



**HAL**  
open science

# Dynamique méso/sousmésoséchéelle et marée interne dans le Pacifique tropical: Implications pour l'altimétrie et la mer des Salomon

Michel Lionel Tchilibou

## ► To cite this version:

Michel Lionel Tchilibou. Dynamique méso/sousmésoséchéelle et marée interne dans le Pacifique tropical: Implications pour l'altimétrie et la mer des Salomon. Océan, Atmosphère. Université Toulouse 3 Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier), 2018. Français. NNT : . tel-02070681

**HAL Id: tel-02070681**

**<https://theses.hal.science/tel-02070681>**

Submitted on 18 Mar 2019

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

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



# THÈSE

En vue de l'obtention du

**DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE**

Délivré par : *l'Université Toulouse 3 Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)*

---

---

Présentée et soutenue le *20/12/2018* par :

**TCHILIBOU MICHEL LIONEL**

**Dynamique méso/sousmésoéchelle et marée interne dans le Pacifique tropical: Implications pour l'altimétrie et la mer des Salomon**

---

---

## JURY

JACQUES VERRON  
RAPHAEL ONGUENE  
EMMANUEL COSME  
ANGELIQUE MELET  
PATRICE KLEIN  
JÉRÔME VIALARD  
ROSEMARY MORROW  
LIONEL GOURDEAU

Directeur de Recherche  
Chargé de cours IUT/UD  
Maitre de Conférence  
Projet Scientist  
Senior Scientist  
Directeur de recherche  
Physicienne  
Directeur de Recherche

Président du Jury  
Invité  
Examinateur  
Examinatrice  
Rapporteur  
Rapporteur  
Co-Directeur de thèse  
Directeur de thèse

---

**École doctorale et spécialité :**

*SDU2E : Océan, Atmosphère, Climat*

**Unité de Recherche :**

*Laboratoire d'Etudes en Géophysique et en Océanographie Spatiales(UMR 5566)*

**Directeur(s) de Thèse :**

*Lionel Gourdeau et Rosemary Morrow*

**Rapporteurs :**

*Patrice Klein et Jérôme Vialard*



# Dédicaces

**A Dieu sans qui rien n'est possible!!**

**A Dombou Pauline, Fankam Joseph et Remy Chuchla tous partis ...**

■ *Personne ne s'en va vraiment  
tant qu'il y a quelqu'un pour se  
souvenir d'elle.* ■

---

**A la famille Tchilibou**



# Remerciements

Cette thèse est l'aboutissement de l'histoire débutée en 2013 avec mon départ au Bénin pour le master. La fin n'aurait pas été aussi belle si je n'avais pas rencontré de merveilleuses personnes durant mon parcours. Certainement que j'en oublierai mais sachez que vous avez tous compté pour moi.

Je commence par remercier mon Directeur de thèse : Lionel Gourdeau. Dès le premier jour il m'a tenu la main et m'a aidé à m'adapter à ma nouvelle vie. Grâce à lui, j'en ai appris sur moi et je pense que c'est la plus belle chose qui me soit arrivée. Je remercie ma co-directrice de thèse Rosemary dont les qualités pédagogiques sont une source d'inspiration et surtout un modèle. Le hasard a voulu que Jacques Verron soit le président de mon jury, je le remercie d'avoir accepté de présider cette thèse mais aussi pour avoir su me motiver en me rappelant mes racines. Je tiens également à remercier les rapporteurs et les autres membres du jury dont les remarques et commentaires ont permis d'améliorer ce manuscrit, de définir les priorités par rapport aux travaux à achever et à publier incessamment. Je tiens aussi à remercier Yves Morel et Xavier Capet qui ont été des membres très compétents dans mon comité de thèse.

Je profite de cette occasion pour remercier Yves Dupenhoat dont l'implication dans le Master Océanographie de Cotonou a été très déterminante pour moi ainsi que pour le reste des étudiants passés ou qui passent par ce master. Aussi, j'exprime toute ma gratitude à l'ensemble du personnel de la CIPMA, ses étudiants et mes camarades de promotion. Les encouragements des membres du LAMEPA de l'université de Yaoundé I ont été réels, j'y remercie : Dr Derbetini Vondou, Thierry Fotso, Sonkoue Denis et Sadem Christian.

Je tiens à remercier l'ensemble des membres du Legos : Alex Ganachaud, Nadine, Martine, Agathe et Brigitte, les membres d'OLVAC (Frédéric Marin, Sophie Cravatte, Thierry Delcroix, Gael Alory,...), les doctorants et post-doc (Simon Barbot, Habib, Fifi, Da'a, Aude, Alice, Violaine, Lise, Emilie, Amanda, Marine Bretagnon, Marine Roge, Guillaume Serazin dont l'apport a été très précieux, Mesmin, Gregoire, Simon Benjannin, Malek, Manon, Yoga, Antoine, Joachim, Florence, Audrey, Léa, Mei-Ling, Cori, Kevin, Natacha Djath). A Merci mes amis Ivoirien : Guillaume, Sekou, Jacques et Evelyne. Un merci pour mes compatriotes Carine, Joëlle, Babette et Joseph. Un merci particulier à Sakaros Bogning.

Ma famille : Marolle, Waren et Ange merci pour votre patience. Mes parents (Sipeuwou Pierre et Ngambe Suzanne), Gowa Honorine, la famille Fodjo (Emmanuel Fodjo, Siego Marie, Yvan, Manuela, Murielle, Brunel et Philippe), Mendel, Hilary, Audrey, Nazaria, Leticia, Calixta, William, Marius, Calvin, Rosine, autres oncles et tantes, Christelle Gourdeau et Florelle : Merci pour vos encouragements. Enfin, merci aux potes du foot de l'Espinet (Christophe, Pierre, Marco, Arnauld, Yohan,...), les moments passés avec vous sont inoubliables.

---

# Résumé

Ce travail de thèse est une contribution à la description des signaux océaniques de fines échelles dans les tropiques, fines échelles objet de la futur mission altimétrique SWOT. Ces fines échelles spatiales concernent à la fois des phénomènes dits de méso et sous mésoéchelle, produits par la dynamique océanique (tourbillons, filaments) mais aussi des ondes internes (dont la marée barocline ou marée interne). Les fines échelles sont une source importante de mélange pour l'océan. La méso et sous mésoéchelle océanique traduisent une dynamique turbulente associée à des cascades d'énergie donnant lieu à des pentes spectrales sur des spectres en nombre d'onde de niveau de la mer ou d'énergie cinétique tourbillonnaire. Les pentes spectrales des spectres du niveau de la mer altimétrique sont calculées dans la bande 250-70 km, ces pentes sont très plates dans les tropiques. Par conséquent, elles sont en désaccord aussi bien avec les théories de la turbulence qu'avec les pentes des spectres du niveau de la mer des modèles numériques. Cette thèse vise à élucider ces désaccords dans le Pacifique tropical (20°S-20°N), en quantifiant les niveaux d'énergie et les longueurs d'onde relatives à la dynamique méso-échelle et aux ondes internes. L'importance de la marée interne dans les tropiques est illustrée dans le contexte régional de la mer des Salomon, où cette marée contribue à un fort mélange dans une zone de connexion entre la région subtropicale et la région équatoriale.

La première partie de la thèse est une analyse spectrale 3D (fréquence, longueurs d'ondes zonales et méridiennes) de la dynamique tropicale à partir d'un modèle au  $1/12^\circ$ . La région équatoriale (10°N-10°S) se caractérise par une dynamique grande échelle zonale associée aux ondes équatoriales et une dynamique fine échelle ( $< 600$  km) marquée par des mouvements préférentiellement méridiens en lien avec les ondes tropicales d'instabilité. Dans les régions non équatoriales (entre 10° et 20° de latitude) la fine échelle est davantage isotropique, concentrée dans la bande 300-70 km, et connectée à la grande échelle zonale par un continuum d'énergie traduisant l'importance de la cascade inverse. Les pentes des spectres en nombre d'onde de niveau de la mer relatives à la méso/sous-méso échelle des différentes régions sont curieusement proches des pentes théoriques typiques des moyennes latitudes, mais restent en désaccord avec celles issues des observations altimétriques. La prise en compte du signal haute fréquence des ondes internes dans un modèle au  $1/36^\circ$  forcé par la marée barotrope montre que la marée interne cohérente (prévisible), notamment associée au mode 1 de la composante M2, est le principal responsable de l'aplatissement des spectres dans les tropiques. Toutefois, la contribution de la marée incohérente (non prévisible) domine aux échelles inférieures à 70 km et affecte les échelles jusqu'à 200 km. Cela pose la question de l'observabilité des structures méso/sous-méso échelle par SWOT dans les tropiques.

La seconde partie de la thèse est une étude des caractéristiques de la marée interne et de



---

ses effets en mer des Salomon. La pointe sud est de la Papouasie Nouvelle Guinée et le détroit des Salomon sont les principales zones de génération des marées internes, qui se propagent et se dissipent ensuite à l'intérieur de la mer des Salomon. La marée barocline M2 de premier mode barocline y est la composante dominante de la marée interne. Les caractéristiques de cette marée barocline sont toutefois sensibles aux conditions de circulation et de stratification grande échelle associées à ENSO. L'interaction de la marée barocline avec la circulation moyenne a tendance à augmenter les instabilités baroclines et à modifier la répartition d'énergie entre champ moyen et turbulent. Elle induit également un mélange diapycnal important qui érode le maximum de salinité des eaux de la thermocline et modifie les eaux de surface avec des conséquences possibles sur les interactions océan/atmosphère.

**Mots-clés :** *Pacifique tropical, méso/sous-mesoéchelle, marée interne, spectre, mer des salomon, masse d'eaux.*

# Abstract

This thesis work contributes to our understanding of the fine scale oceanic signals in the tropics, that are the focus of attention for the future altimeter mission SWOT. These fine scales concern meso and submesoscale due to ocean dynamics (eddies, filaments) and internal waves such as the barocline or internal tide. Fine scales are an important source of ocean mixing. Meso and submesoscale reflect turbulent dynamics associated with energy cascades giving rise to sea surface height or eddy kinetic wavenumber spectrum slope. The observed altimetric sea surface height spectral slope evaluated in the band 250-70 km are very flat in the tropics. They disagree with turbulence theories and with sea surface height spectral slope of the numerical model. This thesis aims to remove the ambiguity of this spectra flattening in the tropical Pacific (20°S-20°N) by quantifying energy levels and wavelengths related to mesoscale dynamics and internal waves. The importance of the internal tide in the tropics is then illustrated in a regional context in the Solomon Sea, where water mass mixing plays an important role in the connections between the subtropical region and the equatorial region.

The first part of the thesis is based on a 3D spectral analysis (frequency, zonal and meridional wavelengths) of tropical dynamics from a 1/12° model. The equatorial region (10°N-10°S) is characterized by large zonal dynamics associated with equatorial waves and finer scale dynamics (< 600 km) marked by preferentially meridional movements associated with tropical instabilities waves. In the non-equatorial regions (10°-20°NS) the finer scales are more isotropic and concentrated in the band 300-70 km, and are connected to the large zonal scales by an energy continuum reflecting the importance of the indirect cascade. The slopes of the modelled sea surface height wavenumber spectra over the meso/submesoscale band in the different tropical regions are curiously close to the QG/SQG theoretical spectra typical of mid latitudes, but the slopes disagree with those from altimetry observations. Including the high frequency internal waves in a 1/36° model forced by the barotropic tide shows that coherent (predictable) internal tide is the main contributor causing the flattening of the spectra in the tropics, and particularly the M2 first baroclinic mode. However, the contribution of the incoherent (non-predictable) tide dominates at scales below 70 km and still affects scales up to 200 km. This raises the question of the observability of meso/submesoscale structures in the tropics by satellite altimetry, including the future mission SWOT.

The second part of the thesis focuses on the characteristics of the internal tide and its effects on the Solomon Sea circulation and water masses. The southern tip of Papua New Guinea and the Solomon Strait are the main areas of internal tide generation; the internal tide then propagates and then dissipates within the Solomon Sea. The M2 mode 1 baroclinic component is the dominant internal tide component. However, the characteristics of the baroclinic tide are

---

sensitive to ENSO-induced changes in the circulation and stratification conditions. Similarly, the baroclinic tide interacts with the ocean circulation and tends to increase baroclinic instabilities and to change the energy distribution between the mean and eddy fields. The tide also induces an important diapycnal mixing that erodes the salinity extremes within the thermocline and intermediate waters and also modifies and cools the surface waters, with possible consequences on ocean/atmosphere interactions.

**Keywords :** *Tropical Pacific, meso/submesoscale, internal tides, spectrum, Solomon sea, Water mass.*

# Liste des acronymes

**APE** : Available Potential Energy  
**CARS** : Csiro Atlas of Regional Seas  
**CLIVAR** : Climate Variability and Predictability  
**EAC** : East Australian Current  
**EKE** : Eddy Kinetic Energy  
**ENSO** : El Niño Southern Oscillation  
**EUC** : Equatorial Undercurrent  
**FES** : Finite Element Solution  
**GPC** : Gulf of Papua Current  
**IGW** : Inertial Gravity Wave  
**ITCZ** : Inter Tropical Convergence Zone  
**IW** : Intermediate Water  
**LLWBCs** : Low Latitude Western Boundaries Currents  
**MC** : Mindanao Current  
**MJO** : Madden Julian Oscillation  
**MKE** : Mean Kinetic energy  
**MOG2D** : Modèle d'Onde de Gravité 2D  
**NBCU** : New Britain UnderCurrent  
**NCJ** : North Caledonia Jet  
**NEC** : North Equatorial Current  
**NECC** : North Equatorial Countercurrent  
**NEMO** : Nucleus for European Modelling of the Ocean  
**NGCC** : New Guinea Coastal Current  
**NGCU** : New Guinea Coastal Undercurrent  
**NICU** : New Ireland Coastal Undercurrent  
**NVJ** : North Vanuatu Jet

---

**OGCM** : Ocean General Circulation Model  
**PNG** : Papua New Guinea  
**QG** : Quasi Geostrophy  
**RMS** : Root Mean Square  
**SEC** : South Equatorial Current  
**SECC** : South Equatorial Countercurrent  
**SLA** : Sea Level Anomaly  
**SOI** : Southern Oscillation Index  
**SPCZ** : South Pacific Convergence Zone  
**SPICE** : Southwest Pacific Ocean Circulation and Climate Experiment  
**SPTW** : South Pacific tropical Water  
**SQG** : Surface Quasi Geostrophy  
**SSH** : Sea Surface Height  
**SSI** : Solomon Strait Inflow  
**STCs** : SubTropical Cells  
**SW** : Surface Water  
**SWOT** : Surface Water Ocean Topography  
**TAO** : Tropical Atmosphere Ocean  
**TIVs** : Tropical Instability Vortices  
**TIWs** : Tropical Instability Waves  
**TOGA** : Tropical Ocean Global Atmosphere  
**TRITON** : Triangle Trans-Ocean Buoy Network  
**TW** : Thermocline Water  
**WBCs** : Western Boundary Currents  
**WOCE** : World Ocean Circulation Experiment

# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>iii</b>
<b>Résumé</b>	<b>vi</b>
<b>Abstract</b>	<b>viii</b>
<b>Liste des acronymes</b>	<b>x</b>
<b>Liste des figures</b>	<b>xv</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>xxiii</b>
<b>1 Introduction :</b>	<b>1</b>
<b>I Généralité : Circulation, dynamique et observation</b>	<b>7</b>
<b>2 Circulation océanique/ atmosphérique, et l'interaction des échelles</b>	<b>11</b>
2.1 Pacifique tropical . . . . .	12
2.1.1 Circulation moyenne . . . . .	12
2.1.2 Variabilité temporelle . . . . .	15
2.2 Circulation dans la Mer de Salomon – une région méso-échelle dans les tropiques	22
2.2.1 Circulation moyenne : . . . . .	23
2.2.2 Variabilité temporelle . . . . .	24
<b>3 Eléments de dynamique :</b>	<b>29</b>
3.1 Turbulence : rappel théorique . . . . .	30
3.1.1 Turbulence 3D . . . . .	32
3.1.2 Turbulence 2D : . . . . .	33
3.1.3 Turbulence Géostrophique : . . . . .	36
3.2 Ondes . . . . .	40
3.2.1 Ondes planétaires de Rossby . . . . .	40
3.2.2 Ondes planétaires équatoriales . . . . .	41
3.2.3 Les ondes internes . . . . .	44
3.3 Turbulence et Ondes dans les Tropiques : . . . . .	48

<b>4</b>	<b>Historique de l'observation</b>	<b>53</b>
4.1	Des Données In Situ . . . . .	54
4.2	Les satellites altimétriques . . . . .	57
4.2.1	Principe de la mesure altimétrique « conventionnelle » : . . . . .	58
4.2.2	Les sources d'erreurs . . . . .	58
4.2.3	Les signaux haute-fréquence . . . . .	60
4.2.4	La mission SWOT . . . . .	61
4.3	Altimétrie : observation des ondes et de la meso et sub-méso-échelle dans les tropiques . . . . .	62
4.3.1	les ondes . . . . .	62
4.3.2	Méso et sous mésoéchelle . . . . .	63
<b>II</b>	<b>Modèles, données et analyse spectrale</b>	<b>65</b>
<b>5</b>	<b>Modèles et données</b>	<b>69</b>
5.1	Les simulations numériques . . . . .	70
5.1.1	Les équations . . . . .	70
5.1.2	Hauteur de mer . . . . .	72
5.1.3	Discrétisation, paramétrisations . . . . .	73
5.1.4	La simulation globale ORCA12.L46-MAL95 . . . . .	74
5.1.5	Les simulations régionales de la mer des Salomon . . . . .	75
5.2	Données altimétriques . . . . .	77
5.3	Données In Situ . . . . .	78
5.3.1	La Climatologie CARS (CARS 2009) : . . . . .	78
5.3.2	Les mouillages dans la mer des Salomon . . . . .	78
<b>6</b>	<b>Analyse Spectrale</b>	<b>81</b>
6.1	Définition . . . . .	82
6.2	Protocole du calcul du spectre, définition de la PS et de la PSD . . . . .	83
6.3	Tests de sensibilité : exemple dans le modèle au 1/12° . . . . .	85
<b>III</b>	<b>Résultats</b>	<b>89</b>
<b>7</b>	<b>Dynamique tropicale : zoom sur la méso et sous méso échelle par analyses spectrales</b>	<b>93</b>
7.1	Ondes longues versus méso échelle, EKE versus SSH . . . . .	95
7.1.1	Géostrophie/agéostrophie . . . . .	97
7.1.2	Anisotropie . . . . .	99
7.2	Spectral signatures of the tropical Pacific dynamics from model and altimetry : A focus on the meso/submesoscale range . . . . .	101
7.3	Complément sur la signature spectrale de la dynamique tropicale . . . . .	121
7.3.1	Régions non équatoriales . . . . .	124

---

7.3.2	région équatoriale : 10°S-10°N . . . . .	130
<b>8</b>	<b>Méso/sous mésoéchelle et marée interne en mer des Salomon</b>	<b>137</b>
8.1	Validation «basse fréquence» du modèle avec marée. . . . .	139
8.2	marée barotrope/marée barocline en mer des Salomon . . . . .	142
8.2.1	Séparation marée barotrope- marée barocline . . . . .	142
8.2.2	Validation de la marée . . . . .	143
8.3	Caractéristiques de la marée interne . . . . .	145
8.3.1	Génération, propagation et dissipation de la marée interne . . . . .	145
8.3.2	Répartition modale et profil vertical . . . . .	149
8.3.3	Une vision in situ . . . . .	151
8.4	Impact de la marée sur les propriétés des masses d'eaux . . . . .	155
8.5	Effet de la marée sur la dynamique des courants et la mésoéchelle : . . . . .	159
8.5.1	MKE et EKE : . . . . .	159
8.5.2	Instabilité barotrope et instabilité barocline : . . . . .	162
8.6	Conclusion : . . . . .	164
<b>9</b>	<b>Conclusion et Perspectives</b>	<b>167</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>175</b>
<b>A</b>	<b>Spectres : Analyse de sensibilité à partir d'un signal périodique</b>	<b>I</b>
<b>B</b>	<b>Bilan d'énergie :</b>	<b>VII</b>





# Liste des figures

2.1	Circulation atmosphérique tridimensionnelle dans l’océan Pacifique. . . . .	13
2.2	Bilan E-P sur la période 1979-2009. En pointillé, l’équateur et les lignes du maximum de pluie correspondantes à l’ITCZ et la SPCZ. Source : Tchilibou et al. (2015) . . . . .	13
2.3	A gauche : Principaux courants (ligne noire) et vents (lignes pointillées orange) de surface dans le Pacifique. En pointillés bleu l’EUC, l’ITCZ et la SPCZ sont représentés par les lignes épaisses en pointillés vert. En couleur (rouge et bleu), la tension du vent, elle met en exergue les cyclones et anticyclones dans les différents hémisphère. A droite : Courants principaux intégrée entre 0 et 1000 m (ligne) et bathymétrie (en couleur) dans le Pacifique sud-ouest. Source : Hu et al. (2015) . .	14
2.4	Condition atmosphérique et océanique dans le Pacifique tropical, à gauche en période El Niño, au milieu en période normale et à droite en situation La Niña. Source : McPhaden (2015) . . . . .	16
2.5	Indice SOI de 1950 à 2018. Les ombrages bleus et rouges indiquent respectivement les périodes Niña et Niño . . . . .	17
2.6	Trajectoire sur 16 ans des particules de la STC. Les couleurs indiquent la profondeur des particules. La subduction des particules a lieu aux côtes de la Californie et de l’Amérique du Sud, l’upwelling se fait dans le Pacifique équatorial central. Source : (Gu, 1997) . . . . .	19
2.7	Température de surface du 28/10/1999 dans le Pacifique tropical central. Le front de température et le tourbillon autour marquent la propagation des TIWs/TIV. . . . .	21
2.8	Nuages de points représentant le diamètres des structures tourbillonnaires suivies pendant 15 ans entre 200°-250°E et de durée de vie supérieure à 10 jours. La vitesse zonale moyenne de la structure et sa position moyenne sont indiquées respectivement suivant les axes des abscisses et des ordonnés. La couleur indique la durée de vie. A gauche, le nuage des points pour les anticyclones et à droite celui des cyclones. Source : Ubelmann and Fu (2011) . . . . .	22
2.9	Bathymétrie de la mer des Salomon (en mètre). Les îles et détroits sont indiquées. Source : Djath (2014) . . . . .	23
2.10	Circulation moyenne au sein de la thermocline (intégrée entre $\sigma = 24-26.5 \text{ kg/m}^3$ dans la mer des Salomon. à gauche, observation ADCP de Cravatte et al. (2011). A droite, modèle au 1/36° de Djath (2014) . . . . .	24

---

2.11 Composite des anomalies de circulation dans la mer des Salomon pour les eaux de surfaces (en haut) et les eaux de la thermocline (en bas) pendant les périodes el Niño (à gauche) et la Niña (à droite). Source :Melet et al. (2013) . . . . .	25
2.12 Cycle annuel du transport au sein de la thermocline dans la mer des Salomon. Les couleurs correspondent au mois de maximum de transport dans la direction indiquée par la flèche. Source : Melet et al. (2010) . . . . .	26
2.13 A gauche : Distribution des cyclones en mouvement (bleu), des cyclones stationnaires (en vert) et des anticyclones (rouge) dans la mer des Salomon tel que vu par le modèle (en haut) et l’altimétrie (en bas). A droite et en haut : Série temporelle du nombre par mois de cyclones (rouge) et d’anticyclones (noir). L’indice SOI est en trait interrompu noir. A droite et en bas : Cycle saisonnier du nombre par mois de cyclones (rouge) et d’anticyclones (noir). Le cycle saisonnier d’EKE est trait interrompu noir Source : Gourdeau et al. (2017, 2014) . . . . .	27
2.14 Diagrammes TS à différentes points de stations de mesure pendant les campagnes Pandora (à gauche) et Moorspice (à droite). Source :germinaul et al 2017 . . . . .	28
3.1 Tableau de Leonardo Da Vinci décrivant la turbulence. Source :web . . . . .	31
3.2 A gauche : Schéma représentatif de la cascade directe d’énergie définie par Richardson (1922). La fragmentation de grande structure donne naissance à de plus petites. A droite, spectre d’énergie en turbulence 3D. Les trois domaines d’énergie y sont représentés. Source :Banerjee (2014) . . . . .	32
3.3 les six étapes de l’appariement des tourbillons lors de la cascade inverse. Source : Melander et al. (1988); Tabeling (2002) . . . . .	34
3.4 Spectre d’énergie en turbulence 2D (à gauche). Flux d’énergie dans le Gulf stream à partir des données altimétrique et modèles numériques (à droite). Source : Vallis (2006) et Wang et al. (2015) respectivement . . . . .	35
3.5 Vorticité normalisée par le paramètre de Coriolis. La figure illustre la turbulence méso et sous-méso échelle de surface dans la région du Gulf Stream en hiver. Source : McWilliams (2016) . . . . .	37
3.6 Vitesse zonale moyenne sur 3 ans à 400 m dans la Pacifique. On observe une distribution en jets zonaux. Source : Richards et al. (2006) . . . . .	38
3.7 Schéma idéalisé de la turbulence barocline dans un milieu stratifié à deux couches. Source : Vallis (2006) . . . . .	38
3.8 Vorticité relative en Mars(en haut/hiver boréal)et Septembre 2002 (en bas/ été boréal) du Pacifique Nord, les cartes mettent en évidence la variabilité saisonnière de l’activité méso/sous mésoéchelle. Source : Sasaki et al. (2014) . . . . .	39
3.9 Distribution latitudinale des fonctions d’Hermite des modes méridiens pairs (à gauche) et impairs (à droite). . . . .	42
3.10 Relation de dispersion des ondes équatoriales. . . . .	42
3.11 Propagation d’ondes de Rossby de mode 1 (à gauche). Structure méridienne des vitesses zonale, méridienne et de la pression associée au mode 1( à droite). . . . .	44
3.12 Structure verticale d’une onde interne. Source :Cushman-Roisin and Beckers (2011) 46	46

3.13 a) Profil vertical de la fréquence de Brunt-Väisälä à 25.5°N/195°E. Structure verticale des quatre premiers modes baroclines pour la vitesse verticale (b), pour les vitesses horizontales et la pression (c). . . . .	47
3.14 Taux de conversion de marée barotrope M2 en marée barocline telle que prédit par un modèle. Le taux est intégré sur la verticale. Source :Niwa and Hibiya (2001)	47
3.15 Paramètre de non linéarité calculé à partir de la vitesse zonale et de la vitesse de phase. Source : Chelton et al. (2011) . . . . .	48
3.16 a) Rapport r entre l'échelle de Rhines et le rayon de déformation de Rossby. r<1 indique les régions dominées par les ondes de Rossby. b) Nombre de tourbillons observés par surface de 1°. c) Diamètre des tourbillons calculé empiriquement (rouge) et observé (vert), échelles de Rhines (bleu) et rayon de déformation de Rossby (noir). Source : Klocker and Abernathey (2014) . . . . .	49
3.17 Relations de dispersion pour les vitesses de phase ajustées en fonction de la longueur d'onde zonale (avec nombre d'onde méridienne l=0) à trois latitudes du Pacifique Sud (10°,20° et 30°S). Les relations sont comparées à $\omega_t = ku_t$ pour $u_t = 5$ et $10 \text{ cm}^{-1}$ (en pointillés). Source : Tulloch et al. (2009) . . . . .	50
3.18 A gauche : Flux d'énergie à différentes latitudes (de haut en bas : 15°, 25°, 35°, 45°, 55°S) , l'échelle d'injection est décalée vers des petits nombres d'ondes proche de l'équateur (cadre du haut). A droite, moyenne zonale de différentes échelles caractéristique de la turbulence dont l'échelle d'arrêt de la cascade inverse (vert), l'échelle d'instabilité barocline ( rouge), l'échelle d'injection (pointillés bleu). Source : Scott and Wang (2005) et Wang et al. (2015) respectivement.	51
3.19 Distribution spatiale du degré d'anisotropie (rapport entre L la portion d'énergie associée à l'anisotropie et K l'énergie cinétique tourbillonnaire). Source : Stewart et al. (2015) . . . . .	51
3.20 Schéma récapitulatif des caractéristiques des régimes de turbulence géostrophique. Les axes correspondent au paramètre r (abscisse) et au rapport entre la taille du tourbillon et le rayon de déformation (ordonné). Source : Klocker et al. (2016) . .	52
4.1 Carte historique de circulation océanique. A gauche première carte du Gulf stream dressée par Benjamin Franklin, à droite les principaux courants marins en 1943. Source : Web . . . . .	54
4.2 Dispositif d'observation de la l'océan Pacifique au cours du programme TOGA.Source : <a href="http://www.cnfr.fr/fig3p26III.html">http://www.cnfr.fr/fig3p26III.html</a> . . . . .	55
4.3 Anomalie de vent de surface (à gauche), de température de surface (au milieu) et de la profondeur de l'isotherme 20°C (à droite) calculé à partir de données TAO mesuré sur la bande 2°S-2°N . . . . .	56
4.4 Fiche présentant le projet SPICE. . . . .	57
4.5 Principe de l'altimétrie. Source : Castruccio (2006) . . . . .	59
4.6 Satellite altimétrique SWOT (à gauche). Principe de la mesure interférométrique large fauchée (à droite). . . . .	62

