examiné le cycle diurne dans l'Atlantique équatorial Est à des points ciblés qui pouvaient être représentatifs de la variabilité sur tout le bassin. Le modèle de (author?) [43] a été utilisé dans le but de diagnostiquer la variabilité diurne des paramètres de la couche de mélange océanique et de mettre en évidence les processus en jeu. Initialisé à partir de CTD et forcé par les données très hautes résolutions temporelles (10mn) mesurées lors de la campagne EGEE3, le modèle restitue avec suffisamment de réalisme, le cycle diurne des paramètres océaniques observés. En effet, la comparaison de nos résultats avec des données indépendantes (PIRATA pour la SST et les données de microstructure pour la dissipation de l'énergie cinétique turbulente) montre un très bon accord. Cette étude nous a permis de montrer que le cycle diurne de la SST est, au premier ordre, piloté par les flux de chaleur mais aussi par les processus verticaux à la base de la couche mélange. Le cycle diurne de la profondeur de la couche de mélange est piloté par le flux solaire mais aussi par les flux turbulents et est en accord avec les observations. Cependant, plusieurs incertitudes demeurent dans cette étude. Par exemple, plusieurs paramétrisations [(author?) [123]; (author?) [3]; (author?) [36] et (author?) [99]] ont été utilisées pour calculer les flux turbulents de surface (flux de chaleur latente, sensible et infra rouge). L'estimation des flux turbulents par ces différentes méthodes montre des écarts importants aussi bien sur l'amplitude de la SST mais aussi sur celle de la MLD simulées selon la paramétrisation choisie. En effet, des écarts de l'ordre du cycle diurne sont observés selon la paramétrisation. Il est donc fondamental de valider et de forcer les modèles avec des flux réalistes afin de restituer le cycle diurne des paramètres océaniques et ceci du fait qu'en général, les modèles de couche de mélange sont très sensibles aussi bien aux forçages et mais aussi à l'initialisation. L'autre problème auquel on était confronté dans cette étude, est la paramétrisation des coefficients du flux solaire pénétrant. On a choisi la paramétrisation de (author?) [98] et on a joué sur les types d'eau de (author?) [64] pour estimer la quantité d'énergie solaire réellement stockée par la couche de mélange. Caractériser par cette méthode les eaux en Atlantique équatorial, surtout pendant la période de notre simulation où l'advection verticale est très importante, est une importante source d'incertitude et leurs impacts sur des simulations du cycle diurne à l'échelle saisonnière peuvent être importants.

5.6 Conclusion

Le résultat novateur de cette étude est la simulation de la turbulence océanique. En effet, en dépit de la simplicité de la fermeture de la turbulence (ordre 1.5) comparée aux autres types de modèle qui utilisent des fermetures d'ordre plus élevé, on parvient à retrouver la dissipation turbulente observée dans la couche de mélange. C'est la première fois que cela est fait dans cette région grâce aux observations couplées (flux et turbulence océanique) qui ont été menées pendant EGEE3.

Globalement, trois paramètres affectant le cycle diurne océanique se dégagent au vu de cette étude :