5.1	Disposition des variables sur la grille C Arakawa. Au point T, est définie la température et la salinité. Les champs de vorticité sont définis au point f. Les vitesses sont aux points u, v et w. . . . .	73
5.2	Comparaison de profil vertical de courant moyen 1978-2011 entre le modèle au 1/12° et les observations TAO.Source :Gourdeau et al. (2014) . . . . .	75
5.3	Comparaison de coupes verticales de salinité (c et d) et de température à 154°E (a et b) entre le modèle au 1/36° de base (a et c) et la climatologie CARS (b et d). Les isopycnes 24 et 26.5 kg/m <sup>3</sup> sont représentées en blanc. Source : Djath (2014)	76
5.4	Snapshot de la vitesse verticale à 5m issue du modèle avec marée. . . . .	77
5.5	Localisation des mouillages Moorspice dans la mer des Salomon. Source : Germinéaud (2016) . . . . .	79
5.6	A gauche, coupe verticale de la série temporelle du courant zonal au niveau du mouillage M1 situé au détroit des Salomon. A droite, spectre du courant mesuré dans les couches intermédiaires et à différentes stations de mouillage. Source :Germinéaud (2016) . . . . .	79
6.1	Spectre zonaux de SSH à 5°S/120°W-160°W. A gauche, les spectres après application de la fenêtre de Tukey 0.1 sur des séries de 40° (bleu), 20° (rouge), 10° (orange) et 5°(vert). A droite, les spectres sur une série de 20° en fonction de la fenêtre d'apodisation. Les courbes sont correspondent à la fenêtre de Tukey 0.1 (bleu), au Tukey 0.5(rouge), à hanning(vert), à la fenêtre rectangle (pointillés noirs) et au double périodique (noir) . . . . .	86
6.2	Spectre zonaux de SSH à 11°S/120°W-160°W après application des fenetres de Tukey 0.1 (à gauche) et Tukey 0.5 (à droite) sur des séries de 40° (bleu),20° (rouge),10° (orange) et 5°(vert) . . . . .	87
7.1	EKE (couleur) et courants moyens (flèche) du modèle G12d5. Unité : (Cm <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ). Les courants sont décrits dans l'article présenté en section 7.2 . . . . .	94
7.2	EKE (en Cm <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ) moyen haute fréquence (90 jours) associés aux échelles supérieures à 600 km (grande échelle, en haut) et aux échelles inférieures à 600 km (petite échelle, en bas). Les flèches correspondent au courant moyen total. . . . .	96
7.3	Écarts types de la SSH (en Cm) haute fréquence associés à la grande échelle (en haut) et à la petite échelle (en bas). . . . .	97
7.4	Distribution du degré d'ageostrophie haute fréquence dans le Pacifique tropical. Le degré est exprimé comme un pourcentage de AKE par rapport à EKE tous deux de haute fréquence. . . . .	98
7.5	Distribution dans le Pacifique tropical du paramètre M mesurant le degré d'anisotropie. La figure du haut donne M pour le signal total, M pour le signal haute fréquence est représenté à la figure du bas. M>0 signifie que les structures sont allongées zonalement. . . . .	100

7.6	Spectre d'EKE ( $k_x, k_y$ ) en $\text{Log}_{10}$ et intégré sur : a) toutes les fréquences, b) les fréquences supérieures à 90 jours et c) les fréquences inférieures à 90 jours. Le cercle en pointillé indique Ld et Lr (500 km). Les diagonales blanches séparent les spectres en quatre secteurs. Les secteurs de gauche et de droite à longueurs d'ondes méridiennes supérieures aux zonales, sont ceux où l'anisotropie est méridienne. En d), spectres d'EKE en variance préservée et intégré sur toute les longueurs d'onde pour le signal total (bleu), la basse fréquence (vert), la haute fréquence (orange), la basse fréquence zonale (pointillés vert) et la haute fréquence méridienne (pointillés orange). Unité : $\text{m}^2/\text{s}^2/\text{cpm}^2$ . . . . .	125
7.7	a) Spectre des transferts non linéaires ( $T(k_x, k_y)$ ) en $\text{Log}_{10}$ b) Flux d'énergie ( $F(k)$ ) issus des transferts suivant toute les directions (en bleu), des transferts de préférence dans la direction zonale (orange) et de préférence dans la direction méridienne (vert). Unité : $\text{m}^3/\text{s}^3/\text{cpm}^2$ pour $T(k_x, k_y)$ et $\times 10^{-3} \text{m}^2/\text{s}^3/\text{cpm}$ pour $F(k)$ . . . . .	126
7.8	Spectre du terme d'injection [ $\times 10^{-3} \text{m}^2/\text{s}^3/\text{cpm}$ ] . . . . .	128
7.9	Idem qu'à la figure 7.6 pour la région $10^\circ\text{S}$ - $20^\circ\text{S}$ . Le cercle en trait plein correspond à l'échelle de Rhines(403 km). . . . .	129
7.10	Flux d'énergie non linéaire dans la bande $10^\circ\text{S}$ - $20^\circ\text{S}$ : a) Idem qu'à la figure 7.7b. b) les flux haute fréquence totale (trait fort), méridien(trait interrompu) et zonal (trait mixte). c) Idem qu'en b pour la basse fréquence. . . . .	130
7.11	a),b) et c) Idem à la figure 7.6 pour la région $10^\circ\text{S}$ - $10^\circ\text{N}$ . d) Spectre d'énergie cinétique geostrophique intégré sur toutes les fréquences. L'échelle de Rhines (cercle noir) est de 692 km et le rayon de déformation de Rossby de 1245 km. . . . .	131
7.12	Idem à la figure 7.6d pour la bande latitudinale $10^\circ\text{S}$ - $10^\circ\text{N}$ . . . . .	131
7.13	Pour la région $10^\circ\text{S}$ - $10^\circ\text{N}$ et en $\text{Log}_{10}$ : a) spectre des transferts non linéaires, $T(k_x, k_y)$ et b) spectre du terme d'injection $I(k_x, k_y)$ . Unité : $\text{m}^3/\text{s}^3/\text{cpm}^2$ . . . . .	132
7.14	a) Spectre flux d'énergie [ $\times 10^{-3} \text{m}^2/\text{s}^3/\text{cpm}$ ] issus des transferts intégrés suivant toute les directions et fréquence (en bleu), la haute fréquence (orange), la basse fréquence(vert), la basse fréquence Zonale (pointillés vert). Le spectre du flux de la différence entre les transferts basse et haute fréquence (rouge). b) Spectre du flux basse fréquence zonale (vert) et méridien (orange). c) et d) Spectre du terme terme d'injection avec le même code de couleur que sur les courbes en a) et b) . . . . .	132
8.1	Courant zonal moyen (en couleur) et circulation moyenne (flèches) journalière de surface sur la période de la simulation (en haut), la période Niño ( au milieu) et la période Niña (en bas) . . . . .	140
8.2	Coupe verticale de la salinité journalière moyenne à $154^\circ\text{E}$ pour le modèle à gauche et la climatologie Cars à droite. Les contours noirs correspondent à la densité potentielle. . . . .	140
8.3	Coupe verticale d'anomalie de salinité pendant la Niña à gauche et pendant la Niño à droite par rapport à la salinité journalière moyenne à $154^\circ\text{E}$ . . . . .	141

8.4	Moyenne latitudinale et temporelle de la fréquence de Brünt Vaisala du modèle avec marée à 154°E. Moyenne temporelle sur : la période de la simulation (bleu), la période Niño (vert), la période Niña (rouge). Moyenne temporelle et latitudinale de la climatologie CARS à 154°E (cyan). Unité : $s^{-2}$ . . . . .	141
8.5	Amplitude moyenne de la SSH à l'intérieur de la mer des Salomon déduite par analyses spectrales pour les périodes Niña (vert) et Niño (Bleu). Unité : cm . . .	143
8.6	Amplitude (couleur) et phase (contour) de la SSH des composantes de marée barotrope K1 (en haut) et M2 (en bas) pour le modèle (à droite) et FES 2014 (à gauche). Le résultat de l'analyse en harmonique du modèle présentée concerne la période Niña, des résultats similaires sont obtenus pour la période Niño. Unité : cm et degré . . . . .	144
8.7	Amplitude de la SSH M2 barocline selon : Ray and Zaron (2016) en haut et le modèle sur les périodes Niña (au milieu) et Niño (en bas). Unité : cm . . . . .	145
8.8	Bilan énergétique de la marée M2 du modèle : en haut, taux de conversion en (couleur) et flux d'énergie de la marée barotrope (flèches). Au milieu divergence du flux (couleur) et flux d'énergie barocline (flèches). En bas, somme du taux de conversion et de la divergence du flux barocline : c'est une estimation de la dissipation. Les carrés délimitent les boîtes dans lesquelles le bilan chiffré est indiqué au tableau 8.1. Les zones correspondantes sont : le Canal de St Georges et le détroit de Salomon (en rouge), le détroit de Vitiaz (en noir), la PNG (en bleu) et les îles Salomon (en vert). Le point noir indique la position du mouillage. Unité : $W/m^2$ . . . . .	147
8.9	Profil vertical à 154°E du flux barocline M2 méridien (en couleur) en fonction de la latitude (en abscisses) pour les périodes Niña (à gauche) et Niño (à droite). Les lignes noires indiquent la densité potentielle. Unité : $kW/m^2$ pour le flux et $Kg/m^3$ pour la densité . . . . .	149
8.10	Mode 1 et Mode 2 du flux M2 barocline méridien pendant la période Niña (en couleur). Les flèches sur les figures indiquent la direction de propagation du flux total suivant le mode. Les carrés correspondent aux boites dans lesquelles les diagrammes TS de la figure 8.16 sont réalisés. Les histogrammes de la figure 8.11 sont fait dans la boîte rouge. Le point noir dans la boîte rouge rappelle la position du mouillage. Unité : $kW/m^2$ . . . . .	150
8.11	Histogramme du flux zonal (à gauche) et méridien (à droite) d'énergie barocline M2 intégré dans la boîte 6S-5S/152.8E-154.6E. Le flux total barocline (brc) et les 5 premiers modes non nul (m1 à m5) sont représentés pour les période Niña (en bleu) et Niño (en rouge). Unité : $kW/m^2$ . . . . .	150
8.12	Amplitude de l'énergie cinétique au premier niveau du mouillage SM3 (119m) en fonction de la fréquence. Les amplitudes sont obtenues de l'analyse spectrale temporelle. Unité : $m^2/s^2$ . . . . .	152
8.13	Série temporelle du déplacement vertical des isopycnes à 119m. En bleu le signal total, en orange le semi-diurne et en vert le diurne. Unité : m . . . . .	153

8.14	A gauche, Fréquence de Brunt vaisala obtenue avec les mesures du mouillage (en bleu) et la climatologie Cars (en orange) au point le plus proche du mouillage. Au milieu et à droite, les structures verticales des trois premiers modes verticaux de pression et de vitesse verticale respectivement. Les pointillés noirs sont les points de mesure du mouillage. . . . .	153
8.15	Série temporelle du flux méridien (à gauche) et zonal (à droite) d'énergie barocline issue du mouillage. Les flux sont intégrés sur la verticale : en bleu le flux total, en orange le flux semi diurne et en vert le flux diurne. Unité : Kw . . . . .	153
8.16	Flux d'énergie barocline en fonction des 10 premiers modes verticaux : A gauche les flux zonaux, à droite les flux méridiens. En haut les flux semi-diurne et en bas les flux diurnes. Unité : W . . . . .	154
8.17	Diagramme TS (SM) moyenné dans différentes boites dans la mer des Salomon. La position des boites est indiquée en figure 8.10 . . . . .	155
8.18	Anomalies (AM-SM) de salinité (à gauche) et de température (à droite) en fonctions de la densité. L'anomalie est calculée dans les différentes boites de la figure 8.10. Les lignes horizontales noires délimitent les TW à 23.3 et 25.7 kg/m <sup>3</sup> . . .	156
8.19	Anomalie (AM-SM) de salinité (haut) et de température (en bas) moyenne journalière entre les modèles avec et sans marée . . . . .	157
8.20	Frequence de Brünt Vaisala moyennée dans la mer des Salomon pour les modèles avec marée (bleu) et sans marée (vert). A gauche, profil vertical moyen. A droite, en haut : les séries temporelles de N <sup>2</sup> pour les simulations AM (bleu) et SM(vert), en bas : série temporelle de l'anomalie AM-SM de N <sup>2</sup> . La période Niño est délimitée par les lignes verticales pointillées rouge, la période Niña se situe à droite de la ligne en magenta . . . . .	158
8.21	MKE et EKE à 154°E pour les simulations AM (à gauche) et SM (à droite). Unité :m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> . . . . .	160
8.22	MKE (à gauche) et EKE (à droite) intégré de la surface à 1200m. En haut, le modèle sans marée, au milieu le modèle avec marée, en bas la différence entre les deux modèles. Les lignes de contour 0.002 de EKE SM sont représentées en noir. Unité : m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> . . . . .	161
8.23	Taux de conversion d'énergie de MKE vers EKE (à gauche, proxy de l'instabilité barotrope) et de EPE vers EKE (à droite, nécessaire pour l'instabilité barocline). Les taux sont intégrés de la surface à 1200 m. En haut, le modèle sans marée, en bas le modèle avec marée. Unité : m <sup>2</sup> /s <sup>3</sup> . . . . .	163
A.1	Exemple de séries temporelles sinusoïdales monofréquentielles de 720 points en bleu et 512 points en orange . . . . .	II
A.2	Spectre de la série monofréquentielle définie par la formule A.1, le spectre est calculé pour N=720 points (en bleu), N=512 (en orange), N=16384 (en vert) et N=14400 (en rouge) . . . . .	III
A.3	Exemple de fenêtre d'apodisation et de leur réponse spectrale. Les fenêtres sont celles testées au chapitre 6 à savoir : Tukey 0.1 (bleu), Tukey 0.5 (orange) et Hanning (vert) . . . . .	IV



---

A.4	Exemple de signal de sla convolué par les fenêtres de Tukey 0.1(bleu), Tukey 0.5(orange), hanning (vert). La courbe noir donne la symétrie du signal par rapport au dernier point. La série constituée du signal en rouge et celui en noir illustre la méthode du double périodique. . . . .	V
B.1	Diagramme d'échange ou cycle d'énergie dans un bassin fermé de l'océan. Source :Kang and Curchitser (2015) . . . . .	VII
B.2	Les autres taux de conversion d'énergie calculés à partir des sorties journalières du modèle au 1/36° comme au chapitre 8 : à gauche pour la configuration sans marée (SM) et à droite la configuration avec marée (AM) . . . . .	IX

# Liste des tableaux

8.1	Bilan énergétique de marée dans quatre zones principales de la mer de Salomon. BT <sub>Fout</sub> , BT <sub>Fin</sub> , BC <sub>out</sub> et BC <sub>in</sub> sont respectivement les flux barotrope et barocline de marée sortant et entrant dans les boites. BT <sub>Fdis</sub> = BT <sub>Fout</sub> -BT <sub>Fin</sub> , CVR est le taux de conversion barotrope/barocline. P1 et P2 représentent respectivement les pourcentages de flux barotrope transformée en flux barocline et de marée barocline dissipée dans la boite . . . . .	149
-----	---	-----



# Chapitre 1

## Introduction :

L'océan Pacifique tropical, de part sa taille, joue un rôle climatique majeur à l'échelle globale. Dans cette époque de réchauffement climatique marquée, le niveau de la mer augmente inexorablement de l'ordre de 3mm/an sur la période 1993-2011 (Meyssignac et al., 2017). Cette tendance globale présente des variations régionales importantes et le Pacifique tropical ouest se distingue par des tendances nettement plus marquées (10mm/an) qui fragilisent les états insulaires de la région (Meyssignac et al., 2017). Le Pacifique tropical est en outre le siège de la variabilité interannuelle ENSO. Ce phénomène couplé océan/atmosphère est à même de générer des pluies diluviennes ou des sécheresses marquées à travers le globe, apportant par conséquent son lot de catastrophes humaines (Sarachik and Cane, 2010). Les caractéristiques d'ENSO en terme de fréquence, d'amplitude sont largement variables et ENSO présentent notamment une variabilité décennale marquée. Cette modulation basse fréquence peut à son tour être conditionnée par des changements des conditions « moyennes » du Pacifique équatorial. Celui-ci est connecté aux régions tropicales et subtropicales via des cellules de circulation méridienne. Des changements de transports de masse ou de chaleur de au sein des cellules de circulation vont affecter directement la région équatoriale, et sa signature en niveau de la mer. Dans ce schéma de circulation, les courants de bord ouest du Pacifique sud-ouest jouent un rôle majeur, étant les principales sources d'alimentation du sous courant équatorial. Ces courants de bord transitent en mer des Salomon avant de rejoindre le Pacifique équatorial. Durant leur transit, ils interagissent avec la bathymétrie complexe de la région mais aussi avec la circulation mésoéchelle et la marée interne caractéristiques de cette mer semi fermée avec pour effet de modifier les caractéristiques des masses d'eaux. Ainsi la mer des Salomon est soupçonnée d'être une région clé à même de conditionner en partie la variabilité ENSO (Ganachaud et al., 2014).

**Ces considérations font que cette thèse se concentre sur le Pacifique tropical et sur la mer des Salomon en particulier.**

Les tropiques se distinguent des autres régions par une force de Coriolis qui varie fortement avec la latitude pour s'annuler à l'équateur, une thermocline bien marquée qui séparent les eaux chaudes des couches de surface des eaux plus profondes, et une réponse rapide au forçage du vent à travers l'excitation d'ondes longues équatoriales. En réponse aux alizées, la circulation tropicale est largement zonale avec une série de courants portant vers l'ouest et de contre-courant vers l'est. Les instabilités de ces courants génèrent de la méso échelle sur une large gamme de longueur d'onde définie par la dimension importante du rayon de déformation de

---

Rossby. Le régime dynamique n'est que faiblement non linéaire et la mésoéchelle tropicale se caractérise par un mélange de tourbillons et d'ondes en interaction. Ainsi, alors que les moyennes latitudes sont étudiées principalement au travers de la turbulence géostrophique, les tropiques sont étudiées principalement au travers de la dynamique ondulatoire. Les quelques études qui se sont intéressées à la méso et sous mésoéchelle tropicale concernent principalement la dynamique des ondes tropicales d'instabilité, des vortex et filaments associés (Marchesiello et al., 2011; Willett et al., 2006). Seul, le travail Ubelmann and Fu (2011) décrit à l'échelle du Pacifique tropical les caractéristiques des tourbillons tropicaux simulés par leur modèle.

A côté de ces considérations dynamiques, le Pacifique tropical est une région de forte activité de marée interne mise en avant grâce aux efforts de modélisation actuelle et à l'analyse fine des données altimétriques (Ray and Zaron, 2016). En effet l'archipel Hawaïen dans l'hémisphère nord, Polynésien dans l'hémisphère sud, l'archipel Indonésien et l'ensemble des archipels du Pacifique sud-ouest sont autant de sites de génération de marées internes. La région Indonésienne est la région phare d'activité liée aux ondes internes mais la région du Pacifique sud-ouest avec la mer des Salomon est également une zone critique (Niwa and Hibiya, 2011). Ces ondes vont se propager avec des longueurs d'onde caractéristiques à même d'interagir avec la mésoéchelle tropicale, elles jouent un rôle particulier dans le mélange des masses d'eaux, la dissipation de l'énergie. Les évolutions actuelles en termes de modélisation et d'observation font qu'il est désormais possible de les étudier en lien avec la dynamique.

Ainsi la dynamique tropicale couvre un large spectre de processus et d'échelles spatio/temporelle. Dans cette thèse, **je me suis particulièrement intéressé à la mésoéchelle tropicale, à la haute fréquence des ondes internes et à leurs interactions à la fois à l'échelle globale du Pacifique, et régionale de la mer des Salomon.**

L'altimétrie satellitaire a révolutionné, depuis les années 1990, l'océanographie en fournissant des cartes synoptiques de hauteur de la mer permettant d'accéder à la circulation géostrophique de surface. La précision des mesures est telle désormais que l'on peut estimer les tendances du niveau de la mer de l'ordre du mm par an. Les anomalies de la mer observées par les satellites ont permis d'étudier le rôle des ondes équatoriales de Kelvin, de Rossby lors des événements ENSO (Delcroix et al., 1991). Les spectres en nombre d'onde du niveau de la mer altimétrique ont permis de caractériser les régimes turbulents dans l'océan en lien avec les théories en vigueur. La confrontation entre modèle et altimétrie révèle un bon accord des pentes spectrales caractéristiques des turbulences QG (Quasi Géostrophie,  $k^{-5}$ ), SQG (Surface Quasi Géostrophie,  $k^{-4}$ ), notamment dans les régions fortement énergétiques comme les courants de bord ouest. Dans les régions tropicales par contre, il existe des divergences importantes entre les pentes des modèles et celles de l'altimétrie ainsi qu'entre les pentes altimétriques et les pentes théoriques en vigueur. Les résultats de modèle mettent en avant des pentes de l'ordre de -4 tandis que l'altimétrie donne des pentes en entre -1 et -2 (Richman et al., 2012; Xu et al., 2011). Cette divergence entre modèle et altimétrie est un véritable challenge pour l'interprétation des données altimétriques et pour la compréhension de la dynamique tropicale au travers d'analyse spectral. Dufau et al. (2016) ont montré que les spectres altimétriques dans les régions de faible variabilité du niveau de la mer étaient contaminés par la signature des ondes internes de la marée dans la bande de longueurs d'onde 250-70 km dite bande "méso échelle" et donc que ces ondes seraient

potentiellement responsable de l'aplatissement du spectre.

**Un des objectifs de la thèse a été de caractériser précisément la signature spectrale de la dynamique tropicale afin de mieux interpréter les mesures de hauteur de mer altimétrique et de comprendre les sources de la divergence entre spectre de modèle et spectre altimétrique ceci en prenant en compte ou pas l'effet de la marée interne.** J'ai ainsi pu définir les échelles caractéristiques de la mésoéchelle tropicale, son caractère anisotrope et agéostrophique et observer comment ces spécificités se retrouvent sur les spectres de niveau de la mer calculés le long des traces altimétriques. Le résultat principal est celui d'avoir mis en évidence que la divergence entre spectre de modèle et spectre altimétrique dans les tropiques est en grande partie liée à la marée interne. J'ai pu observer que les composantes prédictibles dite aussi "cohérentes" et non prédictibles dites "non cohérentes" de la marée interne avaient des empreintes sur le niveau de la mer aux longueurs d'ondes de la méso et sous mésoéchelle avec notamment un impact plus fort du non cohérente pour les échelles en dessous de 70 km. Ce dernier point permet d'appréhender les corrections altimétriques à envisager afin de limiter la signature de ces ondes dans le signal altimétrique.

Les travaux de Savage et al. (2017) et de Ponte and Klein (2015) ont montré l'importance du signal d'ondes internes pour les échelles spatiales caractéristiques de la mésoéchelle tropicale et leur interactions avec la mésoéchelle. Dans la deuxième partie de ma thèse, j'ai cherché à illustrer cette dynamique d'ondes interne en me focalisant sur la mer des Salomon. La motivation pour ce choix vient du rôle clé de cette région dans la circulation plus grande échelle. La Mer des Salomon intègre des courants de bord ouest intenses, une forte variabilité mésoéchelle et un fort signal d'ondes internes de marée. C'est donc un environnement privilégié pour étudier ces différents phénomènes et leurs interactions. Ce second objectif s'inscrit dans la continuité des travaux sur la mer des Salomon dans le cadre du programme SPICE/CLIVAR dédié au Pacifique sud ouest et son rôle dans le système climatique. Les travaux récents de Germaineaud et al. (2016), Gourdeau et al. (2017) ont permis d'illustrer les transformations de masses d'eaux qui s'opèrent en mer des Salomon, ainsi que les caractéristiques des tourbillons mésoéchelle. Melet et al. (2011), en introduisant une paramétrisation de la marée interne dans leur modèle, ont mis en avant le rôle du mélange diapycnal associé à ces ondes internes dans l'érosion du maximum de salinité des eaux de la thermocline supérieure.

**Le second objectif de la thèse a été l'étude des caractéristiques de la marée interne en mer des Salomon tout en essayant d'illustrer comment cette marée interne est à même de modifier l'activité mésoéchelle et les transformations de masses d'eaux en mer des Salomon.** Ce travail s'inspire du travail de la thèse de Nugroho (2017) et tire bénéfice des développements qu'il a effectué pour estimer les zones de génération, et de dissipation de la marée interne.

Les deux objectifs présentés plus haut s'appuient principalement sur la modélisation numérique. Pour ces travaux je me suis servi des simulations numériques existantes. Pour le premier objectif qui concerne le Pacifique tropical dans sa globalité, **j'ai utilisé une simulation globale du modèle NEMO au 1/12°** mise en place à l'IGE à Grenoble dans le cadre de DRAKKAR. Ce modèle, « eddy resolving » dans les tropiques, n'inclut pas le forçage de la marée. Il a donc été utile pour étudier les variations géographiques des signatures spectrales dans les tropiques

---

et l’observabilité du niveau de la mer pour la dynamique tropicale. **Une seconde simulation, incluant le forçage de la marée a été nécessaire. Il s’agit de la simulation régionale au 1/36° incluant la mer des Salomon** mise en place au LEGOS par Djath et al. (2014a). Cette simulation est conjointe avec une simulation identique où le forçage de marée est absent. Ainsi, l’usage simultané des configurations avec et sans marée a pour but de quantifier précisément les changements apportés par l’introduction de la marée dans la signature spectrale du niveau de la mer et de quantifier la part de variance expliquée par les marées cohérente et incohérente. **Ce travail sur les spectres a été l’occasion de revisiter les problèmes inhérents au calcul spectral** associés au problème de recouvrement, de fenêtrage, de longueur des séries, et de proposer les conditions optimales pour appliquer le plus sûrement possible ces calculs dans les régions tropicales. En effet, beaucoup des résultats publiés à l’échelle globale ne satisfaisaient pas les conditions particulière pour les tropiques. Ces analyses spectrales à l’aide du modèle ont été confronté à celles issues des données altimétriques. **J’ai considéré les données « classiques » à 1 Hz de TOPEX/Poseidon et Jason ainsi que les données de Saral/AltiKa.**

Le second objectif de la thèse a consisté à exploiter la simulation régionale de la mer des Salomon avec et sans marée. Pour ce faire j’ai disposé de sorties horaires pendant 2 courtes périodes caractéristiques d’El Nino et de la Niña. **Ces sorties horaires permettent de séparer les différents constituants de la marée** et de projeter les solutions selon les différents modes verticaux afin de séparer précisément la composante barotrope de la composante barocline. Mon objectif est de décrire précisément les caractéristiques de la marée interne en mer des Salomon et regarder l’influence de la variabilité grande échelle sur celle des ondes internes de marée. La courte période (3 mois) de ces sorties horaires n’est pas suffisante pour étudier l’effet à long terme de la marée sur l’activité mésoéchelle et les transformations de masses d’eaux. Pour ce faire j’ai disposé **des sorties journalières de deux années de simulation des modèles avec et sans marée.**

**Ce travail sur la mer des Salomon s’inscrit pleinement dans les objectifs du programme SPICE**, ainsi que dans la continuité des travaux de modélisation développés par Mélet (2010) et Djath et al. (2014b). La haute résolution était clairement un objectif affiché afin de modéliser au mieux les courants de bord, leurs interactions avec la bathymétrie et les fines échelles inhérentes à la circulation dans cette mer semi fermée. L’ajout de la marée apparaît comme un élément essentiel à prendre en compte pour modéliser correctement la circulation en mer des Salomon et les masses d’eaux d’importance pour ENSO.

**Les résultats sur les spectres, avec notamment la quantification des ondes internes et leur effet sur l’aplatissement du spectre du niveau de la mer, sont d’intérêt pour la prochaine mission altimétrique de nouvelle génération SWOT.** Cette mission est dédiée à l’étude de la méso et sous mésoéchelle océanique à une résolution sans précédent de l’ordre de 30 km. Il s’avère que cette mesure sera sensible à l’effet des vagues (plutôt à moyenne et haute latitude) et des ondes internes (plutôt dans les tropiques et en régions faiblement énergétiques). Nos travaux apportent quelques éléments de réponse quand à la difficulté d’observer la méso et sous mésoéchelle dans les tropiques, mais suggèrent l’intérêt de SWOT pour l’étude des ondes internes et leurs interaction avec la méso/sous mésoéchelle.

La thèse est constituée de 3 parties. La première partie concerne les généralités. Ces géné-

ralités couvrent un large spectre de connaissances afin d'apporter les éléments de base qui vont intervenir dans l'analyse des résultats. D'abord les conditions du Pacifique tropical et de la mer des Salomon sont rappelées. Ensuite les généralités couvrent succinctement les éléments de la dynamique en rappelant quelques principes de la turbulence, et des systèmes d'onde en considérant les ondes longues équatoriales mais aussi les ondes d'inertie gravité. Ces généralités se terminent en rappelant le rôle joué par l'altimétrie pour l'étude de ces différentes dynamiques. La seconde partie est dédiée aux moyens. Je présente les modèles et les données utilisés. J'en profite pour faire un rappel sur l'analyse spectrale avec pour objet de définir les conditions optimales de mise en œuvre du calcul spectral dans les tropiques. Si le lecteur est davantage intéressé par les résultats, il pourra directement se positionner en partie 3. Celle-ci est organisé en deux chapitres. Le premier chapitre concerne la représentation spectrale de la dynamique tropicale avec en ligne de mire l'observabilité du niveau de la mer altimétrique, la signature des ondes internes de marée. Ce chapitre inclut un papier publié dans *Ocean Sciences* : Tchilibou et al., 2018, *Spectral signatures of the tropical Pacific dynamics from model and altimetry : A focus on the meso/submesoscale range*. Le second chapitre des résultats est dédié à l'étude de la marée interne en mer des Salomon avec des résultats préliminaires sur les interactions avec la mésoéchelle et les effets sur les masses d'eaux. La thèse se termine par un chapitre sur les conclusions et perspectives.





Première partie

**Généralité : Circulation, dynamique  
et observation**



---

Mon sujet thèse porte sur l'analyse de la dynamique mésoéchelle dans le Pacifique tropical ainsi que sur la caractérisation des ondes internes de marée et leurs effets dans la mer des Salomon. La mésoéchelle et les ondes internes sont des processus qui se rangent bien dans la gamme de la petite échelle spatiale océanique. Cette thèse participe à élargir le champ de vision de la dynamique du Pacifique tropical dont le côté grande échelle spatiale est le plus connu. La grande échelle et la petite échelle n'évoluent pas de façon indépendante, elles interagissent. Bien que notre intérêt principal soit la petite échelle, nous ne pouvons pas ignorer complètement la grande échelle. Dans cette partie "Généralité" de la thèse je fais l'effort de rappeler sans être très exhaustifs l'ensemble des thèmes abordés dans la thèse. Les caractéristiques générales de la circulation moyenne atmosphérique et de la circulation moyenne océanique du Pacifique tropical sont décrites au chapitre 2 de la thèse. La variabilité temporelle (inter annuelle, décennale, saisonnière et intrasaisonnière) du Pacifique tropical est également rappelé dans ce chapitre. Le chapitre 2 s'achève par un zoom sur la mer des Salomon (circulation moyenne, variabilité temporelle, les masses d'eaux). Le chapitre 3 de la thèse est dédiée aux éléments de la dynamique. j'y rappelle les différentes théories de la turbulence, les théories des ondes (planétaire de Rossby, planétaire tropicale, interne). Je termine la partie "Généralité" par le chapitre 4 dans lequel l'historique sur la mesure in situ et ainsi que sur l'altimétrie (missions, principe de mesure) et les changements à venir avec la mission SWOT sont donnés.



## Chapitre 2

# Circulation océanique/ atmosphérique, et l'interaction des échelles

### Sommaire

---

<b>2.1 Pacifique tropical</b> . . . . .	<b>12</b>
2.1.1 Circulation moyenne . . . . .	12
2.1.2 Variabilité temporelle . . . . .	15
2.1.2.1 Variabilité interannuelle et décennale . . . . .	15
2.1.2.2 Variabilité saisonnière . . . . .	18
2.1.2.3 Variabilité intra-saisonnière . . . . .	20
<b>2.2 Circulation dans la Mer de Salomon – une région méso-échelle dans les tropiques</b> . . . . .	<b>22</b>
2.2.1 Circulation moyenne : . . . . .	23
2.2.2 Variabilité temporelle . . . . .	24
2.2.2.1 Variabilité interannuelle . . . . .	24
2.2.2.2 Variabilité saisonnière : . . . . .	25
2.2.2.3 Variabilité mésoéchelle : . . . . .	26
2.2.2.4 Transformation de masses d'eaux : . . . . .	27

---

## 2.1 Pacifique tropical

### 2.1.1 Circulation moyenne

Les mouvements océaniques sont forcés par l'absorption d'une partie du flux solaire incident, les échanges de chaleur et d'eau avec l'atmosphère et la tension de vent. Le flux solaire n'est pas uniformément réparti à la surface de la terre. La zone tropicale reçoit un excès de chaleur tandis que la zone polaire est en déficit. Il s'ensuit une redistribution méridienne de chaleur par l'océan et l'atmosphère, ce dernier assure le transport de la majeure partie. Le transport de chaleur en surface au niveau de l'océan se fait principalement par les courants de bord ouest sur des échelles de temps longues comparées à celles de l'atmosphère.

La circulation atmosphérique qui se met en place est à la fois une circulation méridienne (cellule de Hadley) et une circulation zonale (cellule de Walker). La cellule de Hadley (Fig.2.1) est constituée de mouvements ascendants d'air chaud et humide au niveau de l'équateur. Ces mouvements convectifs peuvent atteindre 16 km d'altitude (dans la tropopause). En altitude les masses d'air divergent vers les pôles. Une fois desséchées, elles sont prises par des mouvements descendants (subsidence) aux latitudes subtropicales pour ensuite converger vers l'équateur dans la basse atmosphère. Cette vision simplifiée de la cellule de Hadley est modifiée par la rotation de la terre qui engendre la force dite "de Coriolis". La force de Coriolis dévie les trajectoires des particules vers la droite dans l'hémisphère nord et vers la gauche dans l'hémisphère sud. Son intensité augmente avec la latitude ce qui a pour effet de limiter l'extension de la cellule de Hadley à 30° de latitude. Au niveau des tropiques, les branches inférieures de Hadley sont déviées vers l'ouest donnant naissance aux alizés de nord-ouest dans l'hémisphère nord et de sud est dans l'hémisphère sud.

En réalité, la circulation de Hadley masque de très importants contrastes entre les différentes régions tropicales. Les zones de forte convergence à basse latitude et de convection profonde se trouvent concentrées sur la région des Caraïbes dans l'atlantique et de l'Indonésie dans le Pacifique et sont associées aux eaux les plus chaudes de l'océan. Les zones de subsidence, se situent dans les régions tropicales de température froides. Les zones de convection et de subsidence délimitent les zones d'influence des cellules de Walker. Les cellules de Walker sont des cellules de circulation atmosphérique zonale le long de l'équateur (Fig.2.1). Dans le Pacifique, les alizés poussent les masses d'eaux chaudes vers l'ouest. Du fait de la présence des côtes, l'eau chaude s'accumule au bord ouest pour former la warm pool. La warm pool constitue un pôle de convection profonde où l'air évaporée se condense en altitude. La branche haute de la cellule de Walker transporte d'ouest en est cet air qui s'assèche et subside au-dessus des eaux froides du Pacifique est.

Les circulations décrites ci-dessus font que les alizés convergent vers deux zones associées à la convection profonde et à de larges bandes de maximum de précipitations (Fig.2.2) : l'ITCZ (zone de convergence inter-tropicale) et la SPCZ (Zone de convergence du Pacifique Sud-Ouest, SPCZ en anglais). L'ITCZ est commune à tous les océans tropicaux, elle s'étend en moyenne (d'est à l'ouest) dans le Pacifique entre l'équateur et 11°N. Sur la période 1979-2009 Tchilibou et al. (2015) ont observé que l'ITCZ du Pacifique oscille autour de 6°N. La SPCZ est l'unique zone de convergence de l'hémisphère sud, elle a une extension diagonale et se situe en moyenne

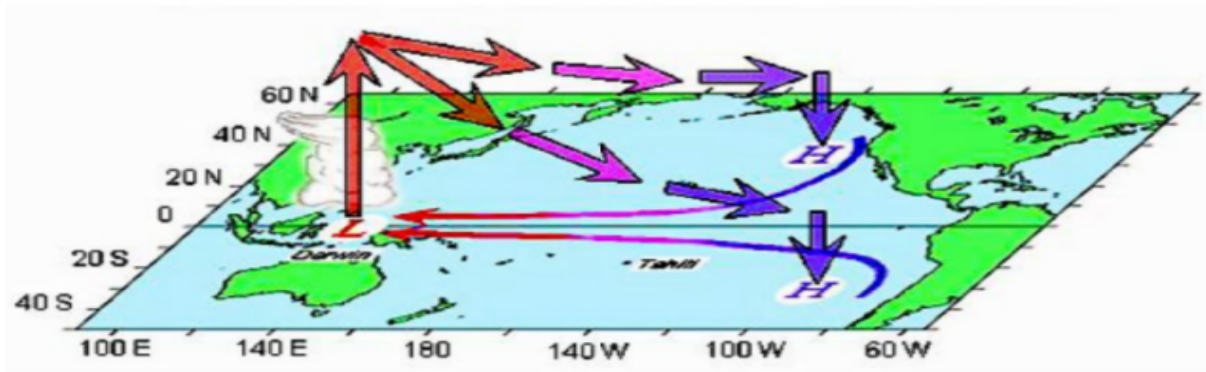


FIGURE 2.1 – Circulation atmosphérique tridimensionnelle dans l'océan Pacifique.

entre la Polynésie Française et l'ouest du Pacifique tropical(Vincent, 1994)

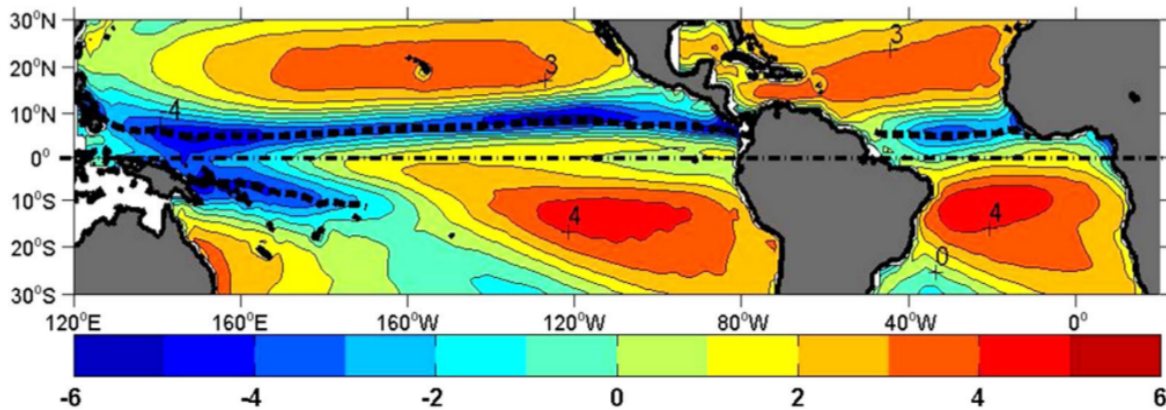


FIGURE 2.2 – Bilan E-P sur la période 1979-2009. En pointillé, l'équateur et les lignes du maximum de pluie correspondantes à l'ITCZ et la SPCZ. Source : Tchilibou et al. (2015)

Les alizés en maintenant les eaux chaudes dans l'ouest du Pacifique et les zones de convergence associées à des fortes précipitations conditionnent les distributions de la température et de la salinité de surface. De même, ces conditions de surface marquées par un gradient zonal de température ont pour effet de renforcer les alizés (la branche basse de la circulation de Walker) illustrant comment l'océan et l'atmosphère s'influencent mutuellement. L'accumulation des eaux chaudes dans l'ouest du bassin produit une dénivellation positive du niveau de la mer d'environ 60 cm entre l'est et l'ouest du Pacifique équatorial. La nature barocline de la dynamique tropicale introduit une relation "miroir" entre l'élévation du niveau de la mer et la profondeur de la thermocline. Ainsi, on observe un enfoncement de la thermocline dans la partie ouest du Pacifique (vers 150 m de profondeur) et une remontée de la thermocline près de la surface océanique à l'est.

Je décris maintenant la circulation océanique forcée par le vent encore appelée "wind driven circulation". La tension du vent transmet directement la quantité de mouvement à la surface océanique. Cela induit sous l'effet de la force de Coriolis, un transport d'Ekman dans les couches de surface. Le transport est dirigé à 90° à la droite du vent dans l'hémisphère nord et à 90° à la gauche du vent dans l'hémisphère sud. De part et d'autre de l'équateur, les alizés vont ainsi induire une divergence équatoriale dans la couche d'Ekman à l'origine de l'upwelling équatorial



qui fait remonter des eaux froides en surface. En fait, les mouvements verticaux induits par la divergence du transport d'Ekman, définis par le pompage d'Ekman, sont directement forcés par le rotationnel du vent. Dans l'hémisphère nord, un rotationnel de vent négatif (positif) induit une divergence (convergence) des masses d'eaux. Ces divergences/convergence de masses d'eaux mettent en place des gradients de pression nord-sud et une circulation géostrophique avec les courants zonaux associés.

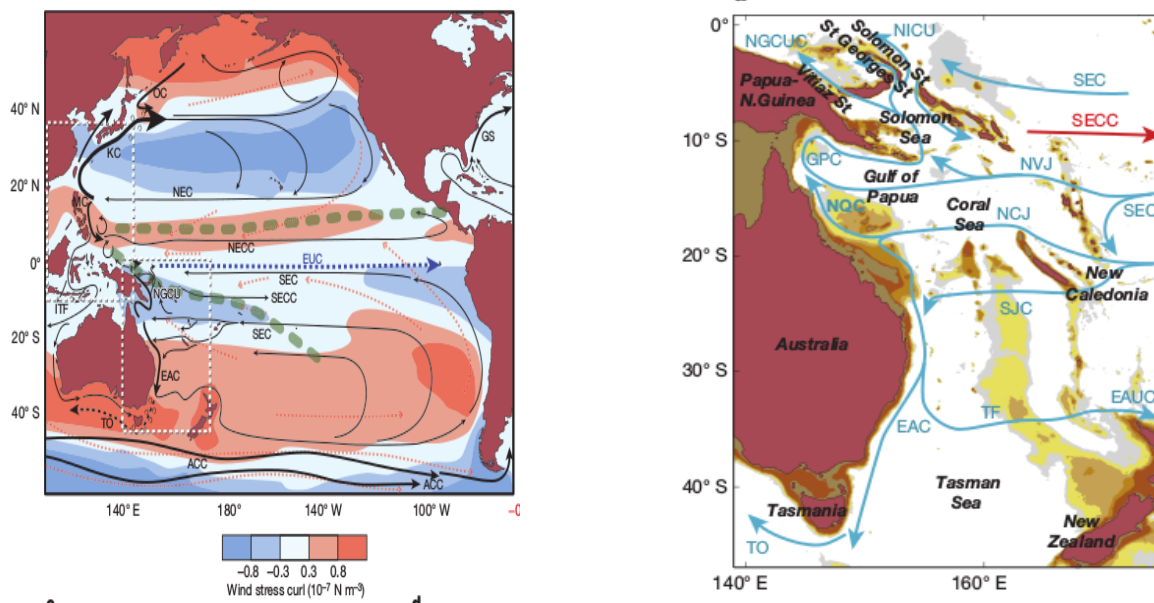


FIGURE 2.3 – A gauche : Principaux courants (ligne noire) et vents (lignes pointillées orange) de surface dans le Pacifique. En pointillés bleu l'EUC, l'ITCZ et la SPCZ sont représentés par les lignes épaisses en pointillés vert. En couleur (rouge et bleu), la tension du vent, elle met en exergue les cyclones et anticyclones dans les différents hémisphère. A droite : Courants principaux intégrée entre 0 et 1000 m (ligne) et bathymétrie (en couleur) dans le Pacifique sud-ouest. Source : Hu et al. (2015)

La circulation de surface dans le Pacifique tropical est constituée des courants vers l'ouest que sont le Courant Equatorial Nord (NEC) au nord de 10°N et le Courant Equatorial Sud (SEC), au sud de 3°N (Fig.2.3). Ils existent également deux contre courants, portant vers l'est, associés aux zones de convergence. Il s'agit du Contre Courant Equatorial Nord (NECC) au niveau de l'ITCZ entre 4°N et 8°N et le Contre Courant Equatorial Sud (SECC) au niveau de la SPCZ entre 8°S et 10°S. A noter la présence en subsurface du Sous Courant Equatorial (EUC) qui s'écoule vers l'est au niveau de la thermocline équatoriale. Sa découverte a été le fruit du hasard, et sa dénomination ancienne est le courant de Cromwell. L'EUC est une réponse (sous la couche de surface influencée par les effets du vent) au gradient de pression zonale le long de l'équateur où la force de Coriolis s'annule. La signature en surface de l'EUC divise le SEC en deux branches de part et d'autre de l'EUC.

Les deux larges courants que sont le NEC et le SEC correspondent à la branche tropicale des grandes gyres subtropicales des hémisphère nord et sud respectivement. A l'approche de la frontière ouest, ils bifurquent et se subdivisent en des courants de bords ouest de basse latitudes (Low-latitude Western Boundary Currents, LLWBCs) et des courants de bords ouest "on va dire de moyenne latitude" (Western Boundary Currents, WBCs). Les LLWBCs dirigés vers l'équateur

constituent l'écoulement de retour vers l'équateur des gyres tropicales, les WBCs sont eux dirigés vers les pôles. Dans l'hémisphère nord, le NEC bifurque le long des côtes philippines et alimente le courant du Kuroshio (KC) dirigé vers le nord et le Courant de Mindanao (MC) dirigé vers le sud (Qiu and Joyce, 1992). La rétroflexion en surface du courant de Mindanao vers l'est alimente le contre-courant équatorial nord (Lukas et al., 1991). Dans l'hémisphère sud (Fig.2.3), le SEC interagit avec la bathymétrie complexe du Pacifique sud ouest pour former le Jet Nord Vanuatu (North Vanuatu Jet, NVJ) et le Jet Nord Calédonien (North Caledonia Jet, NCJ). Ils bifurquent le long des côtes Australiennes, le NCJ alimente le Courant Est Australien (EAC) dirigé vers le sud et le NVJ alimente le Courant du Golfe de Papouasie (GPC) dirigé vers le nord. Le GPC contourne la Papouasie Nouvelle Guinée et se prolonge en mer des Salomon par le sous courant Côtier de Nouvelle Guinée (NGCU) avant de rejoindre l'équateur. Une partie du NVJ rentre directement en mer des Salomon et alimente le courant côtier de Nouvelle Guinée (NGCC). Au nord de la mer des Salomon, les convergences du MC et du NGCU alimentent l'EUC avec une contribution notable du NGCU (Hu et al., 2015).

### 2.1.2 Variabilité temporelle

L'océan Pacifique tropical varie sur une large gamme d'échelles temporelles. La principale source de variabilité est l'atmosphère. Elle pilote les variations basses fréquences décennale et inter annuelle de type ENSO (El Niño Southern Oscillation), le cycle saisonnier, l'intrasaisonnier en réponse à l'oscillation de Madden Julian (MJO) et enfin la haute fréquence des ondes d'inertie gravité en réponse à la haute fréquence du vent. Indépendamment du forçage externe, les instabilités au sein de l'océan constitue une source de sa variabilité. On parle dans ce cas de variabilité intrinsèque. La signature la plus connue en variabilité intrinsèque est celle des ondes tropicales d'instabilité (TIWs) associées aux cisaillements des différents courants équatoriaux (NECC, SEC, EUC). Dans la suite, nous explicitons ces différents types de variabilité.

#### 2.1.2.1 Variabilité interannuelle et décennale

ENSO est le principal mode de variabilité inter annuelle à l'échelle globale. Il désigne une variabilité couplée océan/atmosphère sur une période de 2 à 7 ans dans le Pacifique tropical (Yang et al., 1997). L'ENSO est une combinaison du phénomène El Niño de l'océan et des oscillations australes dans l'atmosphère. El Niño ("l'enfant Jésus" en espagnol) à l'origine, désignait l'apparition certaines années entre Noël et Avril d'un courant chaud s'écoulant vers le sud le long des côtes de l'Amérique du sud (Pérou, équateur, Chili). L'oscillation australe (SO, Southern Oscillation), mise en évidence par Walker en 1923, décrit les variations de pression atmosphérique au niveau de la mer entre la région Australo-indienne (basse pression) et le Pacifique Tropical sud-est (haute pression). Bjerknes (1969) fut le premier à établir le lien entre El Niño et l'oscillation australe. En phase négative de la SO (Fig.2.4), les pressions sont anormalement faibles dans le Pacifique sud-est et anormalement fortes sur l'Indonésie. Par conséquent, les alizés sont anormalement faibles. Cette phase négative est associée à un El Niño et donc aux températures de surface océanique anormalement chaudes à l'est du Pacifique. Le scénario inverse se produit en phase positive de la SO où les alizés sont anormalement forts. Cela se traduit par un déplacement vers l'ouest du réservoir d'eaux chaudes. On parle alors de La Niña. L'aspect

couplé océan/atmosphère d'ENSO est associé à des rétractions positives pour le développement de la phase mature d'ENSO et des rétroactions négatives pour permettre un retour vers un état normal.

Un épisode El Niño se caractérise par une phase d'initiation où des anomalies de SST sont observées à l'est du réservoir d'eaux chaudes. Le gradient zonal de température est donc moins prononcé avec pour conséquence l'affaiblissement des alizés. Ces derniers advectent donc moins d'eaux chaudes, le gradient de température continue de diminuer et les anomalies de SST migrent vers l'est. Par conséquent la thermocline remonte à l'ouest et s'approfondit à l'Est. C'est la phase mature d'ENSO où la cellule de Walker et sa zone de convection se déplacent vers l'Est emportant dans leur sillage les précipitations. L'affaiblissement des alizés peut s'accompagner de coups de vent d'ouest (Westerly Wind Burst, WWB) qui vont générer des ondes de Kelvin équatoriales de downwelling et des ondes de Rossby d'upwelling. Ces ondes, en aplatissant la thermocline, font que les remontées d'eaux par les upwellings du Pacifique est et le long de l'équateur soient anormalement chaudes, réduisant d'autant le gradient de température le long de l'équateur. Le retour à la normal nécessite des rétroactions actions négatives du système couplé océan/atmosphère. Quatre théories d'oscillateurs naturels et auto-entretenus ont été avancées pour ces rétroactions négatives. Il s'agit de la théorie de l'oscillateur retardé (Battisti and Hirst, 1989; Suarez and Schopf, 1988), l'oscillateur de recharge/décharge (Jin, 1997), l'oscillateur du Pacifique Équatorial ouest (Wang et al., 1999; Weisberg and Wang, 1997), l'oscillateur advectif/réfléctif (Picaut et al., 1989). Une théorie unifiant les quatre précédentes a été proposée par Wang (2001).

Un épisode La Niña est davantage vu comme l'accentuation de l'état normal (Fig.2.4, à droite). Les alizés sont renforcés. Les eaux chaudes se concentrent à l'extrémité ouest du Pacifique. La convection profonde et les pluies deviennent plus intenses sur le continent Asiatique. A l'est du Pacifique, la thermocline remonte plus en surface, les températures sont anormalement froides par conséquent le gradient de température et l'intensité de la cellule de Walker s'accroissent. La Niña ne peut être vue comme le symétrique d'El Niño . Les deux événements ne sont pas forcément de durée égales, en plus, un événement El Niño n'est pas toujours suivi d'un La Niña.

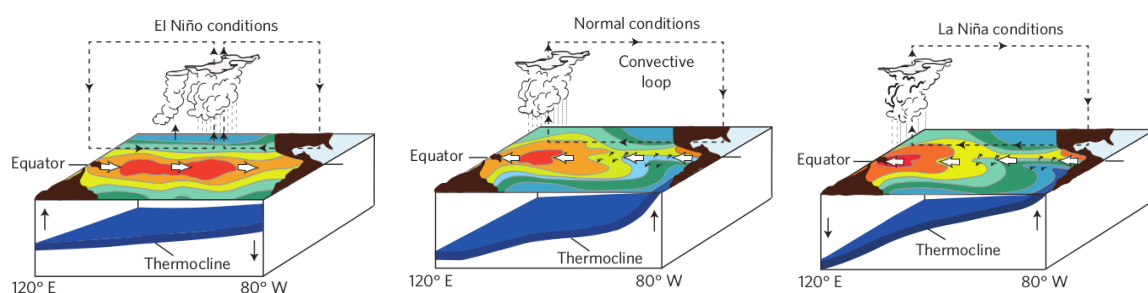


FIGURE 2.4 – Condition atmosphérique et océanique dans le Pacifique tropical, à gauche en période El Niño, au milieu en période normale et à droite en situation La Niña. Source : McPhaden (2015)

L'intensité ainsi que la durée des événements ENSO (El Niño/La Niña) peuvent être caractérisées par deux indices (il en existe d'autres) :

⇒ Le SOI (Southern Oscillation Index) est un indice atmosphérique obtenu en faisant la différence entre la pression au niveau de la mer à Darwin (Australie) et celle mesurée à Tahiti

(Polynésie Française). Un SOI supérieur à 0.5 marque une période La Niña tandis qu'un SOI inférieur à -0.5 marque un El Niño (Fig.2.5). L'indice SOI a l'avantage d'être disponible à partir 1882. Son usage permet des connections interdisciplinaires notamment avec la paléoclimatologie (collaboration dans lesquelles Thierry Delcroix s'investit énormément).

⇒ L'indice Niño 3.4 est un indice océanique. Il représente les anomalies de température de surface moyennées dans le Pacifique central équatorial (5°S-5°N/170°W-120°W) pour une période de 5 mois. Des anomalies positives supérieures à 0.4°C pendant au moins 6 mois consécutifs permettent de définir un événement El Niño. De même des anomalies négatives inférieures à 0.4°C permettent de définir un événement La Niña.

La variation temporelle des indices d'ENSO témoignent de la complexité du phénomène. Si depuis les années 1980 et le programme TOGA, des progrès importants ont été fait dans la compréhension d'ENSO, l'élément déclencheur d'un événement ENSO n'est pas bien pas connu avec certitude. Ceci limite la prédictibilité du phénomène et indique que les théories existantes restent incomplètes.