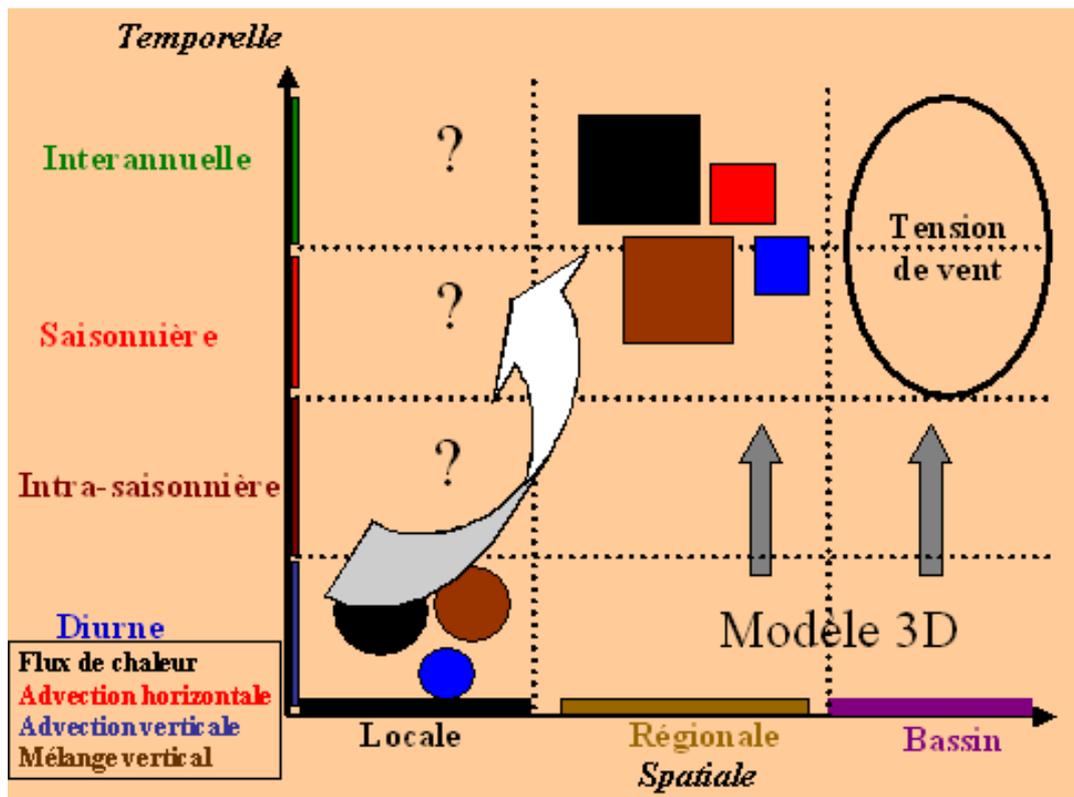
- le flux solaire qui tend à stabiliser les couches de surface et augmente par conséquent l'amplitude de la SST le jour.
- Les flux «non-solaires» qui déstabilisent les couches de surface et créent par convection nocturne un mélange turbulent qui a tendance à homogénéiser la colonne d'eau et, de ce fait, refroidissent la SST.
- La tension du vent qui crée et favorise le mélange par cisaillement vertical entre les courants de surface et de subsurface (entre l'EUC et le SEC à l'équateur, par exemple) et à générer des courants d'Ekman qui contribuent au mélange vertical.

En perspective, il convient de rappeler que pour mieux représenter les paramètres océaniques dans la couche de mélange océanique, de même que la dissipation turbulente associée au mélange vertical, les réglages effectués avec le modèle unidimensionnel peuvent être utilisés dans les modèles 3D. En effet, il serait intéressant de vérifier dans un modèle 3D si la dissipation turbulente est telle qu'observée même si toutefois il serait très difficile d'initialiser un modèle 3D avec des données réelles comme on l'a fait avec le modèle 1D et d'autre part, de disposer de forçages à fine résolution temporelle sur tout un domaine.

Chapitre 6

Conclusions générales et perspectives

Les objectifs de cette étude étaient de caractériser la couche limite océanique pendant les expériences EGEE/AMMA. On a essayé de déterminer les processus atmosphériques et océaniques majeurs qui modulaient la variabilité des températures de surface dans l'Atlantique équatorial et plus spécifiquement dans le Golfe de Guinée. Les résultats de ces travaux de thèse peuvent être synthétisés sur le schéma ci-dessous, où sur l'axe des ordonnées figurent les échelles temporelles, allant de l'échelle diurne, intrasaisonnière, saisonnière, à l'échelle interannuelle. L'axe des abscisses représente les échelles spatiales, allant de l'échelle locale à l'échelle du bassin. Les cases remplies illustrent les échelles abordées, les cases vides celles qui ne sont pas abordées dans cette thèse.