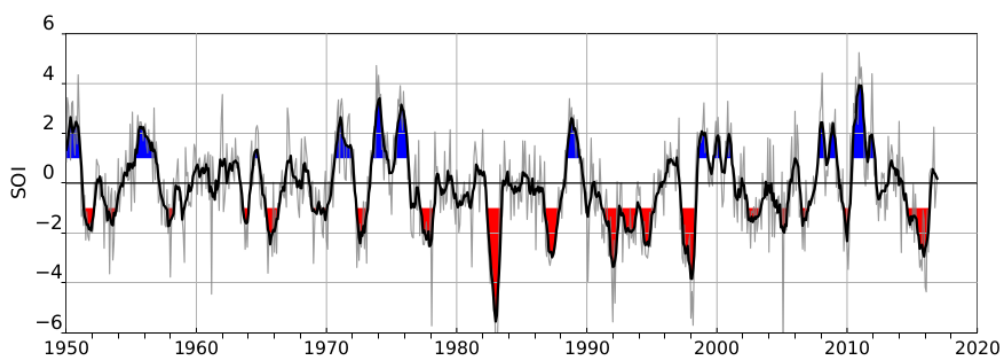


FIGURE 2.5 – Indice SOI de 1950 à 2018. Les ombrages bleus et rouges indiquent respectivement les périodes Niña et Niño

Les travaux récents font état d'une diversité d'ENSO (Capotondi et al., 2015). La classification tient surtout sur la région dans laquelle les anomalies de températures de surface de l'océan sont le plus marquées. On distingue les El Niño du Pacifique est et les El Niño du Pacifique central (ou Niño Modoki).

Il y a des périodes au cours desquelles les ENSO sont plus intenses et se caractérisent par un nombre plus ou moins important d'El Niño ou de la Niña. Ces changements sont observés sur des échelles décennales ou multi décennales et correspondent à la modulation basse fréquence de l'ENSO. Les variations des caractéristiques d'ENSO sur ces périodes de temps peuvent être attribuées à des processus locaux propres à la région tropicale (asymétrie entre El Niño et Niña, les interactions non linéaires entre cycles saisonniers et inter annuel, le forçage stochastique mais aussi à des processus extra tropicaux impliquant les connexions entre subtropiques et tropiques. On peut distinguer :

⇒ Des processus linéaires liés à l'émission d'ondes de Rossby aux latitudes moyennes se propageant lentement et se réfléchissant en ondes de Kelvin côtières se propageant vers l'équateur.

⇒ Des ponts océaniques par lesquels la variabilité océanique subtropicale est transmise aux tropiques par les cellules de recirculation méridienne (SubTropical Cells, STCs).

Je détaille ici ces STCs qui motivent en partie l'étude de la mer des Salomon et des courants de bord ouest présentés dans cette thèse. Les STCs (McCreary Jr and Lu, 1994) sont des cellules de circulation méridienne peu profonde (<500 m) dans lesquelles les eaux de surfaces des régions subtropicales sont subductées dans la thermocline permanente et transportées vers l'équateur via les LLWBCs ou l'océan intérieur. Les eaux subtropicales sont ensuite advectées vers l'est par l'EUC et upwellées dans le Pacifique équatorial Est avant d'être redirigées vers les tropiques par le transport divergent d'Ekman. Des études basées sur des observations (Johnson and McPhaden, 1999; McPhaden and Zhang, 2002) et des modèles numériques (Kleeman et al., 1999; Solomon and Wainer, 2006) mettent en évidence la circulation méridienne des STCs. Ces études donnent aussi une meilleure visibilité sur les mécanismes associés aux STCs ainsi que sur les chemins suivis par les STCs. Deux mécanismes sont proposés pour évoquer le forçage de la variabilité équatoriale par les STCs. Le mécanisme proposé par Gu (1997) (mécanisme VT') est basé sur l'advection d'anomalies de température. Les anomalies de température sont la conséquence d'anomalies de flux de chaleur de surface dans les régions de formation des eaux modales. Les anomalies sont censées atteindre l'équateur et impacter sa température de surface. Des zones d'ombres existent encore sur le devenir de ces anomalies et leur transport vers l'équateur. Luo (2005), par exemple, parle plutôt d'anomalies de spiciness (anomalies de température et de salinité se compensant) générées par un mécanisme d'injection et non de subduction.

Le second mécanisme nommé mécanisme V'T a été proposé par Kleeman et al. (1999). Il repose sur les fluctuations de la quantité d'eau drainée vers l'équateur par les STCs. Les observations de McPhaden and Zhang (2002) et les simulations de Zhang and McPhaden (2006) confirment cette hypothèse. Elles montrent un affaiblissement donc une diminution de la quantité d'eau drainée par la circulation des STCs de 1970 à 1990 (environs 11 Sv) et une intensification depuis la fin du vingtième siècle. Les variations décennales d'eaux transportées vers l'équateur par les STCs sont consistantes avec les anomalies de SST observées dans le pacifique équatorial (Cheng et al., 2007) : l'intensification des STCs apporte plus d'eaux froides dans la thermocline équatoriale conduisant à des anomalies froides de SST équatoriale. Les transports par les STCs des hémisphères nord (nSTCs) et Sud (sSTCs) ne sont pas équivalents. Dans l'océan intérieur, les sSTCs transportent environs trois fois plus d'eaux que les nSTCs (Johnson and McPhaden, 1999). En effet, l'ITCZ crée une barrière de vorticité potentielle dans l'hémisphère nord empêchant les eaux d'aller directement vers l' quateur. Dans le sud le chemin d'accès vers les tropiques est assez direct. La branche de la sSTCs associée aux LLWBCs serait la principale source de l'EUC (Blanke and Raynaud, 1997; Grenier et al., 2011; Tsuchiya et al., 1989). Le Pacifique Sud se place alors comme une région d'intérêt pour la compréhension d'ENSO et les échanges extra tropiques-tropiques.

### 2.1.2.2 Variabilité saisonnière

Le fait qu'ENSO tende à être en phase avec le cycle saisonnier du Pacifique tropical avec l'occurrence d'anomalies de SST vers le mois de Décembre, illustre l'importance des interactions d'échelle dans les tropiques. Le cycle saisonnier de l'océan Pacifique tropical est une combinaison

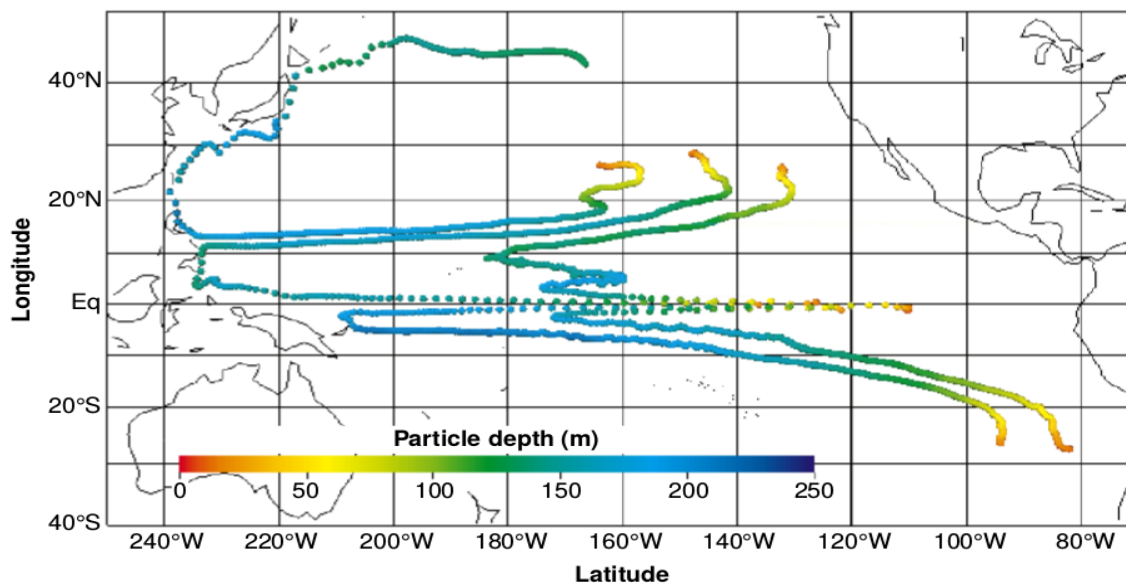


FIGURE 2.6 – Trajectoire sur 16 ans des particules de la STC. Les couleurs indiquent la profondeur des particules. La subduction des particules a lieu aux côtes de la Californie et de l'Amérique du Sud, l'upwelling se fait dans le Pacifique équatorial central. Source : (Gu, 1997)

de variabilité annuelle et semi annuelle qui interagissent de manière non triviale en réponse au forçage atmosphérique.

La circulation atmosphérique est dominée par la migration méridienne de l'ITCZ qui se traduit par un fort cycle annuel des vents au niveau du Pacifique central et est. Dans le Pacifique ouest, le vent est influencé par la mousson asiatique, il a une variabilité semi annuelle. Le cycle annuel du stress zonal du vent est donc décrit par une combinaison de variabilité annuelle et semi annuelle. La variabilité annuelle se propage vers l'ouest et introduit des déphasages importants entre l'ouest et l'est du Pacifique central. La variabilité semi annuelle est quant à elle stationnaire et localisée principalement dans la partie ouest du bassin.

Le cycle saisonnier de la réponse océanique est plus compliqué avec des patterns qui résultent d'ajustements et d'interactions aux différents forçages atmosphériques. Ces patterns de variabilité sont particulièrement actifs entre  $15^{\circ}\text{N}$  et  $15^{\circ}\text{S}$ , et particulièrement faibles au-delà de ces latitudes. Ils sont dominés par des variations semi annuelles dans l'ouest et l'est du Pacifique équatorial et des variations annuelles dans la partie centrale du Pacifique. Les oscillations annuelles se propagent vers l'ouest sous forme d'ondes de Rossby équatoriales raisonnantes en réponse au forçage du vent dans le centre et l'est du bassin. Les oscillations semi annuelles se propagent vers l'est sans que l'on ait vraiment encore compris l'ensemble des mécanismes en jeu. Il semble qu'en plus des ondes de Kelvin forcées par la composante semi annuelle du stress zonal de vent dans la partie ouest du bassin, la signature dans l'est du bassin résulte d'abruptes relaxation/intensification des alizés.

Les courants zonaux présentent des différences notables dans leur variabilité en terme de migration méridienne et d'amplitude. La variabilité du SEC et du SECC est particulièrement présente dans les parties centrale et ouest du bassin alors que celle du NECC concerne l'ensemble du bassin. Pour le NEC, elle est davantage présente dans les parties est et ouest du bassin que dans la partie centrale. Dans la partie centrale du Pacifique, le cycle saisonnier est associé à

la migration méridienne de l'ITCZ et de la SPCZ, les régions concernées sont respectivement celles où s'écoulent le NECC et le SECC. Durant le printemps boréal, les vents sont faibles, l'ITCZ est proche de l'équateur. Par conséquent, les courants de surface sont faibles, l'EUC atteint son amplitude maximale et atteint la surface dans la partie est du bassin avec pour effet de renverser le SEC qui s'écoule contre le vent. L'ITCZ migre vers le nord au cours de la seconde moitié de l'année pour atteindre 10°N (Tchilibou et al., 2015). Cette migration est associée à une intensification des alizés de sud-est et les courants de surface comme le SEC et le NECC s'intensifient alors que l'EUC baisse d'intensité. Plus au nord, le NEC présente une faible signature saisonnière. Dans le Pacifique tropical sud-ouest, la variabilité du SECC est une réponse aux ondes de Rossby raisonnantes forcées dans le centre du Pacifique et des ondes de Rossby forcées par la mousson locale (Chen and Qiu, 2004). La conjugaison de ces ondes et des différences de phase fonction de la latitude résultent en une variabilité du SECC maximum en mars et minimum en août.

### 2.1.2.3 Variabilité intra-saisonnière

La variabilité intra-saisonnière du Pacifique tropical couvre un large spectre de dynamique linéaire/non linéaire et une large gamme d'échelle spatiale. Les phénomènes les plus connus sont les ondes de Kelvin intra-saisonnières forcées par l'oscillation de Madden and Julian (MJO), les ondes infra-gravitaires associées au forçage haute fréquence du vent, les ondes tropicales d'instabilité résultant des instabilités des grands courants équatoriaux, la variabilité mésoéchelle intrinsèque de l'océan.

#### - Ondes de Kelvin intra-saisonnières et ondes infra-gravitaires :

Des ondes de Kelvin intra-saisonnières se propageant de façon cohérentes tout le long de l'équateur ont été mises en évidence à partir des observations des bouées du réseau TOGA/TAO, ainsi qu'à partir des mesures altimétriques satellitaires (Cravatte, 2003; Kessler et al., 1995). Ces ondes apparaissent forcées principalement dans l'ouest du Pacifique par les oscillations intra-saisonnières de l'atmosphère tropicale dont le mode dominant est la MJO. La MJO se développe dans l'océan Indien et se propage vers l'est à travers le Pacifique équatorial dans une large gamme de périodes entre 30-60 jours (Madden and Julian, 1994; Wang et al., 2016). Récemment, Wang et al. (2006) ont confirmé que la variabilité intra-saisonnière pour les grandes échelles (>500 km) dans le Pacifique équatorial ouest est principalement associée aux ondes baroclines en réponse à la MJO.

Une autre source de variabilité intra-saisonnière dans la bande équatoriale est associée aux ondes équatoriales d'inertie-gravité. Ceux-ci sont la réponse au forçage atmosphérique haute fréquence. Les ondes d'inertie-gravité se propagent à grande échelle et à des périodes inférieures à 15 jours. Elles ont été identifiées pour la première fois par Wunsch and Gill (1976) à partir de données marégraphiques. Farrar and Durland (2012) les ont récemment mis en évidence au travers d'analyses spectrales de la hauteur dynamique et du vent, ils ont utilisé les mesures du réseau de bouées TAO/TRITON couvrant le Pacifique équatorial.

#### - Ondes tropicales d'instabilité :

Les ondes tropicales d'instabilités (Tropical Instability Waves, TIWs) ont été mises en évidence à l'aide des mesures satellitaires de niveau de la mer ainsi que de température de surface

(Fig.2.7). Elles se propagent vers l'ouest avec des périodes de 20-40 jours et ont des longueurs d'onde de l'ordre de 800 à 2000 km (Willett et al., 2006). Elles ont été étudiées lors d'une expérience dédiée : Tropical Instability wave Experiment (Kennan and Flament, 2000). On distingue 2 types de TIWs. Vers 3°N-5°N, les TIWs sont associées au cisaillement horizontal du système SEC/NECC. Le cisaillement génère des oscillations méridiennes de la vitesse sous forme d'ondes de Rossby instables. Les TIWs peuvent se transformer en de larges tourbillons anticycloniques appelés Tropical Instability Vortices (TIVs). Les TIWs centrés sur l'équateur sont associées au cisaillement vertical du système SEC/EUC sous la forme d'ondes équatoriales de Yanai (Lee et al., 2012; Lyman et al., 2007). Les TIWs (les deux types) et TIVs sont particulièrement actives en automne et hiver boréal en lien avec l'intensité des cisaillements des courants équatoriaux.

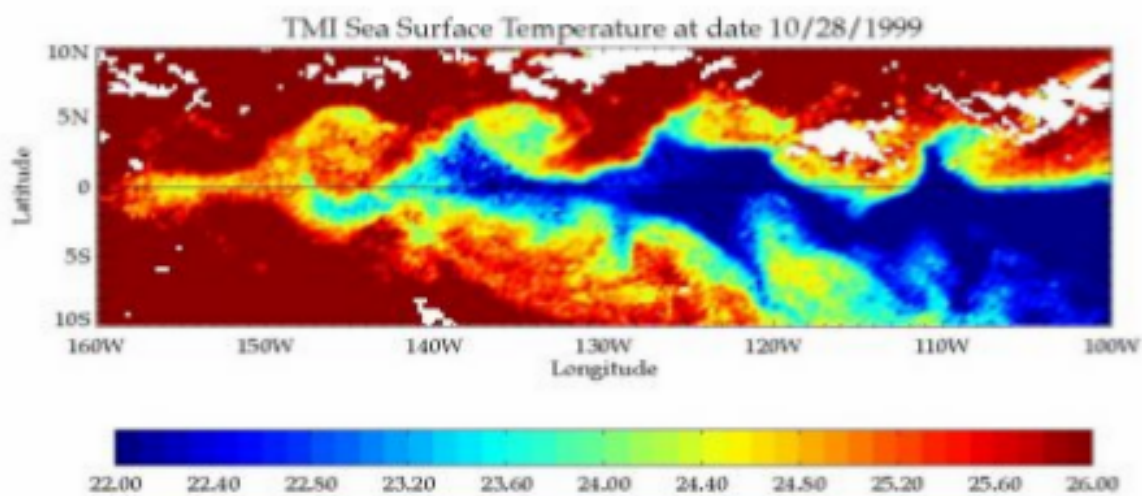


FIGURE 2.7 – Température de surface du 28/10/1999 dans le Pacifique tropical central. Le front de température et le tourbillon autour marquent la propagation des TIWs/TIV.

### - La méso échelle dans le Pacifique tropical

Il existe très peu d'articles s'intéressant à la méso et sous mésoéchelle tropicale. Ubelmann and Fu (2011), à partir d'une simulation à 18 km de résolution horizontale, décrivent les caractéristiques des structures cohérentes qu'ils ont dénombrés dans le Pacifique tropical. Pour les latitudes au-delà de 10°, les structures de vorticité sont relativement homogènes avec des échelles inférieures à 100 km (Fig.2.8). Dans la bande 8°N-8°S, on observe une diversité de structures de diamètre inférieure à 600 km. Au niveau de l'équateur, les structures sont principalement de taille modérée (~ 200 km) et tournent en majorité dans le sens antihoraire. Wang et al. (2016) ont montré dans le Pacifique tropical (voir équatorial) sud-ouest que les petites échelles (< 200 km) sont dominées par la variabilité intrinsèque de l'océan. Entre 2° et 8° de chaque hémisphère, les structures de petite taille (< 200 km) sont principalement anticycloniques, et correspondent à de la sous méso échelle induite par les ondes tropicales d'instabilité (TIWs) et des instabilités de couche mélangée (Marchesiello et al., 2011; Menkes et al., 2006; Willett et al., 2006). Au nord de l'équateur on observe de larges tourbillons cycloniques (~500 km) qui correspondent aux TIVs (Kennan and Flament, 2000; Lyman et al., 2007).

Les structures mésoéchelles du Pacifique tropical ont des signatures variantes sur le niveau de la mer. L'empreinte des TIVs sur le niveau de la mer atteint 15 cm. La signature des structures



cohérentes plus petites varie de 2 à 8 cm. Il faut également signaler que les TIVs détectés par Ubelmann and Fu (2011) sont non linéaires. En effet, elles se propagent vers l'ouest en déviant vers l'équateur avec une vitesse moyenne (0.3-0.5 m/s) supérieure au courant moyen. Dans le reste de la bande 15°S-15°N, il y a un mélange de tourbillons linéaires et non linéaires.

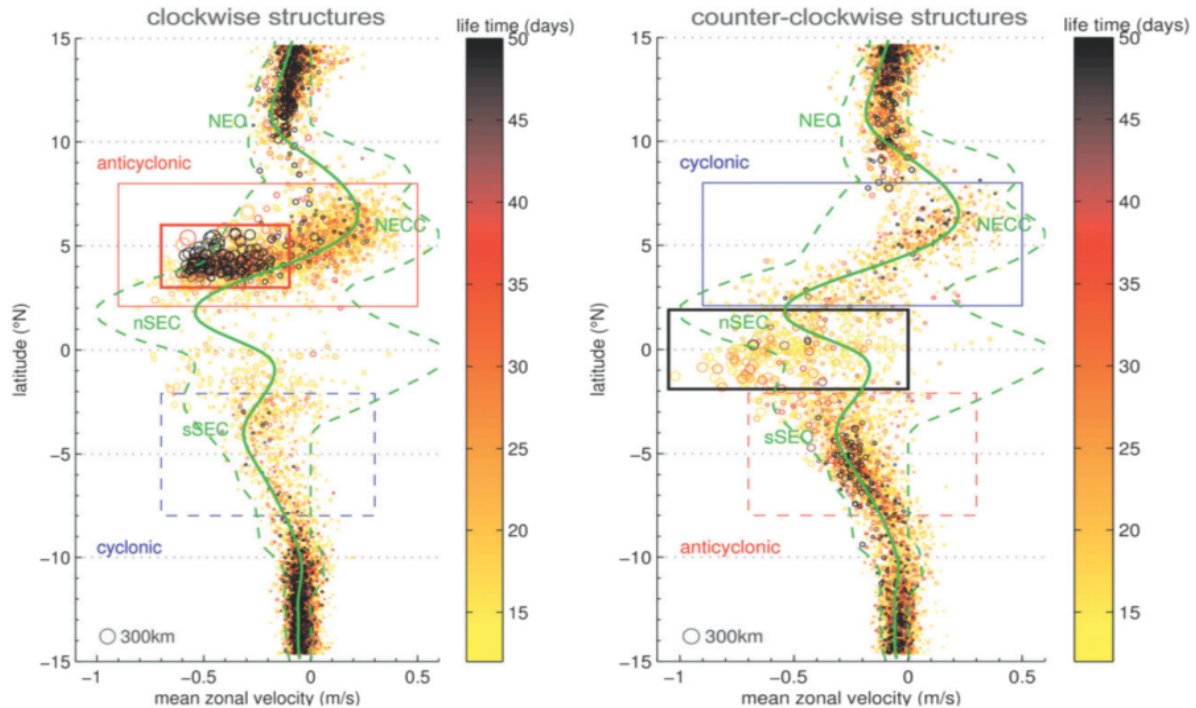


FIGURE 2.8 – Nuages de points représentant le diamètres des structures tourbillonnaires suivies pendant 15 ans entre 200°-250°E et de durée de vie supérieure à 10 jours. La vitesse zonale moyenne de la structure et sa position moyenne sont indiquées respectivement suivant les axes des abscisses et des ordonnées. La couleur indique la durée de vie. A gauche, le nuage des points pour les anticyclones et à droite celui des cyclones. Source :Ubelmann and Fu (2011)

## 2.2 Circulation dans la Mer de Salomon – une région méso-échelle dans les tropiques

La mer des Salomon est une mer semi-fermée située au nord de la mer des Corail dans le Pacifique Sud-ouest (Fig.2.9). Elle est limitée à l'est par les îles Salomon (Solomon Island, SI), au nord par les îles de la Nouvelle-Bretagne (NB, New Britain) et la Nouvelle-Irlande (NI, New-ireland) et à l'ouest par la Papouasie Nouvelle Guinée (PNG, Papua New Guinea). La bathymétrie de la mer des Salomon est très complexe. Elle est constituée de nombreux détroits connectant la mer des Salomon à l'océan ouvert. De nombreux îlots et d'importantes zones récifales émergent en surface (par exemple : archipel de Wooklards). Les fosses sous-marine peuvent atteindre 6000 m de profondeur et plus dans la mer des Salomon. Trois principaux passages au nord relient la mer des Salomon à l'équateur : le détroit de Vitiaz d'environ 42 km de largeur, le canal de Saint Georges (15 km) et le détroit des Salomon (170 km). L'existence de ces trois passages fait de la mer des Salomon une région clef reliant les subtropiques à l'équateur. Les LLWBCs, notamment le NGCU, traversent la mer des Salomon transportant les eaux des

régions subtropicales vers l'équateur. Les eaux sortantes de la mer des Salomon sont la principale source d'alimentation de l'EUC (Fukumori et al., 2004; Tsuchiya, 1981; Tsuchiya et al., 1989). En émergeant en surface dans le Pacifique est, elles sont susceptibles de conditionner les interactions océan/atmosphère cruciales pour ENSO. Ainsi, tout changement de l'intensité du transport des masses (quantité d'eaux) ou des caractéristiques des masses d'eaux à travers la mer des Salomon peut influencer le cycle d'ENSO.

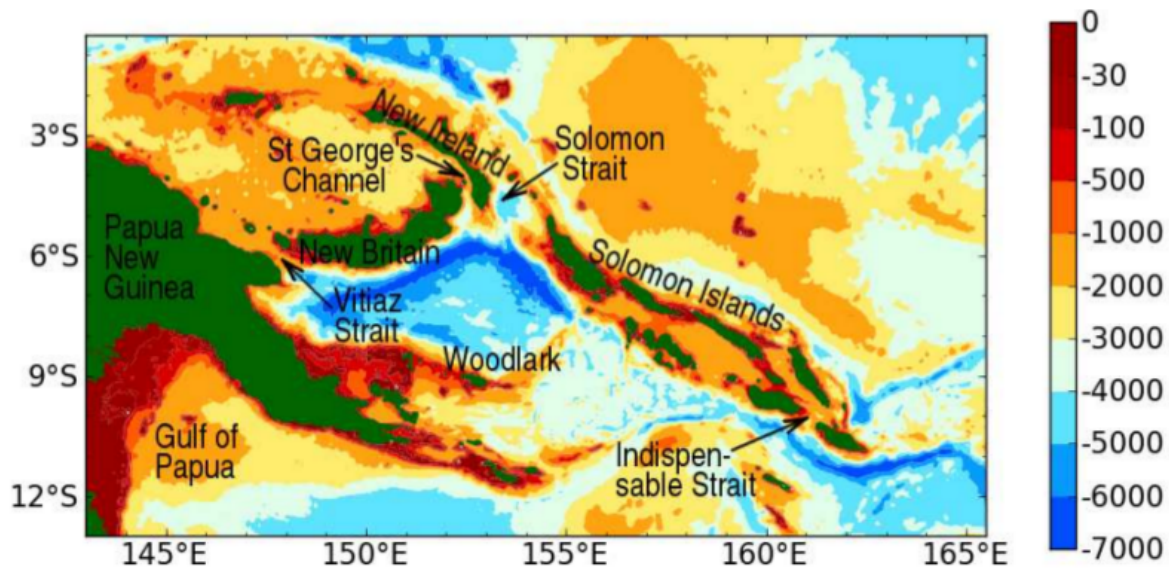


FIGURE 2.9 – Bathymétrie de la mer des Salomon (en mètre). Les îles et détroits sont indiquées. Source :Djath (2014)

Le rôle potentiel de la mer des Solomon dans la circulation grande échelle et la variabilité climatique a motivé le projet CLIVAR/SPICE (Southwest Pacific Ocean Circulation and Climate Experiment). Une première synthèse des résultats de SPICE se trouve dans l'article de Ganachaud et al. (2014). Ces résultats ont été possible grâce aux efforts importants en terme de mesures in-situ et de modélisation haute résolution initiés par SPICE. La circulation moyenne en mer des Salomon, la variabilité ainsi que les transformations de masses d'eaux dans la mer des Salomon sont mieux connues que par le passé. Nous reprenons quelques unes des caractéristiques de la mer des Salomon dans la suite.

### 2.2.1 Circulation moyenne :

Le schéma de circulation moyen a été analysé à partir de simulations régionales dédiées (Djath et al., 2014b; Melet et al., 2010) puis confirmé par les analyses des données SADCP (Cravatte et al., 2011) et des bouées dérivantes (Hristova et al., 2014). La mer des Salomon est alimentée par différents courants que sont : le GPC et NVJ à la frontière sud et le SEC au niveau du détroit des Salomon (Fig.2.10). Le cœur du GPC est en subsurface au niveau de la thermocline. Il entre en mer des Salomon en contournant l'extrémité est de l'archipel des Louisiades pour former le NGCU. Le transport du GPC est de l'ordre de 15 Sv entre la surface et 300 m de profondeur. Le NGCU s'écoule le long des côtes tourmentées de la Papouasie Nouvelle Guinée. Il se divise une première fois au niveau de la chaîne des Woodlark et une seconde fois au travers



différentes phases d'ENSO. Lorsqu'un El Niño se développe, les bifurcations des courants sur l'ensemble du Pacifique se font à des latitudes plus au Nord, le GPC est minimum alors que le NVJ est maximum (Hu et al., 2015). Les anomalies de transport en mer des Salomon (de l'ordre de 7.5 Sv) sont confinées principalement dans les 250 premiers mètres sous la surface. Les anomalies de transports sont capables de modifier la circulation en mer des Salomon de manière non symétrique. En fait, on observe un contrôle bathymétrique au niveau du détroit de Vitiaz particulièrement actif pendant les phases El Niño et une augmentation drastique du SSI pendant les phases La Niña.

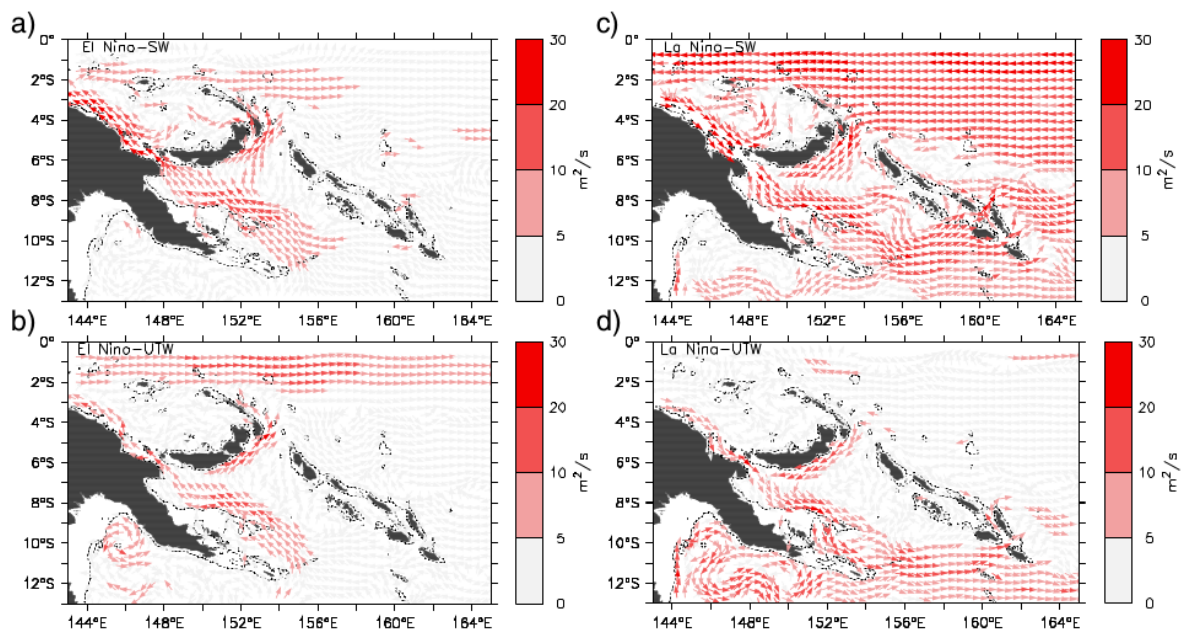


FIGURE 2.11 – Composite des anomalies de circulation dans la mer des Salomon pour les eaux de surfaces (en haut) et les eaux de la thermocline (en bas) pendant les périodes el Niño (à gauche) et la Niña (à droite). Source :Melet et al. (2013)

### 2.2.2.2 Variabilité saisonnière :

La variabilité saisonnière en mer des Salomon présente des déphasages importants d'un endroit à un autre. C'est l'illustration de la complexité de cette signature océanique comparée aux forçages atmosphériques dominés par la mousson de sud est en hiver austral et une mousson de nord ouest en été austral. La variabilité saisonnière résulte d'une combinaison associant les ondes de Rossby raisonnantes et les ondes de Rossby forcées localement au sud de 10°S. Les ondes de Rossby raisonnantes se propagent vers l'ouest au nord de 10°S et arrivent au niveau du détroit des Salomon. Les ondes de Rossby forcées localement induisent une variation de l'intensité de la gyre subtropicale ouest et du NVJ associé. La variabilité saisonnière est cohérente entre la surface et la thermocline (Fig.2.12). Les anomalies de transport vers le nord sont observées entre juin et novembre tandis que des anomalies de transport vers le sud apparaissent entre décembre et mai.

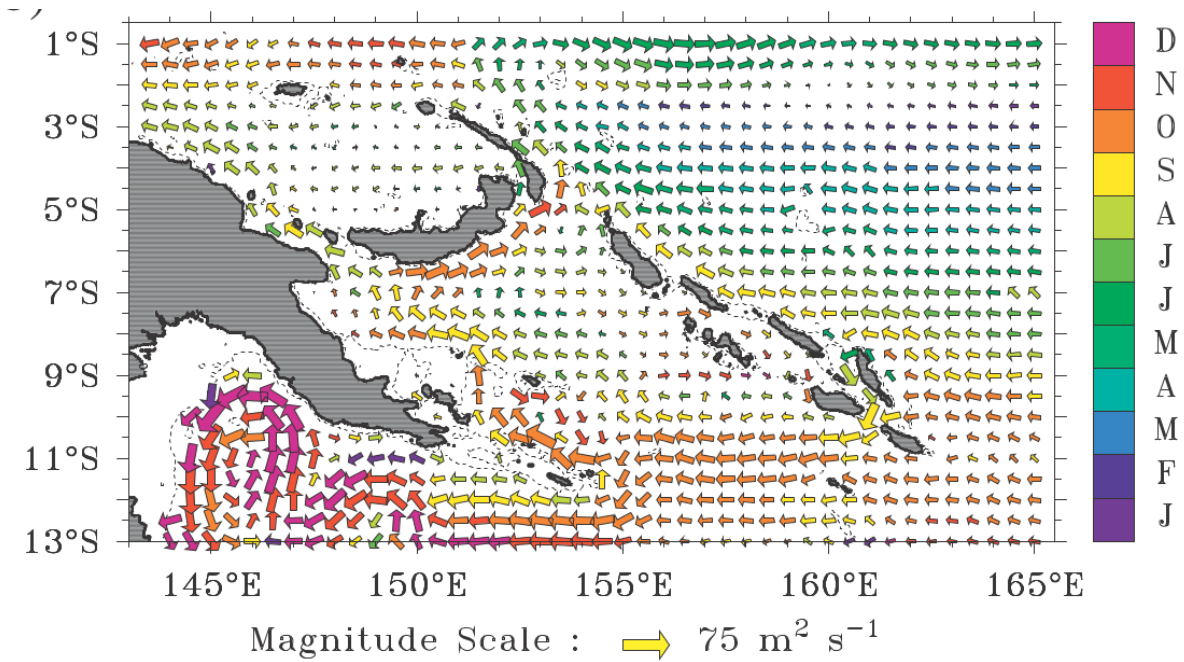


FIGURE 2.12 – Cycle annuel du transport au sein de la thermocline dans la mer des Salomon. Les couleurs correspondent au mois de maximum de transport dans la direction indiquée par la flèche. Source : Melet et al. (2010)

### 2.2.2.3 Variabilité mésoéchelle :

Les contraintes bathymétriques, ainsi que les interactions entre les LLWBCs et le SSI génèrent des fortes instabilités de la circulation en mer des Salomon qui induisent une forte activité mésoéchelle. Cette signature mésoéchelle a pu être observée à partir de planeurs sous-marins (Davis et al., 2012; Gourdeau et al., 2017) et étudiée à l'aide de simulations régionales haute résolution (Gourdeau et al., 2017, 2014; Hristova et al., 2014). Elle se traduit par des tourbillons cycloniques générés dans la partie sud du bassin qui se trouvent advectés vers le nord par les LLWBCs (Fig.2.13, à gauche). Ils peuvent alors se fondre avec les structures cycloniques stationnaires associés à la circulation moyenne au nord du bassin. Les tourbillons anticycloniques sont moins nombreux. Ils sont générés dans la partie est du bassin en lien avec l'intrusion du SSI. Ils se propagent vers l'ouest avant de se dissiper au niveau des LLWBCs. Ces tourbillons affectent principalement les eaux des couches de surface et de la thermocline supérieures (les premiers 150 mètres sous la surface). L'activité mésoéchelle est largement modulée aux échelles saisonnière et interannuelle (Fig.2.13, à droite). Aux échelles saisonnières, elle est maximum vers mai-juin et minimum en septembre. Aux échelles interannuelles, elle est particulièrement limitée pendant les phases El Niño alors qu'elle est particulièrement active pendant les phases La Niña en lien avec l'intensité du SSI.

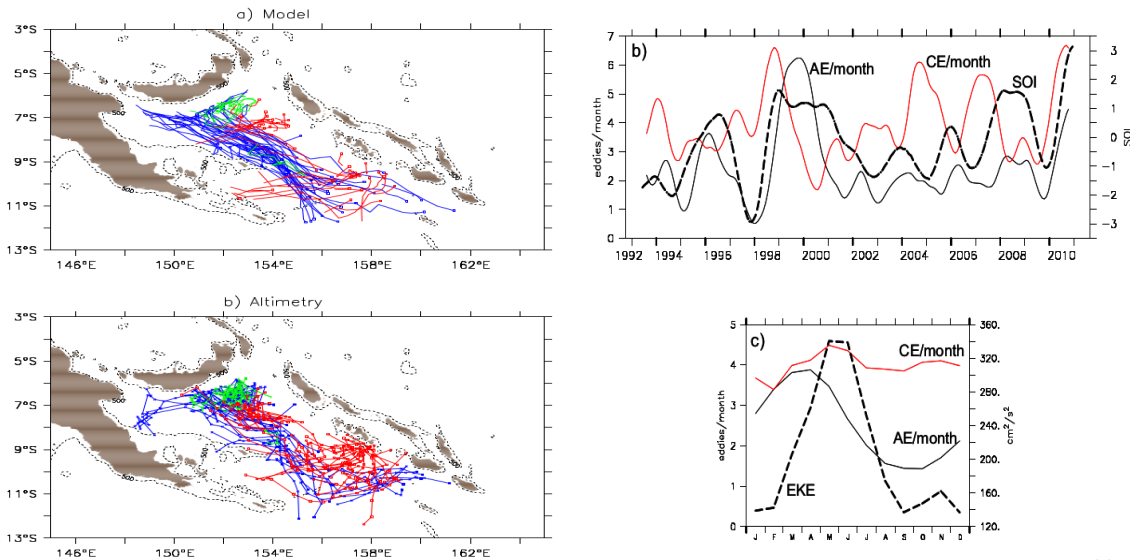


FIGURE 2.13 – A gauche : Distribution des cyclones en mouvement (bleu), des cyclones stationnaires (en vert) et des anticyclones (rouge) dans la mer des Salomon tel que vu par le modèle (en haut) et l’altimétrie (en bas). A droite et en haut : Série temporelle du nombre par mois de cyclones (rouge) et d’anticyclones (noir). L’indice SOI est en trait interrompu noir. A droite et en bas : Cycle saisonnier du nombre par mois de cyclones (rouge) et d’anticyclones (noir). Le cycle saisonnier d’EKE est trait interrompu noir Source : Gourdeau et al. (2017, 2014)

#### 2.2.2.4 Transformation de masses d’eaux :

La mer des Salomon est le siège de transformation de masses d’eaux qui participent à conditionner les caractéristiques des eaux équatoriales (Fig. 2.14). Modèle et observation montrent que, le maximum du sel des eaux de la thermocline associées à la SPTW (South Pacific tropical Water), est érodé entre l’entrée et la sortie de la mer des Salomon (Djath et al., 2014b; Germineaud et al., 2016; Melet et al., 2011). Les différentes branches des LLWBCs en mer des Salomon ont des signatures distinctes en salinité, oxygène et éléments nutritifs. Les processus de mélange semblent particulièrement actifs aux niveaux des détroits et de l’archipel des Woodlark (Alberty et al., 2017). Les processus conduisant aux changements des propriétés des masses d’eaux méritent encore d’être étudiés. Ils peuvent être associés aux interactions des LLWBCs avec la bathymétrie, à l’activité méso et sous mésoéchelle mais également aux marées internes particulièrement fortes dans cette région. Melet et al. (2011) ont montré à partir de leur simulation que le mélange diapycnal explique en grande partie les transformations observées et que la paramétrisation de la marée interne dans leur modèle améliore les comparaisons aux observations. La paramétrisation explique à elle seule un tiers du mélange au niveau de la SPTW.

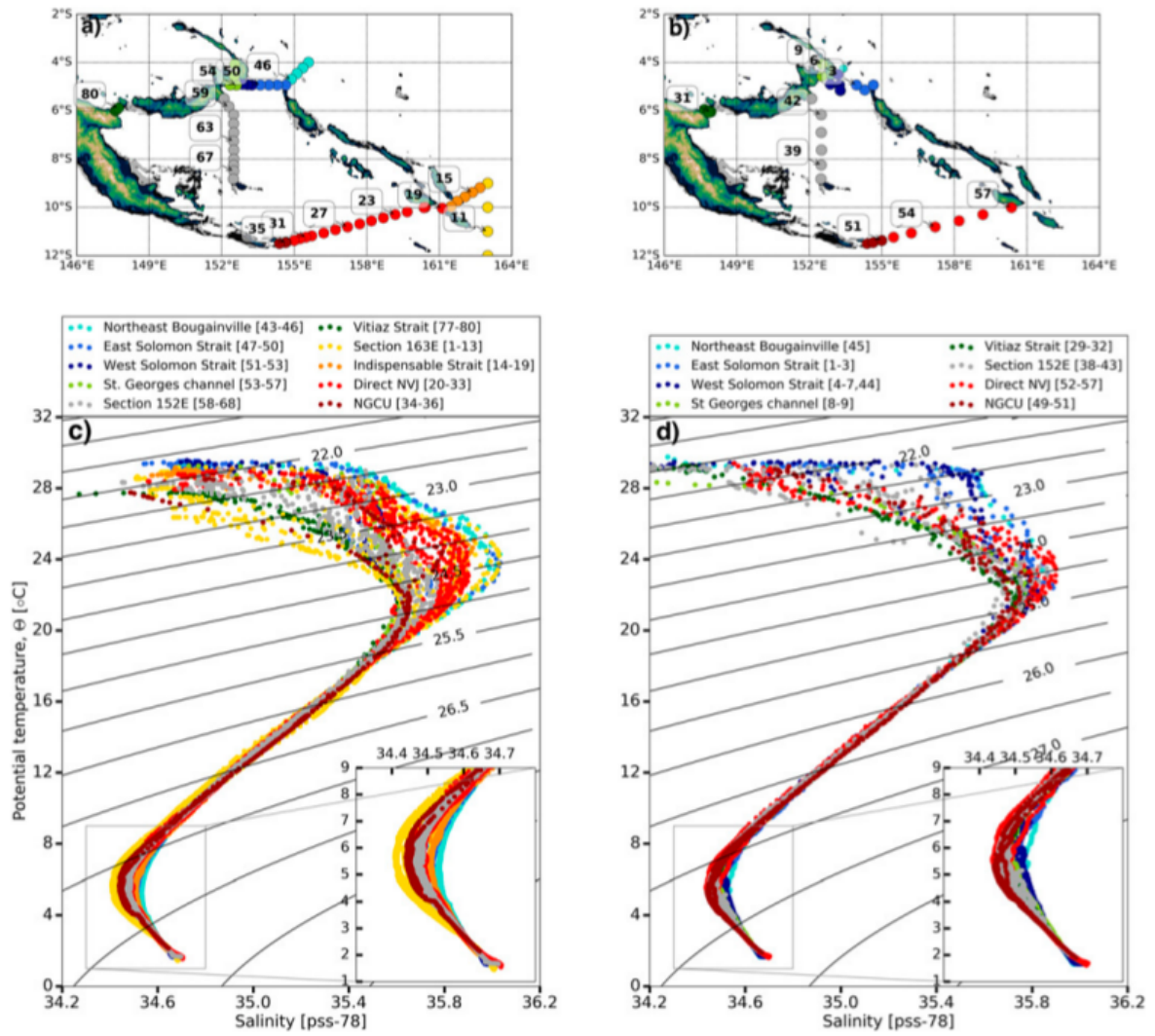


FIGURE 2.14 – Diagrammes TS à différents points de stations de mesure pendant les campagnes Pandora (à gauche) et Moorspice (à droite). Source :germinaul et al 2017

# Chapitre 3

## Eléments de dynamique :

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Turbulence : rappel théorique . . . . .</b>	<b>30</b>
3.1.1	Turbulence 3D . . . . .	32
3.1.2	Turbulence 2D : . . . . .	33
3.1.3	Turbulence Géostrophique : . . . . .	36
<b>3.2</b>	<b>Ondes . . . . .</b>	<b>40</b>
3.2.1	Ondes planétaires de Rossby . . . . .	40
3.2.2	Ondes planétaires équatoriales . . . . .	41
3.2.3	Les ondes internes . . . . .	44
<b>3.3</b>	<b>Turbulence et Ondes dans les Tropiques : . . . . .</b>	<b>48</b>

---



Dans ce chapitre, je rappelle quelques éléments de la dynamique discutée dans la suite de la thèse. Le chapitre s'articule autour des échelles spatio/temporelles de la mésoéchelle et sous mésoéchelle tropicale. Il concerne à la fois la turbulence océanique, les ondes tropicales et la haute fréquence des ondes internes avec notamment la marée barocline. L'observabilité altimétrique de ces différentes dynamiques sera illustrée dans le chapitre suivante.

Quelques rappels sur les paramètres et grandeurs adimensionnelles clés de la physique de l'océan sont donnés ci-dessous. Les paramètres clés sont la rotation de la Terre (via le paramètre de Coriolis  $f$ ), la stratification (via la fréquence de Brunt-Vaisala  $N$ ), l'échelle verticale type (via la profondeur  $H$ ), la viscosité du fluide  $\nu$  et le paramètre  $\beta$  relatif à la sphéricité de la Terre. Soit  $L$  l'échelle caractéristique des mouvements horizontaux et  $U$  la vitesse associée, on définit alors :

1.  $Rd$  (rayon de déformation interne) :  $Rd = NH/f$

C'est l'échelle horizontale où les effets de rotation sont aussi importants que l'effet de la flottabilité dans un fluide stratifié.  $Rd$  dépend de la latitude. Le rayon de déformation est de l'ordre de 30-40 km aux moyennes latitudes et atteint la centaine de km aux basses latitudes.

2.  $Re$  (nombre de Reynolds) :  $Re = UL/\nu$

C'est le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses :  $Re \lll 1$  caractérise un écoulement laminaire,  $Re \sim 1$  un écoulement transitoire, et  $Re \ggg 1$  un écoulement turbulent.

3.  $Ro$  (nombre de Rossby) :  $Ro = U/fL$

C'est le rapport entre les termes non linéaires et le terme de Coriolis. Pour  $Ro \lll 1$ , l'effet de la rotation est dominant. Si  $Ro \ggg 1$  : le fluide est turbulent

4.  $Ri$  (nombre de Richardson) :  $Ri = N^2 H^2 / U^2$

C'est le rapport entre la destruction d'énergie cinétique totale dû au flux de flottabilité et la production d'énergie cinétique tourbillonnaire (EKE) due au cisaillement vertical.

5.  $Rh$  (échelle de Rhines) :  $Rh = (U/\beta)^{1/2}$

L'échelle de Rhines est définie comme l'échelle à laquelle le transfert d'énergie vers la grande échelle s'arrête afin de générer les ondes de Rossby.

6.  $Bu$  (nombre de Burger) :  $Bu = N^2 H^2 / L^2 f^2$

Ce nombre définit l'importance de la stratification par rapport de la rotation d'un fluide. Selon Huppert (1975),  $B=0.25$  est la hauteur critique pour la formation de colonnes de Taylor dans un fluide stratifié.

### 3.1 Turbulence : rappel théorique

A ma connaissance, il n'y a pas un domaine ou thème qui suscite autant de débat en géophysique et en mécanique des fluides que celui de la turbulence. Le débat commence d'ailleurs sur la définition de la turbulence en elle-même. Si on ne peut pas définir proprement la turbulence, on la reconnaît facilement. Le tableau de Léonard de Vinci (Fig.3.1) illustre un fluide turbulent dans lequel coexistent de nombreux tourbillons de tailles différentes. C'est un tableau assez bien représentatif de la situation de l'océan. La présence remarquée des tourbillons et filaments confère

au fluide turbulent ce fort caractère diffusif par lequel il participe au mélange des quantités qu'il transporte. Un écoulement turbulent est aussi connu comme étant très instable, et toute petite perturbation qu'il subit peut s'amplifier et le rendre imprédictible.



FIGURE 3.1 – Tableau de Leonardo Da Vinci décrivant la turbulence. Source :web

Le nombre de Reynolds ( $Re$ ) permet de définir l'état du fluide. Un fluide qui se déplace lentement aura un écoulement laminaire ( $Re \lll 1$ ), lorsque sa vitesse augmente il se déstabilise et devient turbulent ( $Re \ggg 1$ ). La turbulence est dissipative et ne peut donc exister sans une source d'énergie. La dissipation est opérée à petite échelle par l'effet de la viscosité alors que l'énergie nécessaire pour équilibrer l'effet de la dissipation est injectée à plus grande échelle. Loin des échelles (régions) sources et puits les forces inertielles sont prépondérantes sur les forces visqueuses et l'énergie cascade dans la gamme d'échelle inertielle en créant toute une hiérarchie de tourbillons qui interagissent entre eux. La façon dont l'énergie cinétique se redistribue sur un ensemble d'échelles est une caractérisation fondamentale d'un fluide turbulent que l'on peut étudier à travers son spectre d'énergie en nombre d'onde. L'étude de la turbulence est un problème fondamental en mécanique des fluides géophysiques (GFD), elle est à l'origine de nombreuses publications depuis presque un siècle. Nous pouvons citer les travaux pionniers de Richardson (1922), Kolmogorov (1991) sur la turbulence tridimensionnelle, ceux de Kraichnan (1967) sur la turbulence bidimensionnelle et ceux de Salmon (1978, 1982), Rhines (1979a) sur la turbulence géostrophique et quasi-geostrophique. Ces différentes approches de la turbulence sont présentées succinctement dans la suite. Elles se distinguent par les milieux dans lesquels la turbulence se développe. Afin de simplifier l'étude de la turbulence, une hypothèse de stabilité statistique du fluide turbulent est prise en compte au moment de décrire la turbulence par des lois. L'hypothèse de stabilité ou de stationnarité admet que les vitesses moyennes turbulentes sont indépendantes du temps. D'autres hypothèses comme les hypothèses de turbulence homogène et isotrope sont parfois appliquées. Elles supposent respectivement que l'énergie cinétique turbulente est la même en chaque point du fluide et qu'il n'y a pas de direction privilégiée de propagation de cette énergie (invariance par rotation). Sous les hypothèses relevées ci-dessus, il est admis que les tourbillons de diamètres proches se comportent de la même façon et ont approximativement la même vitesse caractéristique (Cushman-Roisin and Beckers, 2011).

### 3.1.1 Turbulence 3D

La turbulence tridimensionnelle (3D) considère un fluide non tournant et non stratifié où peut se développer une turbulence stationnaire, homogène et isotrope. Elle traduit la migration d'énergie des grandes échelles vers les petites échelles. La notion de transfert d'énergie des grandes vers les petites échelles encore appelée cascade directe d'énergie a été introduite par Richardson (1922). La migration d'énergie s'accompagne de la production de structures de tailles de plus en plus petites et la fragmentation des tourbillons continue jusqu'à ce que la viscosité soit à même de dissiper l'énergie. La figure 3.2 donne une illustration de cette turbulence 3D.

En turbulence 3D, si la viscosité n'est pas prise en compte l'énergie croit indéfiniment comme le montre l'équation de l'évolution de l'énergie qui peut se résumer par :

$$dE/dt = P - \nu Z \quad (3.1)$$

$P$  est le taux d'injection totale ( $>0$ ) et  $Z$  l'enstrophie c'est à dire le carré du module de la vorticité (Lesieur, 2012). Cela signifie que lorsque la viscosité tend vers 0, l'enstrophie diverge comme  $1/\nu$ , la vorticité se concentre de plus en plus. Ceci est possible par le mécanisme de « vortex stretching » qui exprime l'étirement des lignes de vorticité par la vitesse associée à un terme source en  $\omega \cdot \nabla u$  ( avec  $\omega$ , la vorticité et  $u$  le courant).

La théorie de Kolmogorov (Kolmogorov, 1991) formalise la cascade imaginée par Richardson en posant deux conditions. La première est que pour un fluide turbulent à nombre de Reynolds élevé, les statistiques du mouvement à petite échelle ne dépendent que du taux d'injection de l'énergie et de la viscosité. La seconde est que les statistiques du mouvement dans la gamme d'échelle inertielle ne dépendent que du taux d'injection d'énergie.

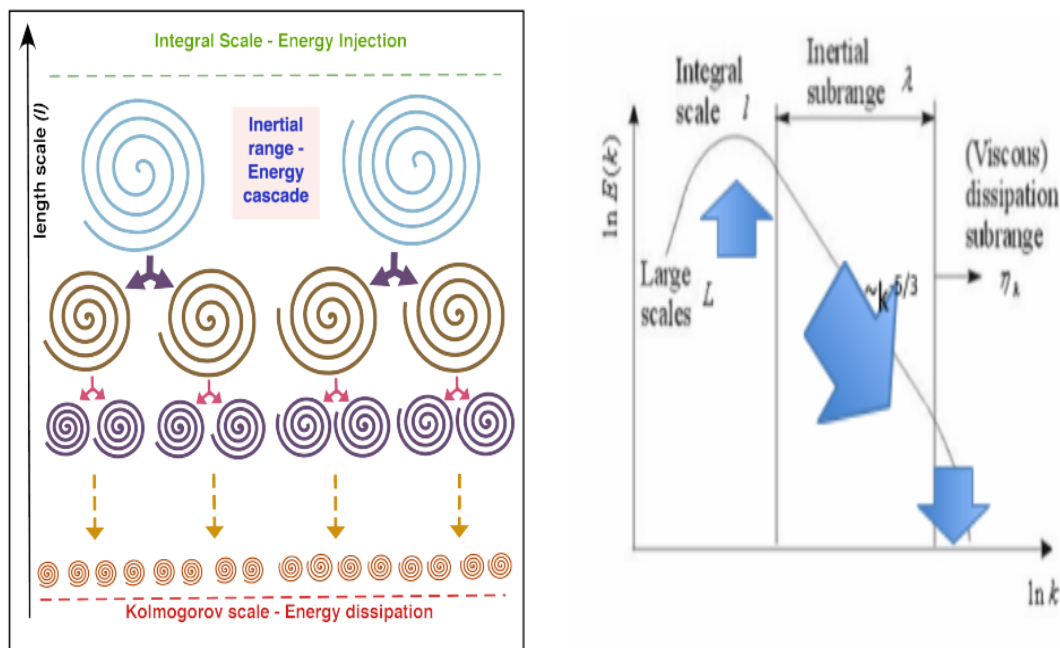


FIGURE 3.2 – A gauche : Schéma représentatif de la cascade directe d'énergie définie par Richardson (1922). La fragmentation de grande structure donne naissance à de plus petites. A droite, spectre d'énergie en turbulence 3D. Les trois domaines d'énergie y sont représentés. Source :Banerjee (2014)

La turbulence est alors caractérisée par une hiérarchie d'échelles à travers lesquelles l'énergie cascade. Il s'agit dans le sens du transfert d'énergie de (voir figure 3.2) :

- a) Le domaine de production de la turbulence (l'échelle intégrale) : c'est le domaine dans lequel agissent les forces extérieures, les sources d'énergie. Le taux d'énergie transféré aux grandes structures par le forçage est  $\varepsilon$ . La majeure partie de l'énergie est contenue initialement à l'échelle  $l_0$  ou «energy containing range (scale)».
- b) Le sous-domaine inertiel ( $Re \gg 1$ ) : c'est le domaine dans lequel l'énergie est transférée de la grande à la petite échelle. Le taux d'énergie transférée de la grande à la petite échelle est  $\varepsilon$ , c'est à dire le même taux que celui introduit par le forçage.
- c) le domaine de dissipation ( $Re \sim 1$ ) : L'énergie y est dissipée par la viscosité suivant le taux  $\varepsilon$ .

La distribution de l'énergie à travers les différentes échelles est exprimée au travers du spectre en nombre d'onde de l'énergie. Selon les hypothèses de Kolmogorov, dans le domaine d'inertie, il n'y a ni production, ni dissipation de l'énergie cinétique, celle-ci est conservée. Le transfert d'énergie au travers des nombres d'ondes caractéristiques du domaine inertiel est déterminé par  $\varepsilon$ . Kolmogorov a alors démontré, à partir d'une analyse dimensionnelle, que le spectre d'énergie pouvait s'écrire sous la forme :

$$E(k) = \varepsilon^{2/3} k^{-5/3} \quad (3.2)$$

La pente du spectre d'énergie en nombre d'onde en turbulence 3D pour le domaine d'inertie est donc  $-5/3$  et correspond à une cascade directe d'énergie. Toutefois l'intermittence (la fluctuation) de  $\varepsilon$  liée à l'alternance de forte et de faible dissipation dans le fluide ne conduit pas toujours à l'obtention exacte de cette pente par observations ou par expérimentations (Morize, 2006)

### 3.1.2 Turbulence 2D :

Comme la turbulence 3D, la turbulence bidimensionnelle (2D) suppose que l'on se place à grand nombre de Reynolds et fait appel aux conditions de stationnarité, d'homogénéité et d'isotropie. La turbulence 2D est particulièrement d'intérêt si l'on s'intéresse aux fluides géophysiques. En effet, la dynamique de l'océan et l'atmosphère avec des échelles horizontales dominantes sur les échelles verticales peut être approchée par un écoulement à deux dimensions. La turbulence 2D diffère principalement de la turbulence 3D par le fait que le mécanisme de «vortex stretching» à l'œuvre en turbulence 3D ne peut exister pour la turbulence 2D car le «vortex stretching» est par essence tridimensionnel. En turbulence 2D, du fait que l'enstrophie ne peut croître, les transferts d'énergie ne peuvent statistiquement s'effectuer que vers les grandes échelles (petits nombres d'onde) comme l'a montré (Fjøltoft, 1953).