Dans cette thèse, j'ai abordé trois domaines : * Dans la première partie de la thèse, l'utilisation d'un modèle linéaire m'a permis d'aborder l'échelle du bassin Atlantique équatorial et l'échelle interannuelle pour placer le cadre de l'étude. A l'aide de cet outil, j'ai pu montrer le rôle de la tension du vent pour expliquer les différences de température de surface observées dans le GG entre les années 2005 et 2006. Les tests de sensibilité sur la tension du vent montrent que la bande 3°S-3°N pilote en grande partie les anomalies de SST dans le bassin Atlantique équatorial. Par contre, en dehors de cette bande de latitude, la tension du vent n'influence que très faiblement les anomalies de température de surface dans le GG. En perspectives de cette étude, il serait intéressant de comprendre par quels mécanismes atmosphériques les alizés de sud-est ont été si précoces à se mettre en place au cours de l'année 2005. Cette analyse permettrait ainsi de mieux mettre en lumière le développement très précoce de la langue d'eau froide certaines années, comme ce fut le cas en 2005, mais également en 1997. * Dans la deuxième partie de cette thèse, j'ai commencé à regarder les processus à l'œuvre par le biais de bilans de chaleur intégrés sur la couche de mélange, en considérant des échelles temporelles saisonnières et interannuelles (période AMMA/EGEE entre 2005 et 2007). J'ai montré qu'avec les flotteurs ARGO, dont l'échantillonnage spatial s'est considérablement accru lors de ces campagnes, on pouvait obtenir des bilans réalistes dans la région. Pour réaliser ces bilans, j'ai utilisé des données complémentaires : sorties de modèles opérationnels pour les flux de surface, champs de courants de surface et analyses journalières de température de surface pour évaluer l'advection et une partie du terme d'entraînement, climatologie de profondeurs de couche de mélange pour compléter le calcul des termes d'entraînement. L'évaluation de chaque terme du bilan montre qu'à l'échelle annuelle et saisonnière les flux de chaleur et le mélange vertical sont les principales causes des variations des température de surface dans le GG. J'ai montré qu'en été boréal, le mélange vertical constituait une source importante de refroidissement dans la région de la langue d'eau froide. Les perspectives sur cette étude seraient de confronter nos résultats avec les sorties de modèles numériques, ce qui permettrait d'évaluer le réalisme de nos bilans de chaleur et de confirmer (ou d'infirmier) le rôle du mélange vertical lors de la mise en place de la langue d'eau froide. Cette comparaison devrait également permettre de comprendre pourquoi les résidus obtenus au nord de l'équateur sont si importants et possèdent un cycle saisonnier aussi marqué que dans la langue d'eau froide.

L'une des hypothèses avancées serait que cette région deviendrait, au cours de la saison froide, le siège d'un fort cisaillement entre le Sous Courant de Guinée (portant vers l'ouest) et le Courant de Guinée de surface (portant vers l'est), lequel induirait un fort mélange sur la verticale. * Enfin dans la troisième partie, j'ai abordé l'échelle diurne, en regardant si localement on pouvait simuler de manière réaliste le cycle journalier de la SST et celui de la couche mélangée toute entière. Ces simulations ont été réalisées avec un modèle unidimensionnel et à l'aide des données collectées pendant l'expérience AMMA/EGEE-3, lors de la visite des trois bouées PIRATA situées à l'équateur, 6°S et 10°S le long de la radiale 10°O. Les tests de sensibilité et les réglages du modèle utilisé nous a conduit à définir un ensemble de constantes particulièrement bien adaptées à la zone d'étude, réglages qui pourraient très bien servir à une modélisation tridimensionnelle réaliste. J'ai montré qu'aux échelles abordées, les flux de chaleur et les processus de subsurface (advection verticale et le mélange vertical) pilotaient les variations diurnes de la couche de mélange océanique. Cependant, cette étude a été faite sur des durées ne dépassant pas deux cycles diurnes et il serait intéressant de voir si en disposant de plus longues séries temporelles de données et si en réalisant des intégrations numériques plus longues, les flux de surface domineraient les bilans de chaleur et les variations diurnes de la couche mélangée. De plus, l'hypothèse de négliger l'advection horizontale resterait-elle toujours valable ? Enfin en utilisant un modèle 3D qui résout le cycle diurne, quel serait son impact sur la variabilité à l'échelle saisonnière ou interannuelle ? On peut aussi se poser la question de savoir si les modèles 3D peuvent résoudre aussi bien la turbulence océanique comme dans cette étude ? Si oui, à quel coût ?