En deux dimensions, les équations du mouvement se réduisent à une équation de la vortacité. Celle-ci débouche sur deux équations associées à la conservation de l'énergie et de l'enstrophie (la variance de la vortacité) lorsqu'on est loin des sources de forçage et de dissipation (Vallis, 2006, p. 386). Cette contrainte sur l'enstrophie va conditionner fortement la turbulence 2D. Je reprends ici les idées de Fjøltoft (1953) : Soit  $S(k)$ , le spectre d'énergie correspondant au fluide

turbulent isotrope ( $k$  : le nombre d'onde), le spectre d'enstrophie prend alors la forme :  $k^2S(k)$ . Les conservations de l'énergie et de l'enstrophie s'écrivent :

$$\frac{d}{dt} \int_0^\infty S(k) dk = 0 \quad (3.3)$$

$$\frac{d}{dt} \int_0^\infty k^2 S(k) dk = 0 \quad (3.4)$$

On considère qu'initialement l'énergie est concentrée au nombre d'onde  $k_0$ . La turbulence par interactions non linéaires va transférer cette énergie à d'autres nombres d'onde. Par simplicité, supposons que l'énergie initiale se retrouve concentrée sur les nombres d'onde  $k_1$  et  $k_2$ , avec  $k_1 < k_0 < k_2$ . La conservation de l'énergie et de l'enstrophie implique que :

$$S_0 = S_1 + S_2 \quad (3.5)$$

$$k_0^2 S_0 = k_1^2 S_1 + k_2^2 S_2 \quad (3.6)$$

$S_n$  est l'énergie spectrale pour  $K_n$ . Supposons que  $k_1 = k_0/2$  et  $k_2 = 2k_0$ . On trouve alors que :  $S_1/S_2 = 4$  et  $k_1^2 S_1 / k_2^2 S_2 = 1/4$ . Ainsi, l'énergie va de façon préférentielle vers les petits nombres d'onde (la grande échelle, cascade inverse d'énergie), alors que l'enstrophie va vers les grands nombres d'onde (la petite échelle, cascade directe d'enstrophie).

La turbulence 2D se manifeste notamment par la formation de tourbillons cohérents à partir de structures de vorticité de petites tailles qui vont pouvoir fusionner grâce à un transfert d'énergie des petites vers les grandes échelles. Un exemple des travaux de Tabeling (2002) montrent la fusion de deux petits tourbillons dans une simulation idéalisée (Fig.3.3). La fusion s'accompagne du développement de filaments associés aux zones de très forts cisaillements au pourtour du tourbillon. Les filaments sont en contre partie à l'origine de la cascade directe d'enstrophie.

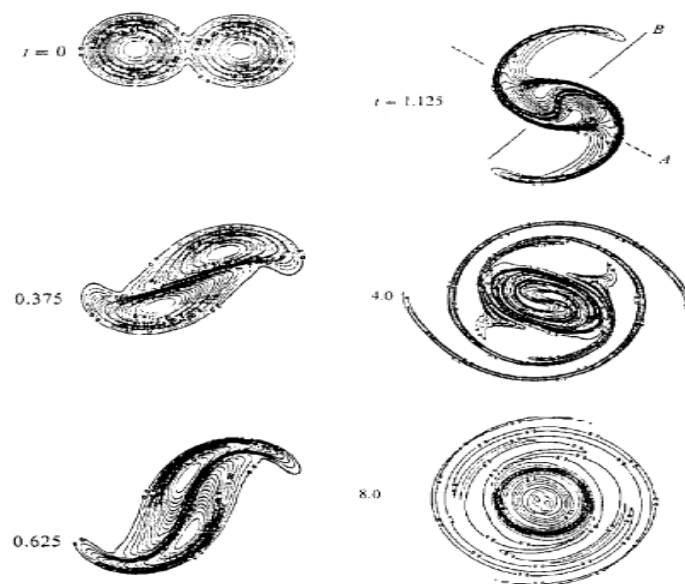


FIGURE 3.3 – les six étapes de l'appariement des tourbillons lors de la cascade inverse. Source : Melander et al. (1988); Tabeling (2002)

Les théories de la turbulence 2D (Batchelor, 1969; Kraichnan, 1967, 1971; Leith, 1971) considèrent un régime entretenu par un mécanisme qui injecte l'énergie et l'enstrophie au voisinage d'une échelle donnée. Dans ce contexte les termes inertiels de l'équation de Navier Stokes vont engendrer deux types de cascades inertielles dites cascade directe d'enstrophie et cascade inverse d'énergie. La première correspond à un transfert d'enstrophie vers des échelles de plus en plus petites, jusqu'à l'échelle 1D de dissipation visqueuse associée au nombre d'onde  $k\nu$ . La seconde cascade correspond à un transfert d'énergie en sens inverse, vers des échelles de plus en plus grandes. Une cascade directe d'énergie peut exister mais elle est faible devant celle de l'enstrophie.

Des arguments dimensionnels, semblables à ceux de Kolmogorov (1991) dans le cas tridimensionnel, ont permis de préciser la signature spectrale des cascades d'énergie et d'enstrophie dans le domaine inertiel non influencée par le forçage et la viscosité. Se plaçant dans le cas stationnaire et supposant qu'au voisinage du nombre d'onde  $k_i$  l'énergie est injectée au taux  $\varepsilon$  et l'enstrophie au taux  $\eta = k_i^2 \varepsilon$ , Kraichnan (1967) et Leith (1971) ont obtenu, pour la cascade d'enstrophie, un spectre d'énergie de la forme  $E(k) \sim \eta^{2/3} k^{-3}$  pour  $k_i \ll k \ll k\nu$  (Fig.3.4). Selon un raisonnement analogue, l'énergie, elle, cascade vers des petits nombres d'onde inférieurs à  $k_i$  en suivant la cascade inverse d'énergie selon la loi :  $E(k) \sim \varepsilon^{2/3} k^{-5/3}$  pour  $k \ll k_i$ . A noter que la pente en  $-5/3$  est identique à celle de la turbulence 3D mais le flux d'énergie associé est de signe opposé (négatif). Tout ceci est résumé dans la figure suivante (Vallis, 2006, p. 375) :

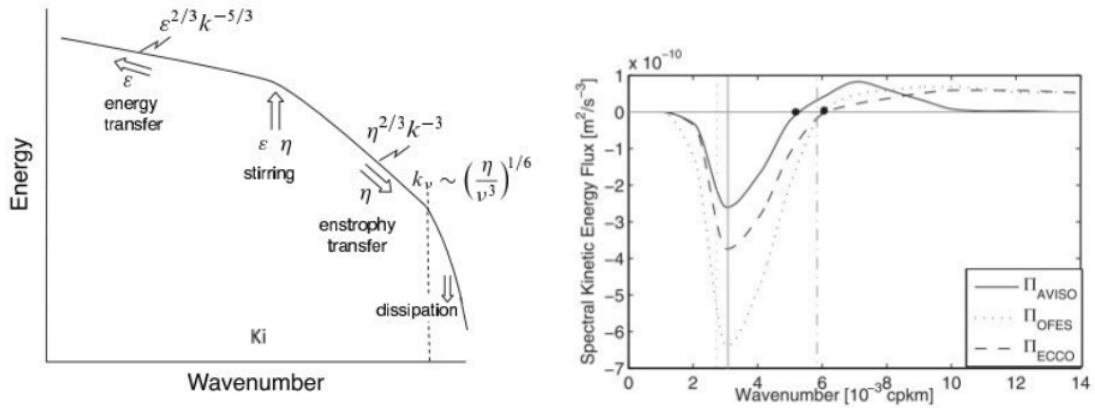


FIGURE 3.4 – Spectre d'énergie en turbulence 2D (à gauche). Flux d'énergie dans le Gulf stream à partir des données altimétrique et modèles numériques (à droite). Source : Vallis (2006) et Wang et al. (2015) respectivement

Le spectre de flux d'énergie ( $\pi(k)$ ) est particulièrement utile pour mettre en avant les cascades directe et inverse d'énergie (Capet et al., 2008) et les échelles associées. L'échelle d'injection d'énergie ( $L_{\text{inj}} = \frac{1}{k_i}$ ) est définie par  $\pi(k_i) = 0$  dans la portion du flux (spectre) caractérisée par une pente positive marquant le début de la cascade inverse. L'échelle où la cascade commence à s'arrêter ( $L_{\text{end-half}}$ ) est définie par  $d\pi/dk = 0$  pour les petits nombres d'onde.  $L_{\text{end-half}}$  est en accord avec la taille des tourbillons observés. Sur la courbe de flux, l'échelle qui marque la fin de la cascade ( $L_{\text{end}}$ ) est définie par le passage à zéro aux petits nombres d'onde (Fig.3.4, droite).

### 3.1.3 Turbulence Géostrophique :

La turbulence géostrophique ( $Re \gg 1$ ) concerne la turbulence des fluides stratifiés océan/atmosphère dominés par l'équilibre géostrophique. A grande échelle, les conditions de stratification stable et le rapport d'échelle entre les mouvements horizontaux et verticaux font que l'écoulement est principalement le long des isopycnes (le mouvement est confiné dans des couches fines de fluide). La force de Coriolis a pour effet de réduire le cisaillement vertical. Le couplage fort entre la force de Coriolis et les non-linéarités ( $Ro \sim 1$ ) construit un transfert d'énergie des modes verticaux 3D (baroclines) en direction de modes de plus en plus invariants verticalement (barotrope). L'un des effets les plus robustes de la rotation sur la turbulence est donc d'induire une forte anisotropie où la turbulence à trois composantes se rapproche d'un état asymptotique bidimensionnel. La turbulence géostrophique aura tendance à se comporter comme la turbulence 2D en conservant énergie et enstrophie mais avec une composante de « vortex stretching » à l'œuvre comme en turbulence 3D. Depuis les travaux de Charney (1971), Gill et al. (1974), Salmon (1978), Rhines (1979b), la turbulence géostrophique est toujours un vaste domaine d'étude (Capet et al., 2016; Klein et al., 2008; Lapeyre and Klein, 2006).

Les effets de la rotation et de la stratification, cruciaux pour comprendre la turbulence géostrophique, peuvent être étudiés à partir des équations quasi géostrophiques. L'écoulement 3D est entièrement déterminé par une fonction de courant  $\psi(x,y,z)$  vérifiant :

$$\frac{\partial \psi}{\partial x} = v_g \quad \frac{\partial \psi}{\partial y} = -u_g \quad \text{et} \quad f \frac{\partial \psi}{\partial z} = b' \quad (3.7)$$

Où  $u_g$  et  $v_g$  sont les vitesses horizontales géostrophiques et  $b'$  l'anomalie de flux de flottabilité. Les équations du mouvement se ramènent à une équation de la vorticité potentielle ( $q$ ) qui traduit la conservation de  $q$  le long d'un écoulement en l'absence de sources et de puits :

$$\frac{\partial q}{\partial t} + J(\psi, q) = 0 \quad \text{avec} \quad q = \nabla^2 - Rd^{-2} \psi + \beta y \quad (3.8)$$

Le premier terme de droite dans la relation définissant  $q$  est la vorticité relative, le second représente le « vertical stretching » et le troisième est associé à la vorticité planétaire. La définition de la vorticité potentielle met en avant les nombres sans dimension clés pour la dynamique quasi-géostrophique (voir l'introduction du chapitre) que sont :

- Le nombre de Rossby pour l'importance de la rotation ( $Ro \ll 1$ )
- Le nombre de Richardson pour l'importance de la stratification ( $Ri \gg 1$ )
- Le nombre de Burger ( $Bu$ ) pour l'importance du « stretching ».

Pour  $Bu \ll 1$ , le « vertical stretching » domine et l'écoulement est proche de l'équilibre géostrophique. Pour  $Bu \gg 1$ , la vorticité relative domine et la stratification inhibe le couplage sur la verticale, on retrouve le cas d'une turbulence 2D. Pour les échelles de l'ordre du rayon de Rossby ( $Rd$ ), les deux termes sont équivalents,  $Bu \sim 1$  et la turbulence géostrophique révèle toute sa complexité. Selon la valeur de ces nombres, la turbulence océanique peut être organisée en au moins trois régimes distincts de turbulence (Charney, 1971; Hua and Haidvogel, 1986; Rhines, 1979b; Smith and Vallis, 2001) :

- **La turbulence de mésoéchelle** (pour  $Ro \gg 1$ ), correspondant typiquement à  $Rd < L$ , dominée par l'équilibre du vent thermique, combinaison des équilibres hydrostatique et géostrophique. Les mouvements sont quasi bidimensionnels et la cascade d'énergie cinétique est inverse en  $k^{-3}$ . Elle est caractérisée par des tourbillons et des fronts de grandes échelles
- **La turbulence de sous-mésoéchelle** (pour  $Ro \sim Fr \sim 1$  ou  $Bu \sim 1$ ), correspondant en pratique à  $200 \text{ m} < L < Rd$  pour la sous-mésoéchelle de surface. L'équilibre hydrostatique est toujours valide mais les effets agéostrophiques deviennent prépondérants (McWilliams, 2016). La cascade d'énergie cinétique est directe avec une pente en  $k^{-2}$ . Les tourbillons tendent à devenir cycloniques et à prendre une forme spirale. Les fronts deviennent dynamiquement actifs (McWilliams, 2016) avec des filaments associés à des forts gradients horizontaux de température et de salinité ou d'autres traceurs (Fig.3.5)
- **La turbulence 3D stratifiée** (pour  $Ro \gg 1$ ), correspondant à  $L < 200 \text{ m}$  pour laquelle l'écoulement est fortement non-linéaire. L'effet de la rotation est négligeable, et les effets non-hydrostatiques prépondérants. On retrouve une turbulence classique avec une cascade directe d'énergie (Lindborg and Brethouwer, 2007). Cette turbulence peut se coupler avec la turbulence d'ondes internes. Aux échelles encore plus petites  $L \ll L_0 (\varepsilon/N^3)^{1/2}$ , elle se transforme en turbulence 3D isotrope (Waite and Bartello, 2006).

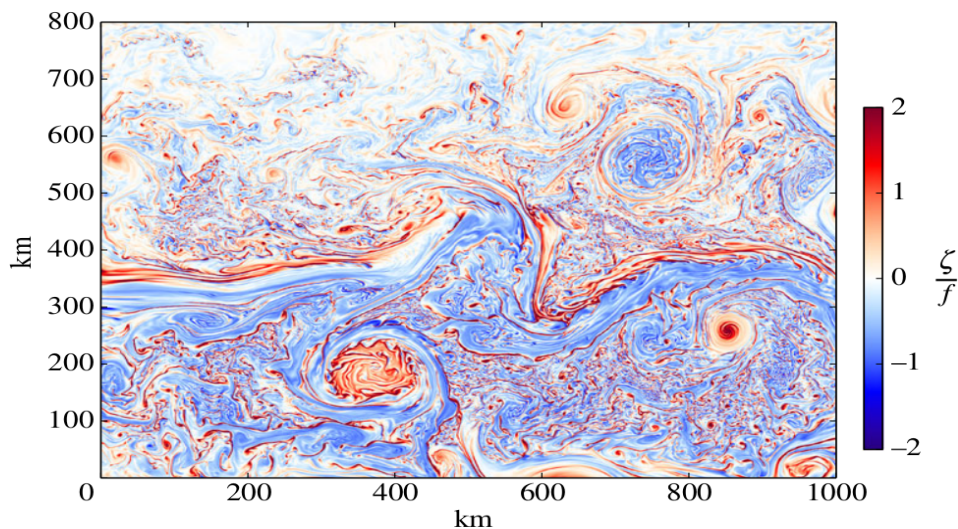


FIGURE 3.5 – Vorticité normalisée par le paramètre de Coriolis. La figure illustre la turbulence méso et sous-méso échelle de surface dans la région du Gulf Stream en hiver. Source : McWilliams (2016)

Un aspect important de la turbulence océanique est son mode de forçage très indirect. En effet l'atmosphère ne force pas directement la turbulence océanique – hormis la turbulence 3D dans la couche mélangée. L'injection d'énergie cinétique turbulente est tout le temps fournie par l'instabilité d'un courant de plus grande échelle. Les deux principales instabilités dynamiques des fluides géophysiques sont l'instabilité barotrope et l'instabilité barocline. L'instabilité barotrope est associée au cisaillement horizontal du courant grande échelle ( $\nabla_h \psi \neq 0$ ) et est alimentée par l'énergie cinétique correspondante (MKE : Mean Kinetic energy). L'instabilité barocline est associée aux cisaillements verticaux de la circulation grande échelle ( $\partial_z \psi \neq 0$ ). Elle se développe à partir de l'énergie potentielle disponible (APE : Available Potential Energy) dans la pente des



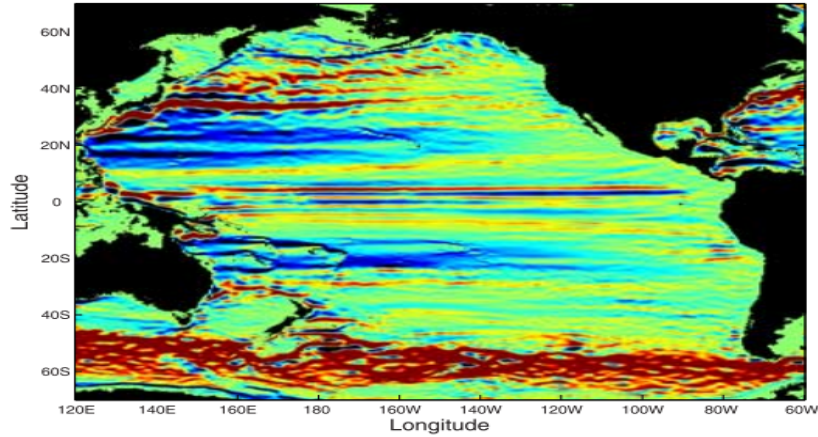


FIGURE 3.6 – Vitesse zonale moyenne sur 3 ans à 400 m dans la Pacifique. On observe une distribution en jets zonaux. Source : Richards et al. (2006)

isopycnes qui est alors convertie en énergie cinétique. Du fait de la stratification de l'océan, les instabilités baroclines jouent un rôle crucial dans le développement de la turbulence géostrophique. Le cycle de l'énergie est bien décrit par le schéma de Salmon (1980, 1982) (Fig.3.7).

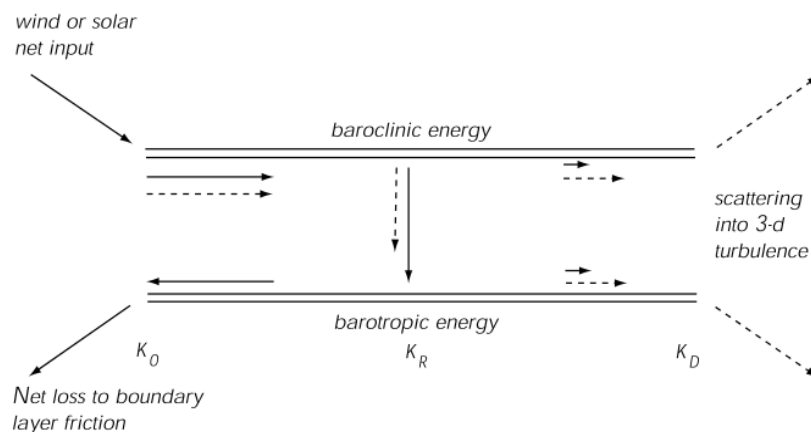


FIGURE 3.7 – Schéma idéalisé de la turbulence barocline dans un milieu stratifié à deux couches. Source : Vallis (2006)

A grande échelle, le forçage de l'océan par le stress du vent et les flux de chaleur sont une source d'énergie barocline. L'instabilité barocline est à l'origine d'un transfert d'énergie vers les échelles du rayon de déformation de Rossby ( $R_d$ ) où les modes baroclines et barotrope sont excités. L'instabilité barocline alimente la turbulence de mésoéchelle et donc la cascade inverse, qui transfère cette énergie barotrope aux grandes échelles. Les tourbillons générés ne vont pas pouvoir croître indéfiniment. En croissant, ils deviennent de moins en moins Non Linéaires (NL : rapport entre leur vitesse de rotation et leur vitesse de translation). Aux alentours de l'échelle de Rhines ( $R_h$ ), l'effet  $\beta$  devient prépondérant les tourbillons se déforment zonalement et évoluent vers des ondes de Rossby. Dans certaines conditions le champ de vitesse final consiste en des jets zonaux dont l'extension méridienne est de l'ordre de  $R_h$  (Fig.3.6). La dissipation de l'énergie est probablement réalisée par interaction visqueuse avec la topographie de fond lors du transport de cette énergie par les ondes de Rossby vers les bords ouest.

Aux échelles inférieures à  $R_d$ , il y a une cascade directe d'enstrophie vers les petites échelles. Lorsque les échelles deviennent suffisamment petites, l'enstrophie est soumise à une turbulence 3D avant la dissipation. L'autre canal pour dissiper l'énergie injectée dans la mésoéchelle est par une cascade directe d'énergie cinétique via la production de turbulence sous-mésoéchelle par frontogénèse. La frontogénèse est provoquée par le champ de déformation de la turbulence mésoéchelle capable d'intensifier le gradient de densité de surface à l'origine de fronts qui drainent l'énergie de la méso vers la sous-mésoéchelle (Lapeyre and Klein, 2006). La frontogénèse est associée à une circulation secondaire agéostrophique et à de fortes vitesses verticales.

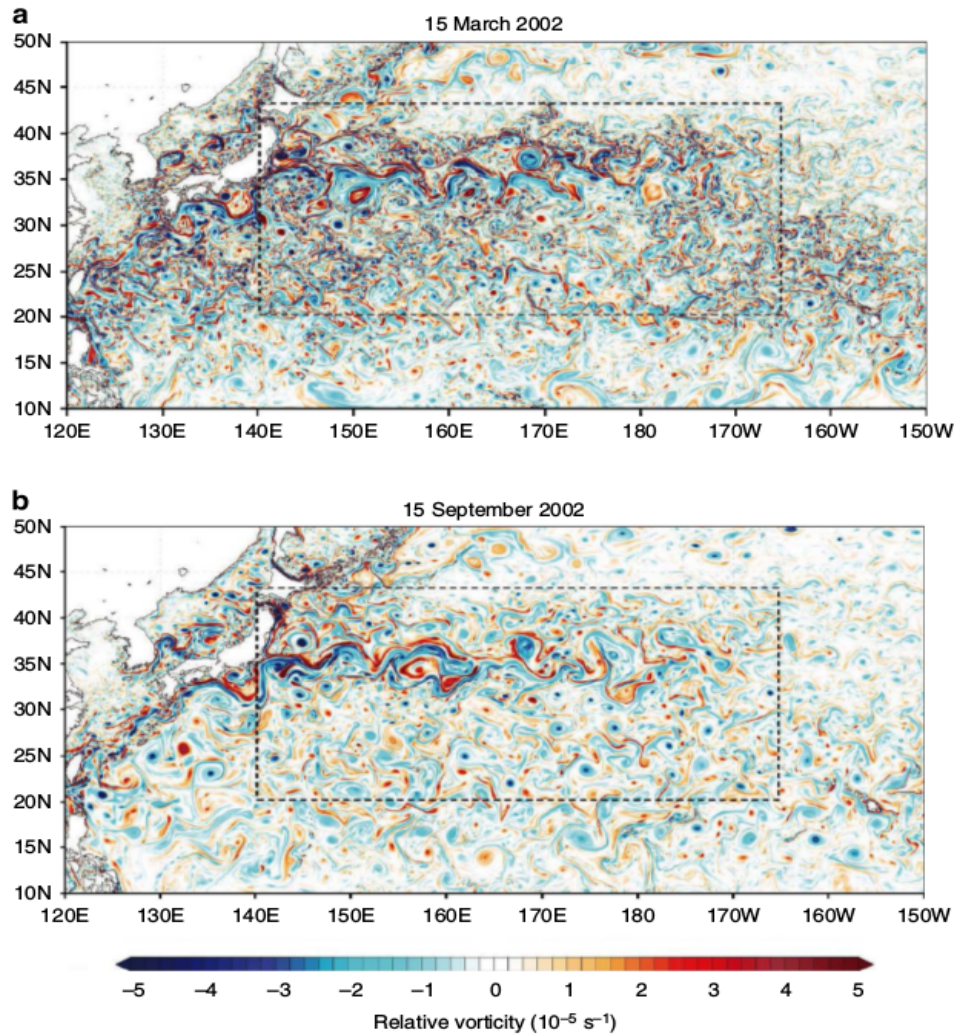


FIGURE 3.8 – Vorticité relative en Mars(en haut/hiver boréal)et Septembre 2002 (en bas/ été boréal) du Pacifique Nord, les cartes mettent en évidence la variabilité saisonnière de l'activité méso/sous mésoéchelle. Source : Sasaki et al. (2014)

La description ci-dessus de la turbulence géostrophique fait appel à deux solutions particulières de l'équation (3.8) . En effet, selon les conditions aux limites nécessaires pour inverser l'équation(3.8) , il est possible de décomposer le système en un système intérieur forcé par  $q$  (qui définit la turbulence QG) et un système de surface forcé par le flux de flottabilité en surface  $bs$  (qui définit la turbulence SQG) (Lapeyre and Klein, 2006).

La turbulence géostrophique a d'abord été longuement étudiée à travers la turbulence QG

(Charney, 1971) avec la condition qu'il n'y a pas de perturbation de densité en surface ( $bs=0$ ). Ses propriétés sont : Un spectre d'énergie avec une pente en  $-5/3$  pour la cascade inverse d'énergie barotrope, une pente en  $-3$  pour la cascade directe d'énergie barocline. Smith and Vallis (2001) ont aussi montré qu'une forte stratification en surface limite les transferts des modes baroclines vers le mode barotrope. Ils montrent également l'importance du premier mode barocline pour rendre compte des mouvements en surface.

La turbulence SQG (blumen, 1968) est largement étudiée ces derniers temps, notamment de par son rôle présumée pour la dynamique océanique des couches de surface (Capet et al., 2008; Klein et al., 2008; Lapeyre and Klein, 2006). La condition est qu'il n'y a pas de forçage par l'anomalie de vorticité potentielle ( $q=0$ ). La turbulence SQG dépend entièrement des gradients de densité en surface. La dynamique qui en découle se démarque très largement de la turbulence QG. Le processus clé est la frontogénèse et les mouvements 3D associés. Le champ de densité de surface cascade vers les petites échelles, les gradients de densité augmentent, les filaments deviennent de plus en plus petits et instables. Cette instabilité est à l'origine de petits tourbillons qui vont pouvoir croître par cascade inverse d'énergie cinétique (pentes de spectre en  $k^{-5/3}$ ) à des échelles plus petites que celles de la turbulence QG.

Comment cette turbulence géostrophique s'applique à l'océan ? La turbulence QG considère une échelle de Rhines ( $Rh$ ) grande devant l'échelle d'injection de l'énergie correspondant au rayon de Rossby ( $Rd$ ) pour que la cascade inverse d'énergie opère. C'est le cas dans les moyennes latitudes où les observations montrent que l'échelle horizontale des tourbillons est de l'ordre de plusieurs fois  $Rd$ . Mais ce n'est pas toujours aussi clair. Par exemple selon les saisons l'échelle des tourbillons peut varier drastiquement (Fig.3.8). En effet, la stratification de l'océan aux moyennes latitudes change avec la saison mettant en avant la turbulence SQG en hiver boréal et la turbulence QG en été (Sasaki et al., 2014). Dans la section 3.3, nous discutons plus spécifiquement de la problématique de la turbulence dans les tropiques.

## 3.2 Ondes

Si l'on considère de petites perturbations, on peut linéariser les équations du mouvement et chercher des solutions sous forme d'ondes se propageant sur l'horizontal et se projetant sur des modes verticaux. Ces modes verticaux traduisent la stratification de l'océan. Ici, je vais considérer dans un premier temps les solutions basses fréquences (inférieures à la fréquence d'inertie,  $w \ll f$ ), soit les ondes planétaires de Rossby des moyennes latitudes et les ondes équatoriales, et dans un deuxième temps les ondes internes ( $f < w < N$ ,  $N$  la fréquence de Brünt Vaissala). L'objet ici, c'est d'introduire les relations de dispersion des différents types d'ondes discutés dans la partie résultat. Les relations sont plus explicitement présentées dans les ouvrages : Cushman-Roisin and Beckers (2011), Kantha and Clayson (2000).

### 3.2.1 Ondes planétaires de Rossby

Ces ondes, caractéristiques des moyennes latitudes, se propagent lentement dans la présence d'un gradient de vorticité planétaire. Elles sont très importantes pour l'ajustement basse fréquence de l'océan aux moyennes latitudes. Pour obtenir des solutions associées aux ondes de

Rossby, il faut se placer sur un plan  $\beta$  (autrement dit, considérer que le paramètre de Coriolis varie linéairement avec la latitude) et faire l'approximation géostrophique (faible nombre de Rossby,  $R_0 \ll 1$ ). Les équations du mouvement peuvent alors se résumer en une équation pour le niveau de la mer ( $h$ ) :

$$[a^2 \nabla_h^2 - 1] \frac{\partial h}{\partial t} + \beta a^2 \frac{\partial h}{\partial x} = 0 \quad \text{où} \quad a^2 = \frac{c^2}{f^2} = \frac{gH}{f^2} \quad \text{et} \quad f = f_0 + \beta y \quad \text{avec} \quad \beta y \ll f \quad (3.9)$$

On cherche des solutions sous la forme :

$$u, v, h \approx (\hat{u}, \hat{v}, \hat{h}) \exp^{i(kx + ly - \sigma t)} = (\hat{u}, \hat{v}, \hat{h}) [\cos(kx + ly - \sigma t) + i \sin(kx + ly - \sigma t)] \quad (3.10)$$

Et l'on obtient la relation de dispersion suivante pour les ondes de Rossby :

$$\sigma = -\frac{\beta a^2 k}{1 + K^2 a^2} \quad \text{où} \quad K^2 = k^2 + l^2 \quad (3.11)$$

Puisque la vitesse de phase ( $\sigma/k$ ) est négative, les ondes planétaires se propagent vers l'ouest (Nord-ouest ou Sud-ouest). On distingue les ondes longues et les ondes courtes de Rossby. Pour les ondes longues (longueur d'onde  $> Rd$ ), le second terme au dénominateur est petit. Les ondes longues de Rossby sont non dispersives (vitesse de phase indépendante du nombre d'onde) et leur vitesse de groupe (vitesse de propagation de l'énergie) est dirigée vers l'ouest. Les ondes courtes (longueur d'onde  $< Rd$ ) deviennent dispersives et leur vitesse de groupe est dirigée vers l'est. Leur fréquence maximale correspond à une longueur d'onde équivalente au rayon de déformation de Rossby. Les ondes de Rossby planétaires sont un mécanisme d'ajustement important dans l'océan intérieur. On les retrouve dans notre domaine d'étude entre  $10^\circ$ - $20^\circ$  latitude.

### 3.2.2 Ondes planétaires équatoriales

A l'approche de l'équateur le paramètre de Coriolis s'annule, le rayon de déformation de Rossby tend vers l'infini. L'équilibre géostrophique n'est plus valable, ainsi la dynamique tropicale se distingue de celles des autres latitudes. Il faut alors considérer la force de Coriolis en faisant l'approximation d'un plan bêta équatoriale (c'est-à-dire un plan bêta avec l'équateur comme latitude de référence) :  $f = \beta_0 y$ . Il faut également considérer un rayon de Rossby équatorial où la dynamique équatoriale est particulièrement active :  $R_{eq} = \sqrt{\frac{c}{\beta_0}}$ .

L'expression "onde équatoriale" désigne l'ensemble des ondes qui se propagent zonalement dans un guide d'onde équatoriale. Les ondes de Kelvin et de Rossby équatoriales sont les plus connues du fait de leur rôle dans la variabilité interannuelle du Pacifique. La théorie des ondes équatoriales se base de la façon la plus simple sur un océan à 2 couches : une couche de surface séparée d'une couche de fond au repos par une thermocline marquée. Les équations du mouvement, une fois linéarisées, se réduisent à l'équation suivante pour la vitesse méridienne  $v$  :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + \beta \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^3 v}{\partial t^3} - \frac{f^2}{c^2} \frac{\partial v}{\partial t} = 0 \quad (3.12)$$

On recherche des solutions sinusoïdales sous la forme :  $v = \exp[i(Kx - \omega t)] D_m(y)$ , où  $D_m$

est une fonction de l'Hermite d'ordre  $m$ .  $D_m$  décroît exponentiellement au-delà d'une latitude critique fonction du mode méridien  $m$ . Les fonctions de l'Hermite d'ordre pair ont des structures symétriques par rapport à l'équateur et celles d'ordre impair sont antisymétriques (Fig.3.9).

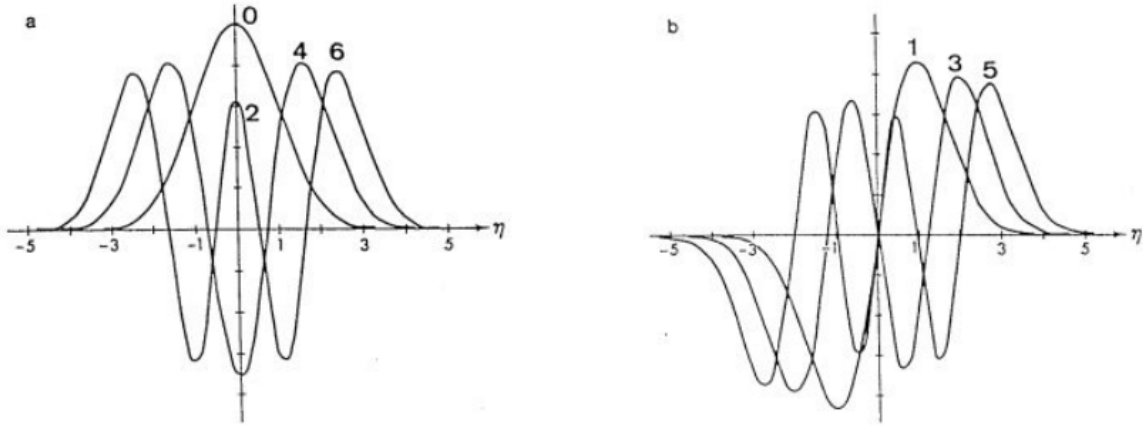


FIGURE 3.9 – Distribution latitudinale des fonctions d'Hermite des modes méridiens pairs (à gauche) et impairs (à droite).

Par adimensionalisation des équations, on obtient la relation de dispersion suivante :

$$K = -\frac{1}{2\omega} \pm \sqrt{\omega^2 + \frac{1}{4\omega^2} - (2m + 1)} \quad (3.13)$$

Cette relation de dispersion permet de retrouver l'ensemble des ondes équatoriales (Fig.3.10) que sont les ondes de Kelvin, les ondes de Yanai, les ondes de Rossby, les ondes d'inertie gravité (Poincaré)

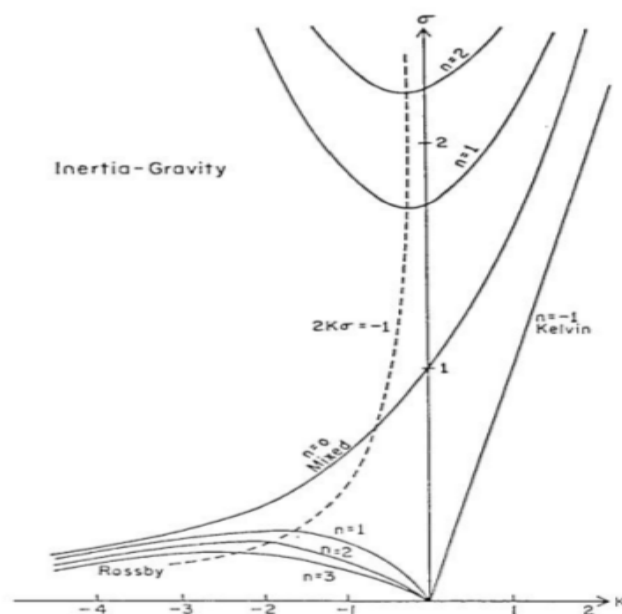


FIGURE 3.10 – Relation de dispersion des ondes équatoriales.

**- Les ondes de Kelvin équatoriales :**

Elles correspondent à la solution  $m = -1$  et à la relation de dispersion  $w=k$ , on a donc  $C_p=C_g=1$  avec  $c_p$  la vitesse de phase et  $c_g$  la vitesse de groupe. Les ondes de Kelvin équatoriales sont un cas particulier d'ondes équatoriales pour lequel le courant méridien est nul. Elles sont non dispersives et se propagent vers l'est tout comme leur énergie. Elles sont symétriques par rapport à l'équateur. L'amplitude (de la vitesse et de la hauteur) des ondes de Kelvin décroît exponentiellement par rapport à l'équateur et proportionnellement au rayon de déformation de Rossby équatoriale "barocline" (noté  $R_{eq}$ , voir ci-dessus). La vitesse de phase, comme l'extension méridienne sont fonction des modes baroclines excités. Plus le mode barocline est élevé, plus l'onde est lente (sa vitesse de phase décroît avec le mode) et piégée à l'équateur (sa structure méridienne est plus resserrée).  $R_{eq}$  est de l'ordre de 250 km pour une thermocline de profondeur moyenne  $H=100$  m, une gravité réduite de  $0.02 \text{ m/s}^2$  soit une vitesse de phase de  $1.4 \text{ m/s}$  (pratiquement le mode barocline 2). L'onde de Kelvin du premier mode barocline (avec une vitesse de l'ordre de  $2.7 \text{ m/s}$ ) met un peu plus de 2 mois pour traverser l'océan Pacifique.

**- Les ondes de Yanai**

Elles correspondent à la solution  $m=0$ . La relation de dispersion est la suivante :

$$\omega = \frac{1}{2} \left[ (k^2 + 4)^2 - k \right]; \quad C_p = \frac{\omega^2}{\omega^2 - 1}; \quad C_g = \frac{\omega^2}{\omega^2 + 1} \quad (3.14)$$

L'onde de Yanai (onde de Rossby gravité) se comporte tantôt comme une onde de Kelvin à haute fréquence ( $w>1$ ) soit comme une onde de Rossby à basse fréquence ( $w<1$ ). Les vitesses de phase sont dirigées vers l'est ( $w>1$ ) et vers l'ouest ( $w<1$ ) mais l'énergie se propage toujours vers l'est. Les champs de hauteur et de vitesse zonale sont antisymétriques par rapport à l'équateur et sont associés au premier mode méridien. La vitesse méridienne associée au mode 0 est maximum à l'équateur. Ainsi, les vitesses à l'équateur sont strictement méridiennes (nord-sud), et la vitesse zonale  $u$  est maximale en dehors de l'équateur.

**- Les ondes de Rossby équatoriales**

Elles correspondent aux solutions pour  $m \geq 1$  pour des fréquences beaucoup plus petites que la fréquence inertielle ( $w \ll 1$ ). La relation de dispersion prend la forme suivante :

$$\omega = \frac{-k}{k^2 + (2m + 1)}; \quad C_p = \frac{-1}{k^2 + (2m + 1)}; \quad C_g = \frac{k^2 - (2m + 1)}{(k^2 + (2m + 1))^2} \quad (3.15)$$

Ils existent une infinité d'ondes de Rossby puisque le nombre de modes discrets est infini. La vitesse de phase des ondes de Rossby est toujours dirigée vers l'ouest alors que la propagation de l'énergie se fait vers l'ouest si  $|k| < (2m+1)/2$  ou vers l'est si  $|k| > (2m+1)/2$ . Les ondes longues ( $k$  petit) sont rapides, non dispersives et ont des vitesses de groupe vers l'ouest. Pour une vitesse méridienne associée à un mode  $m$  donné, la vitesse zonale est associée à la somme des modes  $m-1$  et  $m+1$  et la hauteur est associée à la différence des modes  $m-1$  et  $m+1$ . L'onde de Rossby la plus rapide ( $m = 1$ ) se déplace à  $1/3$  de la vitesse de l'onde de Kelvin et dans la direction opposée (Fig.3.11). Pour ce mode le courant zonal est maximum et le déplacement de la thermocline est minimum à l'équateur. Plus le nombre d'onde méridien augmente, moins le piégeage équatorial est intense et moins la vitesse de propagation de l'énergie est forte. Les ondes longues de Rossby sont d'une grande importance comme aux moyennes latitudes pour

l'ajustement de l'intérieur de l'océan aux variations des vents. Les ondes courtes ( $k$  grand) sont dispersives. Les vitesses de phase et de groupe sont égales mais de signes opposés et tendent vers 0 quand  $k$  tend vers l'infini. La vitesse de groupe des ondes de Rossby courtes les plus rapides ne dépasse pas pour le mode le plus rapide ( $m = 1$ )  $1/8$  de la vitesse des ondes longues de Rossby.

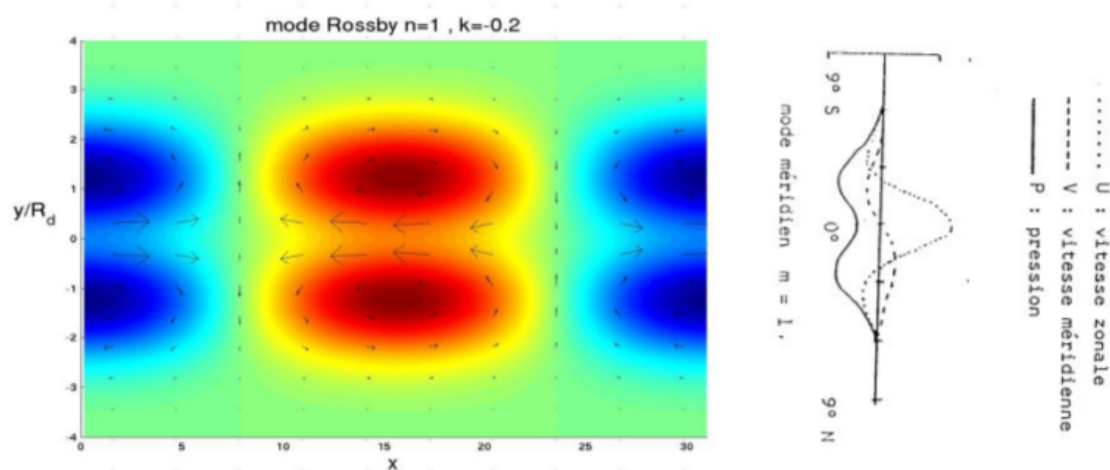


FIGURE 3.11 – Propagation d'ondes de Rossby de mode 1 (à gauche). Structure méridienne des vitesses zonale, méridienne et de la pression associée au mode 1 (à droite).

### 3.2.3 Les ondes internes

Les ondes internes se propagent, sous l'effet de la pesanteur, dans les fluides stratifiés en densité. Elles induisent des mouvements verticaux de l'ordre de 10 m dans l'océan intérieur dont la signature en surface est seulement de l'ordre du cm. Elles peuvent avoir n'importe quelle fréquence entre la fréquence inertielle locale ( $f$ ) et la fréquence de Brunt-Väisälä ( $N$ ) qui dépend de la stratification. Elles sont la principale source de variabilité haute fréquence dans l'océan. Les ondes internes se propagent à l'intérieur de l'océan à une fréquence donnée, leurs interactions non linéaires distribuent leur énergie sur une plus large gamme de fréquence. La signature spectrale des ondes internes est relativement indépendante de la région de l'océan. La forme générale du spectre d'ondes internes est celle du spectre de Garret and Munk (Garrett and Munk, 1975, GM). Ces ondes permettent le transfert d'énergie sur de grandes distances. En se dissipant, elles deviennent une source importante pour le mélange car elles contribuent au cisaillement vertical dans l'océan et donc à augmenter le nombre de Richardson. Elles jouent ainsi un rôle crucial dans le bilan énergétique océanique et la compréhension de la circulation thermohaline. De par leurs échelles, les ondes internes de gravité constituent une composante omniprésente des mouvements océaniques méso-échelle, révélée notamment par l'observation spatiale de la surface.

Les caractéristiques des ondes internes se déduisent des équations du mouvement si le terme  $(\partial\omega/\partial t)$  d'accélération verticale n'est pas négligé dans l'équation du moment vertical. On peut alors dériver une équation des ondes internes pour la vitesse verticale  $\omega$  :

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2}[\nabla^2\omega] + f^2\frac{\partial^2\omega}{\partial z^2} + N^2\nabla_h^2\omega = 0 \quad (3.16)$$

$N = \left(-\frac{g}{\rho_0} \frac{\rho_0}{dz}\right)^{-1/2}$  est la fréquence de Brunt–Väisälä,  $h$  réfère aux dérivés horizontales.

En posant  $\omega = W(x, y, z) \exp^{-i\omega t}$ , soit une solution en onde plane, l'équation ci-dessus prend la forme suivante :

$$W_{zz} - \left[\frac{N^2 - \omega^2}{\omega^2 - f^2}\right](W_{xx} + W_{yy}) = 0 \quad (3.17)$$

Si le terme  $\frac{N^2 - \omega^2}{\omega^2 - f^2}$  est négatif, on tombe sur l'équation de Laplace qui ne permet pas de propagation d'énergie. Si le terme est positif, l'équation est hyperbolique et admet des solutions d'ondes internes qui vont pouvoir propager de l'énergie. On retrouve la condition sur la fréquence des ondes internes :  $f < \omega < N$ . En cherchant des solutions de la forme  $W = W_h \exp^{i(kx + ly + mz)}$

On trouve la relation de dispersion suivante :

$$\omega^2 = \frac{N^2(k^2 + l^2) + f^2 m^2}{k^2 + l^2 + m^2} \quad (3.18)$$

A partir de cette relation, il est possible de déduire les principales caractéristiques associées à une onde interne et résumées par la figure 3.12. Afin de simplifier les expressions on considère le nombre d'onde dans le plan  $(x, z)$  :

- $\omega^2 = N^2 \cos^2(\vartheta)$  où  $\vartheta$  est l'angle entre le nombre d'onde et l'horizontale. Cette relation indique que la fréquence de l'onde dépend de la direction  $\vartheta$  mais pas de la norme du nombre d'onde.
- $\mathbf{k} \cdot \mathbf{u} = 0$ ;  $\mathbf{k}$  est le vecteur d'onde et  $\mathbf{u}$  le vecteur vitesse. Le vecteur d'onde est perpendiculaire au déplacement des particules.
- $\mathbf{k} \cdot \mathbf{C}_g = 0$  avec  $\mathbf{C}_g = [N^2 - f^2] \frac{m\mathbf{k}}{\omega} (k^2 + m^2)^{-2} (m, -k)$ ;  $\mathbf{C}_g$  est la vitesse de groupe. Le vecteur d'onde est perpendiculaire à la propagation de l'énergie et leurs composantes verticales sont de signe opposé. Cela signifie que lorsque l'onde se propage vers le bas, son énergie se propage vers le haut, et vice versa.

En pratique, l'océan étant de profondeur fini la propagation sur la verticale est quantifiée au travers des modes verticaux résolus une fois appliqué la technique de séparation des variables entre la composante horizontale et verticale.

$$\mathbf{u} = \mathcal{F}(z) \mathcal{U}(x, y) \exp^{-i\omega t} \quad (3.19)$$

Les modes verticaux  $\Phi$  sont déterminés par l'équation aux valeurs propres suivantes où  $\Phi_n(z)$  est le vecteur propre et  $C_n$  la valeur propre pour le  $n^{\text{th}}$  mode.

$$\frac{d^2 \Phi(z)}{dz^2} + \frac{N^2(z)}{c_n^2} \Phi(z) = 0 \quad (3.20)$$

Les modes  $\Phi(z)$  décrivent la structure barocline associée à la vitesse et au déplacement vertical. Les modes  $\pi(z)$  associés à la vitesse horizontale et à la pression se déduisent de  $\Phi(z)$  par :

$$\pi(z) = \rho_0 c_n^2 \frac{d\Phi(z)}{dz} \quad (3.21)$$

On peut alors estimer la vitesse de phase par (Zhao et al., 2012) :



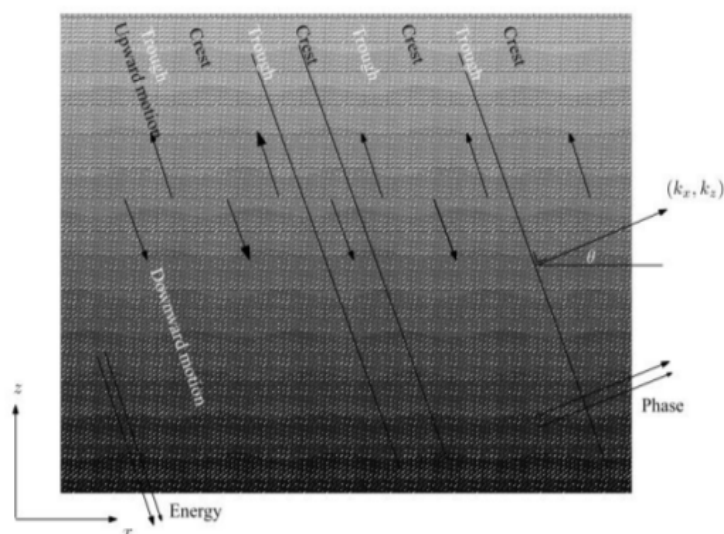


Figure 13-3 Vertical structure of an internal wave.

FIGURE 3.12 – Structure verticale d’une onde interne. Source :Cushman-Roisin and Beckers (2011)

$$c_p = \frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 - f^2}} \quad (3.22)$$

Les ondes internes peuvent prendre différentes formes (Garrett and Munk, 1975; Levine, 1983). Il peut s’agir d’ondes aléatoires générées par des perturbations atmosphériques, ou d’ondes déterministes engendrées par le flux et reflux de la marée barotrope sur les reliefs sous-marin. Pour ce dernier cas, une partie de l’énergie de la marée barotrope est transmise aux ondes internes de marée (marée barocline). Les marées baroclines sont de même période que la marée de surface qui les engendre. Elles ont une signature spectrale bien définie qui vient compléter le spectre de GM. Les marées baroclines ou internes sont particulièrement intenses près des zones de génération comme par exemple les dorsales océaniques et les talus continentaux mais aussi les régions de bathymétrie complexe comme celle du sud-ouest Pacifique. Elles peuvent induire des déplacements verticaux jusqu’à 100 m et plus. Nous allons dans la suite porter notre attention particulièrement sur les ondes internes de marée encore appelées marée barocline ou marée interne.

Niwa and Hibiya (2001) dans leur travail pionnier de modélisation global de la marée interne à partir d’un modèle OGCM incluant le forçage de la marée barotrope M2 ont obtenu une carte de la distribution d’énergie associée à la marée barocline M2 pour l’océan Pacifique. Ils montrent que la génération de la marée interne est principalement associée aux événements bathymétriques des régions ouest et central du Pacifique. Le taux de conversion barotrope/barocline dans ces régions est estimé à 285 GW, soit 84 % du taux de conversion estimé sur l’ensemble du Pacifique. Parmi ces régions clés, la région Indonésienne est la plus active avec 85 GW, les régions de la mer de Chine et des îles Salomon apparaissent comme les deux autres régions les plus importantes avec un taux de conversion de 40 GW chacune (Fig.3.14).

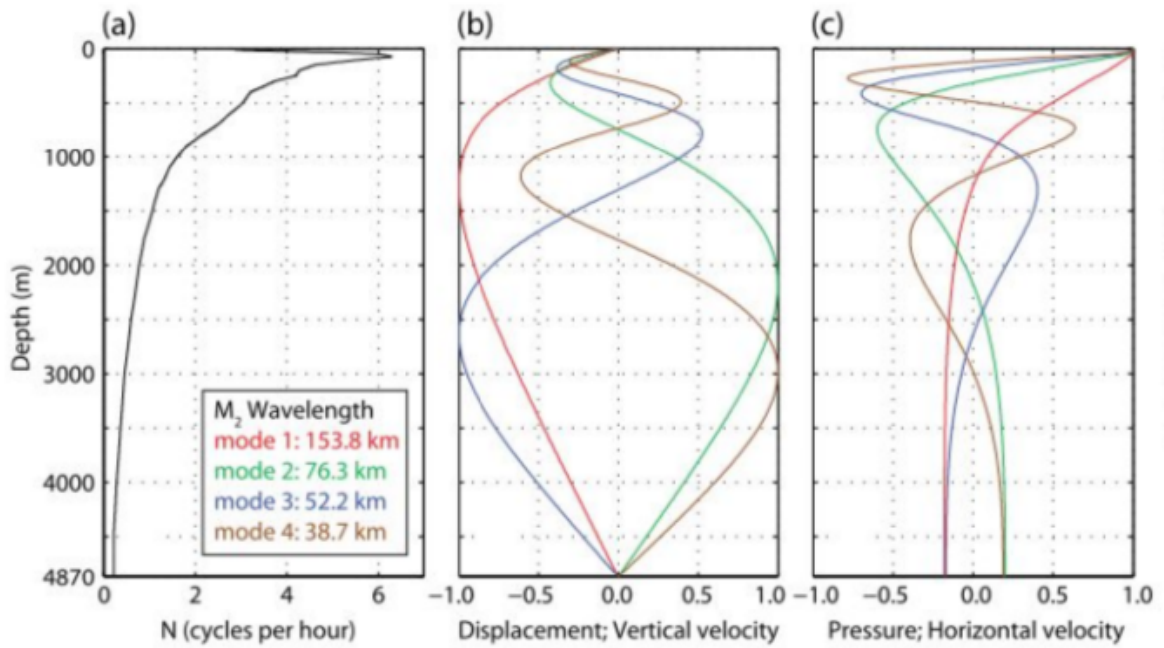


FIGURE 3.13 – a) Profil vertical de la fréquence de Brunt-Väisälä à 25.5°N/195°E. Structure verticale des quatre premiers modes baroclines pour la vitesse verticale (b), pour les vitesses horizontales et la pression (c).