Bibliographie

- [1] D. Adamec and J.J. O'Brien. The seasonal upwelling in the gulf of guinea due to remote forcing. *J. Phys. Oceanogr.*, 8 :1959–1960, 1978.
- [2] A. Ali and T. Lebel. a study of wind stress and heat flux over the open ocean by the inertial dissipation method. *Int. J. of Climatology*, 29 :1705–1714, 2009.
- [3] R. J. Anderson. A study of wind stress and heat flux over the open ocean by the inertial dissipation method. *J. Phys. Oceanogr.*, 23 :2153–2161, 1993.
- [4] G. Athie and T.) Marin. Cross-equatorial structure and temporal modulation of intraseasonal variability at the surface of the tropical atlantic ocean. *J. Geophys. Res.*, 113 :–, 2008.
- [5] A. Bakun. Guinea current upwelling. *Nature*, 271 :147–150, 1978.
- [6] H. Bellanger. Rôle de l'interaction océan-atmosphère dans la variabilité intrasaisonnière de la convection tropicale. *PhD thesis, Ecole Polytechnique*, 2007.
- [7] D. J. Bernie, E. Guilyardi, G. Madec, J. M. Slingo, S. J. Woolnoughand, and J. Cole. Impact of resovling the diurnal cycle in an ocean-atmosphere gcm : Part 2 : A diurnally coupled ogcm. *Clim. Dyn.*, 31 :909–925, 2008.
- [8] D. J. Bernie, E. Guilyardi, G. Madec, and S. J. Slingo, J. M. andWoolnough. Impact of resovling the diurnal cycle in an ocean-atmosphere gcm : Part i : Diurnally forced ogcm. *Clim. Dyn.*, 29 :575–590, 2007.
- [9] D. J. Bernie, S. J. Woolnough, J. M. Slingo, and E. Guilyardi. Modeling diurnal and intraseasonal variability of the ocean mixed layer. *J. Clim.*, 18 :1190–1202, 2005.
- [10] G. R. Berrit. Les eaux froides côtières du gabon à l'angola sont-elles dues à un aupwelling d'ekman ? *Cah. ORSTROM, ser Oceanogr.*, 14 :273–278, 1976.
- [11] B. Blanke and P. Delecluse. Variability of the tropical atlantic ocean simulated by a general circulation model with two different mixed layer physics. *J. Phys. Oceanogr.*, 23 :1363–1388, 1993.
- [12] P. Bougeault and P. Lacarrère. Parameterization of orography-induced turbulence in a meso-beta-scale model. *Mon. Wea. Rev.*, 117 :1872–1890, 1989.
- [13] K. E. Brainerd and M. C. Gregg. Surface mixed and mixing layer depths. *Deep Sea Res.*, 9 :1521–1543, 1995.

Liste des figures

2.1	Carte des vents de Janvier (à gauche) et de Juillet (à droite). La position moyenne de la ZCIT est indiquée en tiretets d'après (author?) [138]	8
2.2	Anomalies pluviométriques au Sahel pour la période 1905-2005, d'après (author?) [2]	10
2.3	Moyenne annuelle (gauche) et cycle saisonnier (droite) du flux sensible (W/m ²) le long de l'équateur, source : ré-analyses du CEPMMT.	12
2.4	Moyenne annuelle (gauche) et cycle saisonnier (droite) du flux latente (W/m ²) le long de l'équateur, source : ré-analyses du CEPMMT.	12
2.5	Moyenne annuelle (gauche) et cycle saisonnier (droite) du flux infra-rouge (W/m ²) le long de l'équateur, source : ré-analyses du CEPMMT.	13
2.6	Moyenne annuelle (gauche) et cycle saisonnier (droite) du flux solaire (W/m ²) le long de l'équateur, source : ré-analyses du CEPMMT.	13
2.7	Moyenne annuelle (gauche) et cycle saisonnier (droite) du flux net (W/m ²) le long de l'équateur, source : ré-analyses du CEPMMT.	14
2.8	Cartes moyennes (2004-2008) de la distribution des températures (°C) pour le mois de Janvier (gauche) et de Juillet (droite) dans l'océan Atlantique. Source : (author?) [111].	16
2.9	Schéma illustrant les différents processus affectant la couche de mélange océanique. Source : http://www.locean-ipsl.upmc.fr/~cdblod/mld.html	18
2.10	Cartes moyennes des profondeurs de couche de mélange (m) au mois de Janvier (droite) et de Juillet (gauche) dans l'océan Atlantique. Source : Climatologie de (author?) [29]	19

2.11	Section méridienne de température le long de 10°O pendant les campagnes EGEE1 (gauche) et EGEE3 (droite) au mois de Juin 2005 et 2006 respectivement. Les traits continus représentent les profondeurs de la thermocline (déterminée à partir l'isotherme 20°C) et les tirets représentent la profondeur de couche de mélange (calculée à partir d'un critère en température avec un seuil à 0.3°C), (author?) [83] .	20
2.12	Figure 2.12 : Schéma de circulation superficielle et sub-superficielle dans l'Atlantique équatorial est et le Golfe de Guinée. Courants de surface (flèches avec traits pleins) : Contre Courant Equatorial Nord (CCEN); Courant de Guinée (CG); Contre Courant Equatorial Sud (CCES); Courant Equatorial Sud (CES); Courant du Benguela (CB). Courants de sub-surface (flèches avec traits tiretés) : Sous Courant Equatorial Nord (CSEN); Sous Courant Equatorial (SCE); Sous Courant Equatorial Sud (SCES); Sous Courant du Gabon-Congo (SCGC); Courant d'Angola (CA); Bourlès et Caniaux, 2004 ¹	21
2.13	Distribution de la SST dans l'Atlantique équatorial à la date du 15 Juillet 2005. Les ondulations du front de SST qui attestent de la présence d'ondes d'instabilités y sont clairement visibles. Source :(author?) [111].	23
3.1	Fig 3.1 : Structures verticales moyennes (1981-2000) à [14°W ; 0°N] pour les 1000 premiers mètres, calculées à partir des données CLIPPER d'après 3.4	34
3.2	Fig 3.2 : Diagramme de dispersion des ondes équatoriales dans le cas d'un bassin infini, obtenu par la résolution de l'équation 2.11. Le cadre noir représente la zone d'approximation "ondes longues" ((author?) [15])	36
3.3	Variabilité interannuelle des anomalies de température (en noir : observations et en rouge : modèle) au point (10°W, 0°N).	39
3.4	Fig 3.4 : Anomalies des tensions zonales (panneau de gauche) et méridiennes (panneau de droite) de la tension du vent pendant les années 2005, 2006 et 2007 moyennées entre avril-août.	40
3.5	Fig 3.5 : Anomalies de SST pour les années 2005 (noir), 2006 (rouge) et 2007 (vert) au point (10°W, 0°N).	41

3.6	Fig 3.6 : comparaison des anomalies de SST (2006 - 2005) moyennée sur la longitude (4°O, 4°E) ; en haut : le modèle et en bas : les observations.	43
3.7	Profils de température en 2005, 2006 et 2007 (panneau du haut) et les anomalies correspondantes (panneau du bas). Les anomalies sont calculées en multipliant les SSTs simulées par les coefficients de projections Pn. Les profils ont été moyennés sur la boîte (6°O-3°E, 4S :1°N).	44
3.8	Diagrammes Hovmüller des anomalies de température (°C) (panneau de gauche) et des anomalies la thermocline (m) (panneau de droite) des années 2005, 2006 et 2007 moyennées sur la bande 3°S-3°N.	45
3.9	Fig 3.9 : Structures des anomalies de la tension du vent (N/m ²) sur la bande (1) : 29°N-29°S, 2) : 3°N-3°S, 3) : 3°N-29°N et 4) : 3°S-29°S.	47
3.10	Fig 3.10 : Réponses de l’océan aux différents types de forçages (équateur, 10°W) : (noir : cas 1, rouge : cas 2 , vert : cas 3 et bleu : cas 4).	47
4.1	Différences des températures de surface entre 2005 et 2006 aux dates du 15 juin et du 15 juillet. Source : OSISAF.	52
4.2	Positions de flotteurs ARGO déployés et actifs en Octobre 2007, par pays (source : ARGO).	55
4.3	Schéma montrant le cycle typique d’un flotteur ARGO.	57
4.4	Tableau 4.2.3 : Récapitulatifs des flotteurs déployés pendant les campagnes EGGE et leurs statuts de fonctionnement. Source : Bernard Bourlès.	58
4.5	Figure 4.4 : Comparaison le long de la trajectoire des SSTs pour le flotteur 1900326 avant élimination (en noir) et après (vert) avec les SSTs ((author?) [111]) (en rouge).	60
4.6	Figure 4.5 : Evolution du nombre de profils Argo par année dans la région d’étude (15°O-Côte ; 10°S-6°N) entre 2005-2007.	61
4.7	Figure 4.6 : Trajectoire du flotteur 1900326 dans l’Atlantique Equatorial Est pendant la période 2005-2007.	63
4.8	Figure 4.7 Profils de température du flotteur 1900326 dans l’Atlantique Equatorial Est pendant la période 2005-2007.	63

4.9	Figure 4.8 : Comparaison des Profondeurs de Couche de Mélange (PCM) avec les différents critères utilisés dans cette étude (Tableau 4.2).	64
4.10	Figure 4.9 : Répartition des boîtes dans l’Atlantique tropical Est. Les couleurs représentent la SST à la date du 15 Juillet 2005. Source (author?) [111]	66
4.11	Figure 4.10 : Diagramme temps-latitude du nombre de profils dans chaque boîtes. Les traits continus représentent les profils des bouées PIRATA.	67
4.12	Figure 4.11 : Comparaison des flux nets issus des différents modèles (ARPEGE, CEPMMT, NCEP) dans l’Atlantique. D’après (author?) [17]	68
5.1	Entretien des bouées PIRATA pendant les campagnes EGEE.	124
5.2	Simulation du cycle diurne de la SST à l’équateur. La courbe en noir (simulation de contrôle) est comparée à des observations indépendantes de SST (ThermoSalinoGraph en rouge et PIRATA en vert).	134
5.3	Simulation du cycle diurne de la SST à l’équateur. La courbe en noir (simulation de contrôle) est comparée à des observations indépendantes de SST (ThermoSalinoGraph en rouge et PIRATA en vert).	135
5.4	Sensibilité des résultats par rapport à la par métrisation utilisée pour le calcul des flux turbulent.	135
5.5	Sensibilité des résultats par rapport à la vitesse verticale. Une vitesse verticale nulle est imposée dans ce cas.	136
5.6	Sensibilité des résultats par rapport au mélange diapycnal. Le mélange diapycnal est non activé dans ce cas (courbe rouge).	137
5.7	Simulation de la turbulence océanique dans le modèle de (author?) [43] et les observations indépendantes issues des données de microstructure pendant la campagne EGEE 3.	139

Liste des tableaux