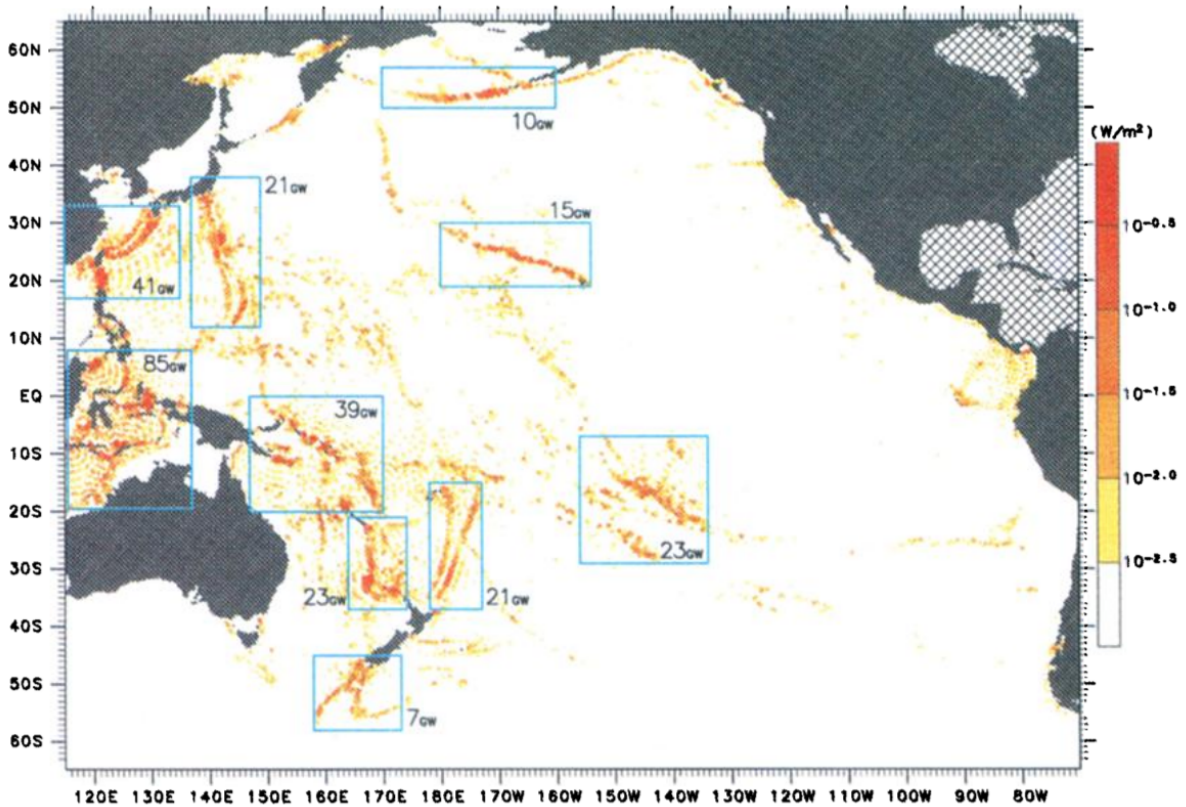


FIGURE 3.14 – Taux de conversion de marée barotrope M2 en marée barocline telle que prédit par un modèle. Le taux est intégré sur la verticale. Source :Niwa and Hibiya (2001)

### 3.3 Turbulence et Ondes dans les Tropiques :

La turbulence géostrophique est particulièrement adaptée aux moyennes latitudes tandis que la région équatoriale est dominée par les ondes longues planétaires. Le reste de la zone tropicale se pose comme une région de transition entre ces deux régimes bien distincts. Le régime de turbulence met en avant une dynamique non linéaire avec des structures mésoéchelles isotropes, le régime des ondes est associé à une dynamique linéaire anisotropes et des structures méso échelles qui sont davantage isotrope. Theiss (2004) revisite la turbulence géostrophique en intégrant la variation en latitude du rayon de déformation de Rossby. Il définit une latitude critique au-dessus de laquelle des vortex isotropes dominant et en dessous de laquelle des jets zonaux alternés peuvent se former. Il montre que les ondes de Rossby peuvent engendrer des jets seulement si  $r=Rd/Rh > 1$ . Le rapport  $r$  peut-être vu comme une mesure du degré d'anisotropie. A l'équateur où  $r=\infty$  le degré d'anisotropie est maximal. Il décroît avec la latitude. A la latitude critique où  $r=1$ , la turbulence géostrophique devient isotrope.

Une autre approche pour distinguer un régime non linéaire d'un régime linéaire consiste à utiliser le paramètre de non linéarité  $r=U_{rms}/c$  où  $U_{rms}$  est la RMS de l'EKE et  $c$  la vitesse de phase (Chelton et al., 2011, 2007). Si  $r > 1$ , c'est à dire si la vitesse intrinsèque (de rotation) des tourbillons est supérieure à leur vitesse de translation alors les tourbillons sont linéaires. Ils sont de ce fait capables de capturer puis d'advecter une masse d'eau et donc de jouer un rôle important dans le mélange des masses d'eaux océaniques. Si  $r < 1$ , les structures méso-échelles ne sont pas fermées et ressemblent davantage à des ondes. Une fois de plus  $r=1$  définit une latitude critique qui sépare une dynamique dominée par un régime turbulent isotrope d'une dynamique dominée par un régime linéaire anisotrope. La figure 3.15 tirée de Chelton et al. (2011) montre combien les tropiques sont une région de dynamique faiblement non linéaire.

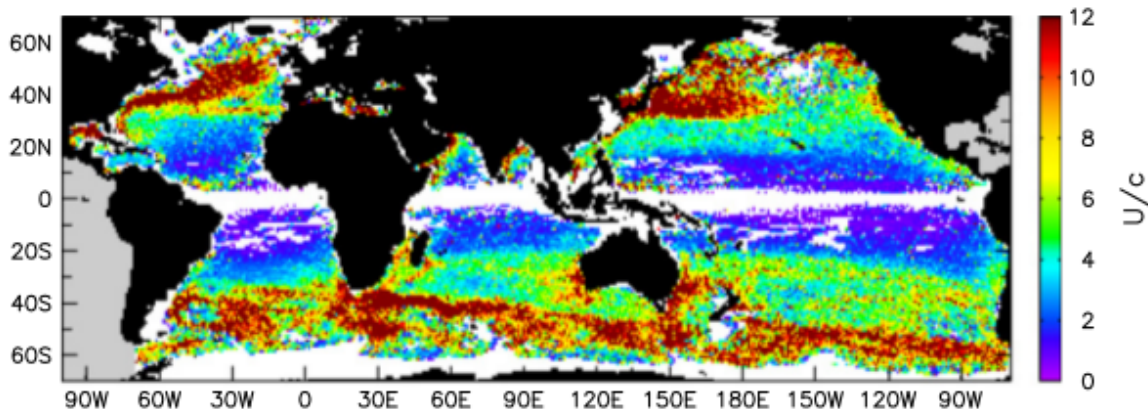


FIGURE 3.15 – Paramètre de non linéarité calculé à partir de la vitesse zonale et de la vitesse de phase. Source : Chelton et al. (2011)

En fait, ces 2 approches sont équivalentes ( $r=Rh/Rd=U_{rms}/c$ ). Nous montrons ce paramètre de non linéarité calculé dans le Pacifique en fonction de la latitude par Klocker and Abernathey (2014). La latitude critique  $y$  est définie autour de  $18^\circ$  (Fig.3.16).

La domination de la dynamique linéaire dans les tropiques est également mise en avant par Tulloch et al. (2009) dans leur analyse des vitesses de propagation estimées à partir de

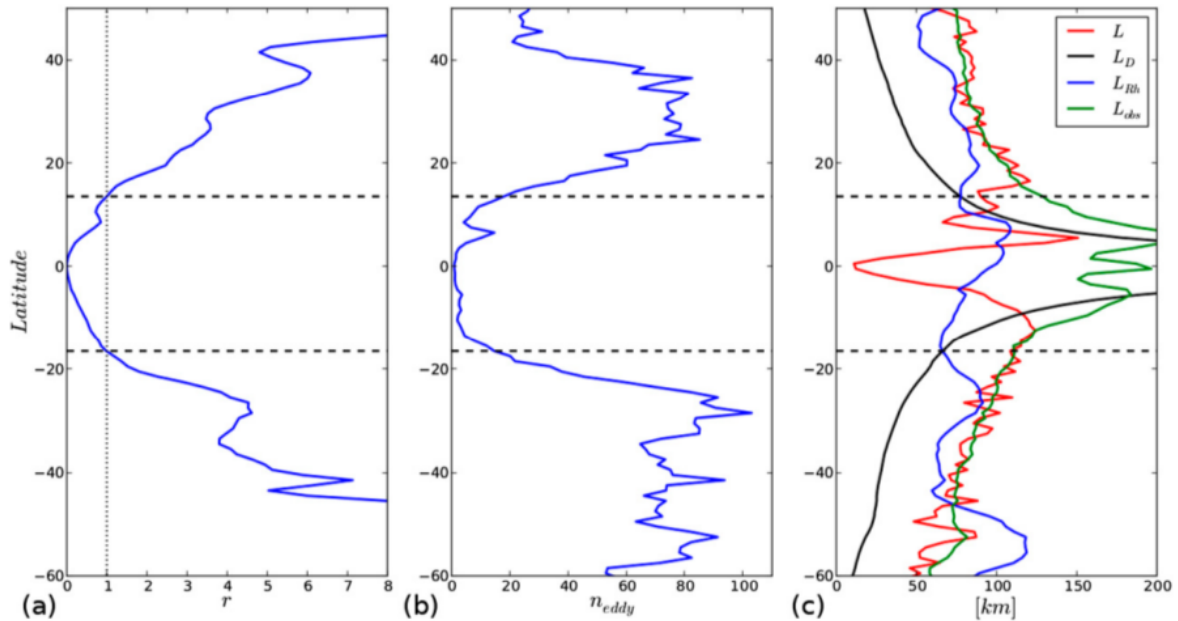


FIGURE 3.16 – a) Rapport  $r$  entre l'échelle de Rhines et le rayon de déformation de Rossby.  $r < 1$  indique les régions dominées par les ondes de Rossby. b) Nombre de tourbillons observés par surface de  $1^\circ$ . c) Diamètre des tourbillons calculé empiriquement (rouge) et observé (vert), échelles de Rhines (bleu) et rayon de déformation de Rossby (noir). Source : Klocker and Abernathey (2014)

l'altimétrie. Ils montrent qu'aux basses latitudes, les vitesses de propagation de l'altimétrie correspondent bien à la relation de dispersion des ondes de Rossby mais ceci pour les longueurs d'onde supérieures à 600 km (équivalent à l'échelle de Rhines). Aux basses latitudes, les échelles de la turbulence et celles des ondes de Rossby se superposent et les transferts d'énergie par instabilité barocline vont générer des ondes, la cascade d'énergie se termine. Tulloch et al. (2009) illustrent leur argument par la figure 3.17 que nous avons repris. Elle représente des courbes de dispersion des ondes de Rossby à différentes latitudes et celles associées à la turbulence en considérant différentes vitesses caractéristiques. On observe qu'à  $10^\circ\text{S}$ , les courbes de dispersion des ondes et de la turbulence s'intersectent à relativement courtes longueurs d'onde indiquant la dominance des ondes pour les plus grandes longueurs d'onde. Cet état contraste avec celui à  $30^\circ\text{S}$  où les courbes ne se croisent et suggère ainsi le développement de la turbulence sans possibilité de génération d'ondes de Rossby. D'après Tulloch et al. (2009), la transition entre une dynamique dominée par les ondes et une dominée par la turbulence se fait autour de  $\pm 25^\circ$ .

Si les longueurs d'onde  $> 600$  km sont dominées par une dynamique linéaire, Ubelmann and Fu (2011) montrent l'activité tourbillonnaire dans le Pacifique tropical avec une grande variété de tourbillons dont les tailles varient de 100 à 500 km. La description de cette méso-échelle tropicale sera de nouveau discutée au chapitre 4.

Les différences en terme de turbulence entre les hautes et basses latitudes sont illustrées à l'aide de l'altimétrie ou de modèles par Scott and Wang (2005) et Wang et al. (2015). Ils montrent à partir des spectres en flux d'énergie un décalage de l'échelle d'injection ( $L_{inj}$ ) vers les petits nombres d'onde (grandes longueurs d'ondes) quand on s'approche de l'équateur. Les échelles d'injections sont de l'ordre de 200 km à  $15^\circ\text{S}$  et de 100 km à  $55^\circ\text{S}$ . Aux moyennes latitudes  $L_{inj}$  est en accord avec les échelles associées aux instabilités baroclines ( $L_{bc}$ ). Dans les tropiques par

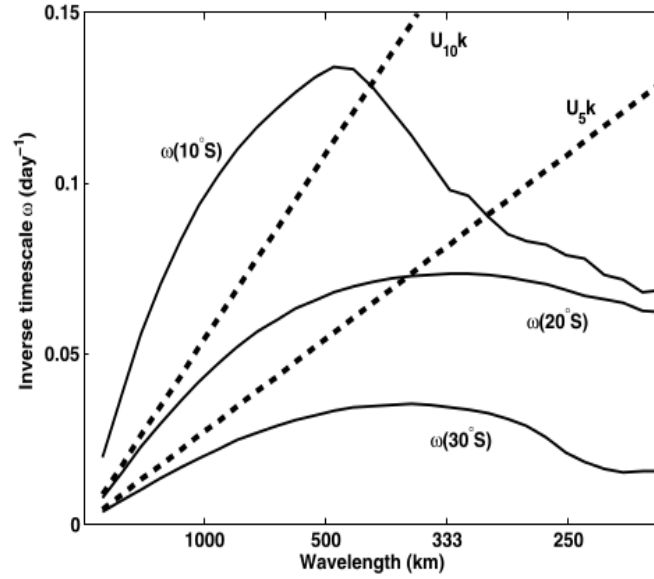


FIGURE 3.17 – Relations de dispersion pour les vitesses de phase ajustées en fonction de la longueur d’onde zonale (avec nombre d’onde méridienne  $l=0$ ) à trois latitudes du Pacifique Sud ( $10^\circ$ ,  $20^\circ$  et  $30^\circ\text{S}$ ). Les relations sont comparées à  $\omega_t = k u_t$  pour  $u_t = 5$  et  $10 \text{ cm}^{-1}$  (en pointillés). Source : Tulloch et al. (2009)

contre,  $L_{bc}$  est nettement supérieur à  $L_{inj}$  (Fig.3.18). Les instabilités baroclines ne sont plus dès lors les seules sources de forçage de la cascade inverse. Les instabilités barotropes deviennent de plus en plus prépondérantes lorsque l’on se rapproche de l’équateur puisque les instabilités baroclines ne peuvent exister.

L’amplitude du flux d’énergie est faible dans les tropiques comparé aux autres régions malgré un fort signal en EKE (Wang et al., 2015). Cela argumente le fait que la plupart du signal méso échelle dans les tropiques est sous forme d’ondes de Rossby et non de tourbillons puisque le spectre du flux d’énergie traduit le rôle des non linéarités.

La dynamique faiblement non linéaire des tropiques traduit des structures mésoéchelles anisotropes. Le degré d’anisotropie augmente vers l’équateur avec des tourbillons déformés dans la direction zonale (Eden, 2007). Cette anisotropie a été mise en évidence à l’échelle globale au travers des données altimétriques et des modèles (Scott et al., 2008; Stewart et al., 2015). Elle est clairement visible sur la figure 3.19 dans la région  $10^\circ\text{N}$ - $10^\circ\text{S}$  qui montre l’influence de la dynamique équatoriale.

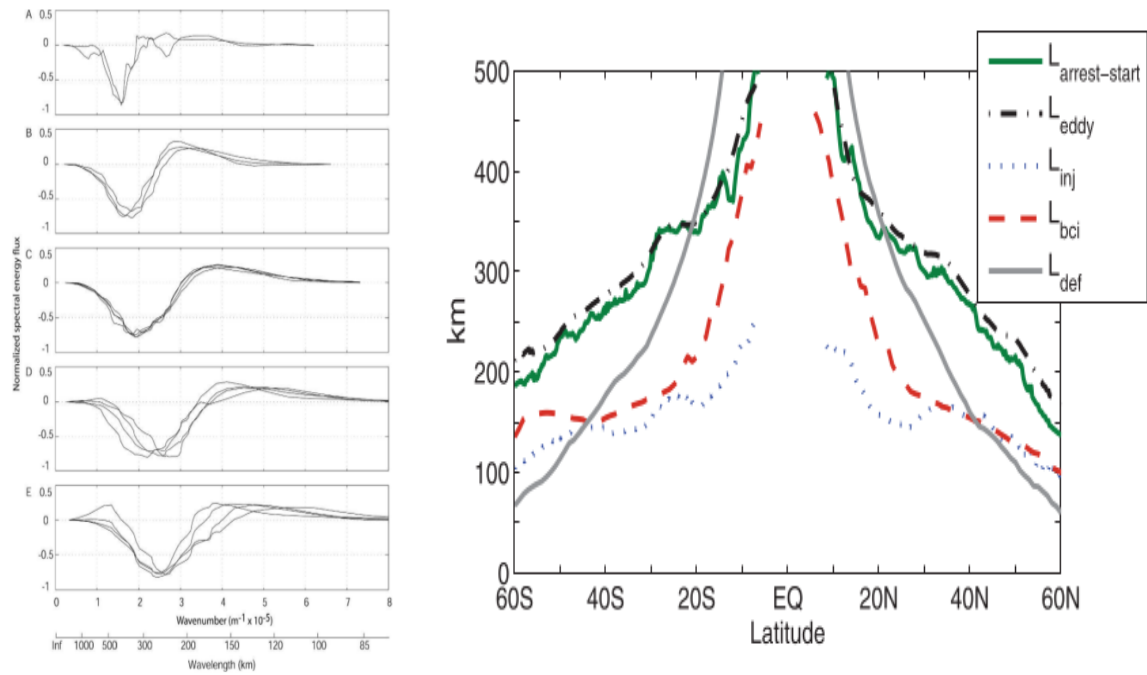


FIGURE 3.18 – A gauche : Flux d'énergie à différentes latitudes (de haut en bas : 15°, 25°, 35°, 45°, 55°S) , l'échelle d'injection est décalée vers des petits nombres d'ondes proche de l'équateur (cadre du haut). A droite, moyenne zonale de différentes échelles caractéristique de la turbulence dont l'échelle d'arrêt de la cascade inverse (vert), l'échelle d'instabilité barocline (rouge), l'échelle d'injection (pointillés bleu). Source : Scott and Wang (2005) et Wang et al. (2015) respectivement.

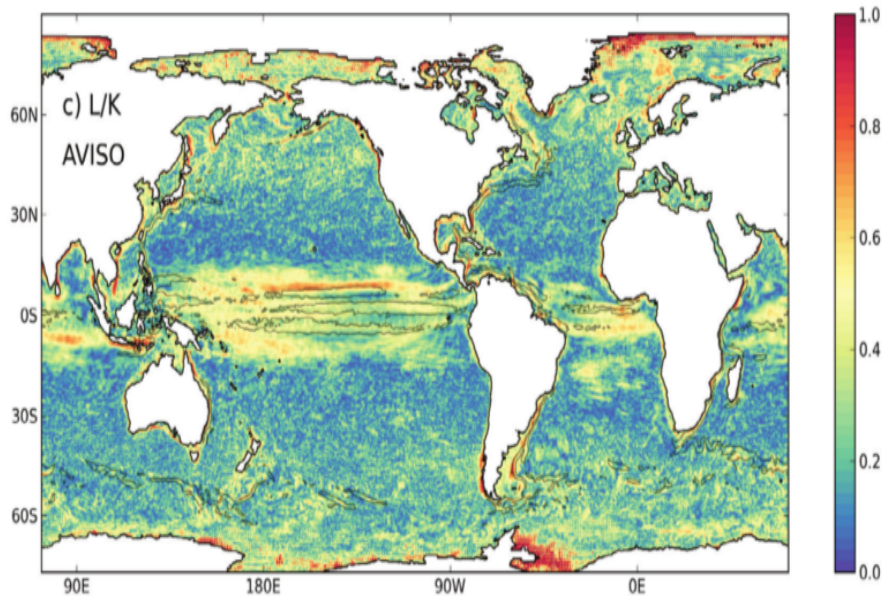


FIGURE 3.19 – Distribution spatiale du degré d'anisotropie (rapport entre  $L$  la portion d'énergie associée à l'anisotropie et  $K$  l'énergie cinétique tourbillonnaire). Source : Stewart et al. (2015)

Pour illustrer de manière synthétique comment les tropiques se distinguent des autres milieux, Klocker et al. (2016) analysent la turbulence géostrophique à l'aide d'un diagramme à deux dimensions fonction de l'échelle caractéristique des tourbillons et du paramètre de non linéarité ( $r$ ). Cela leur permet de différencier différents régimes dynamiques :

- 1 Linéaire/non linéaire (transition trait rose,  $r=1$ )
- 2 Rotation/stratification (transition trait vert,  $Bu=1$ )
- 3 Ondes de Rossby/turbulence (transition trait noir,  $Rhi=1$ )

La région tropicale se distingue par son côté linéaire  $r < 1$ , un effet de la stratification dominant et des échelles de tourbillons observées qui coïncident avec l'échelle de Rhines indiquant une transition entre tourbillons/ondes et la possibilité de formation de jets zonaux.

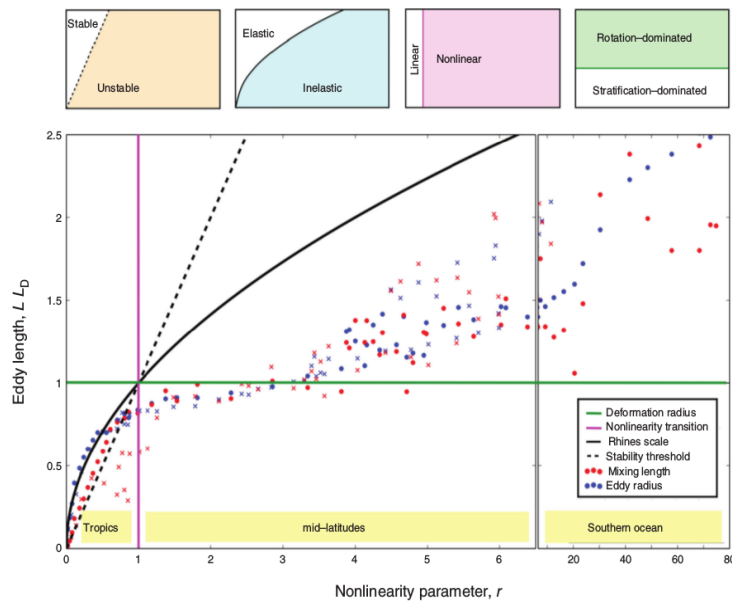


FIGURE 3.20 – Schéma récapitulatif des caractéristiques des régimes de turbulence géostrophique. Les axes correspondent au paramètre  $r$  (abscisse) et au rapport entre la taille du tourbillon et le rayon de déformation (ordonné). Source : Klocker et al. (2016)

Cette section montre combien la dynamique turbulente à méso-échelle (50 à 1000 km) est assez complexe dans les tropiques. Si la bande équatoriale est dominée par les processus linéaires, il y a une série de jets zonaux énergétiques avec des instabilités de grande amplitude (TIWs et TIVs) et une transition vers des tourbillons non-linéaires vers 10-20° latitude. Dans la suite de la thèse, je vais explorer comment cette dynamique tropicale est représentée en terme spectrale et quelle est sa signature en altimétrie. Mais avant cela, je présente les observations altimétriques et in-situ, et les différents modèles utilisés dans cette thèse.

# Chapitre 4

## Historique de l'observation

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Des Données In Situ . . . . .</b>	<b>54</b>
<b>4.2</b>	<b>Les satellites altimétriques . . . . .</b>	<b>57</b>
4.2.1	Principe de la mesure altimétrique « conventionnelle » : . . . . .	58
4.2.2	Les sources d'erreurs . . . . .	58
4.2.3	Les signaux haute-fréquence . . . . .	60
4.2.4	La mission SWOT . . . . .	61
<b>4.3</b>	<b>Altimétrie : observation des ondes et de la meso et sub-méso-échelle dans les tropiques . . . . .</b>	<b>62</b>
4.3.1	les ondes . . . . .	62
4.3.2	Méso et sous mésoéchelle . . . . .	63

---



## 4.1 Des Données In Situ

L'exploration de l'océan au début du XIV<sup>ième</sup> siècle a été motivée par des arguments autres que scientifiques. L'argument commercial a cependant joué un rôle inattendu dans la connaissance de la circulation océanique de surface. Les navigateurs Portugais, rejoints plus tard par les Espagnols se sont lancés à l'assaut de nouvelles routes maritimes vers l'Inde et la Chine. Au Cours de leurs expéditions, ils ne se sont pas laissés emportés par la "saveur des épices" au contraire, ils ont su donner une orientation scientifique à leur voyage en cartographiant les côtes Africaines, les îles caraïbes et les côtes Américaines. Dans les journaux de bords de ces expéditions, on retrouve des notes sur le comportement de l'océan. Il a fallu tout de même attendre encore quelques siècles avant que des cartes réalistes de circulation océanique ne soient dressées (Fig.4.1).

Les premières mesures de courant océanique ont été obtenu à partir de la dérive des navires. Elles ont notamment servi à élaborer la première carte du Gulf Stream publiée par Benjamin Franklin en 1777. L'US Navy rassembla de nombreuses mesures et établit en 1943 une carte relativement bien détaillée de la circulation de surface des trois océans (cours de Master OPA 2013). Toutefois, à cette époque, l'océan est encore traité comme un système bidimensionnel figé dans le temps.

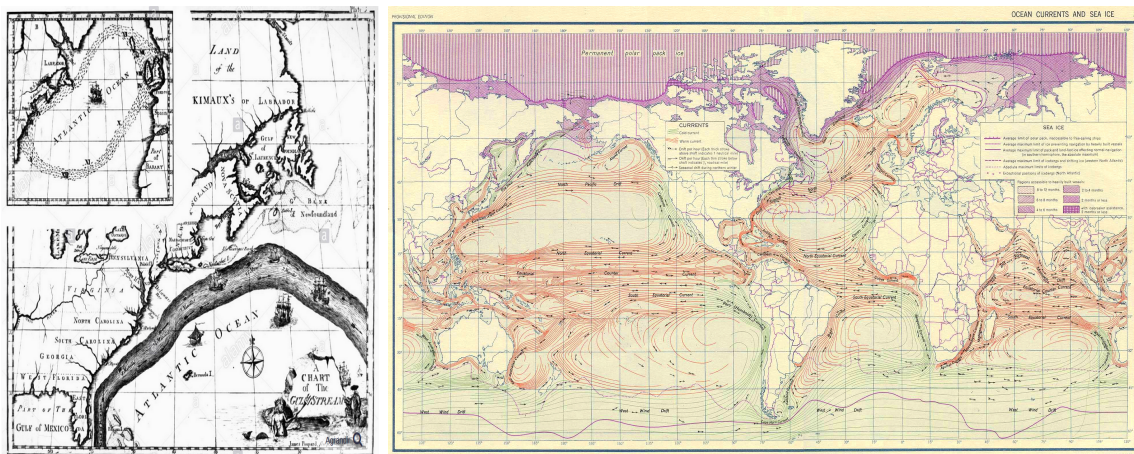


FIGURE 4.1 – Carte historique de circulation océanique. A gauche première carte du Gulf stream dressée par Benjamin Franklin, à droite les principaux courants marins en 1943. Source : Web

L'avènement de nouvelles technologies de communication, notamment la transmission à distance va offrir la possibilité d'étudier les variations temporelles de l'océan. Mieux encore, elle va énormément contribuer au développement de nouveaux instruments d'observations in situ (bouées, mouillages, marégraphes, flotteurs, planeurs sous-marin). Les observations in-situ à méso-échelle ont commencé dans les années 1970s. Richman et al. (1977) utilisent les données de température et de courantomètre de l'expérience MODE pour déterminer les échelles de longueur et élucider la dynamique des remous. McWilliams et al. (1986) et Hua et al. (1986) utilisent les données des compteurs de courant de l'expérience de Dynamique Locale POLYMODE pour estimer statistiquement les fonctions du courant à différentes profondeurs afin d'observer la structure tourbillonnaire spatiale et verticale. Mercier and De Verdière (1985) utilisent l'expérience Tourbillon pour mesurer la variabilité des tourbillons. Ces expériences ont fourni certaines des

premières estimations des caractéristiques de méso-échelle ainsi que des informations précieuses sur les processus dynamiques.

Des grands programmes d'observation vont voir le jour pour un suivi des conditions océaniques globales ou à l'échelle d'un bassin (Atlantique, Pacifique). On peut citer par exemple le programme TOGA (Tropical Ocean Global Atmosphere) dans le Pacifique tropical, le programme PIRATA dans l'Atlantique tropical et les programmes à l'échelle globale de WOCE et CLIVAR.

Le Pacifique tropical devient un grand chantier d'observations in situ à partir du programme TOGA. Motivée par la compréhension et la prévision d'ENSO, TOGA a duré de 1985 à 1995 (McPhaden et al., 1998). Son réseau d'observation in situ comprenait (Fig.4.2) :

- ▶ Un réseau XBT et de thermosalinographes sur navires marchands dédié à la température et la salinité.
- ▶ Des marégraphes mesurant les variations du niveau de la mer en plein océan.
- ▶ Un réseau de bouées dérivantes dont l'analyse des trajectoires renseigne sur le courant superficiel.
- ▶ Le réseau de mouillage (bouées ancrées) TAO. Plus de 70 bouées Atlas ont été déployées entre 10°S-10°N. Elles étaient utilisées pour observer entre autre l'évolution du sous courant en vitesse et profondeur (Merle, 2006).

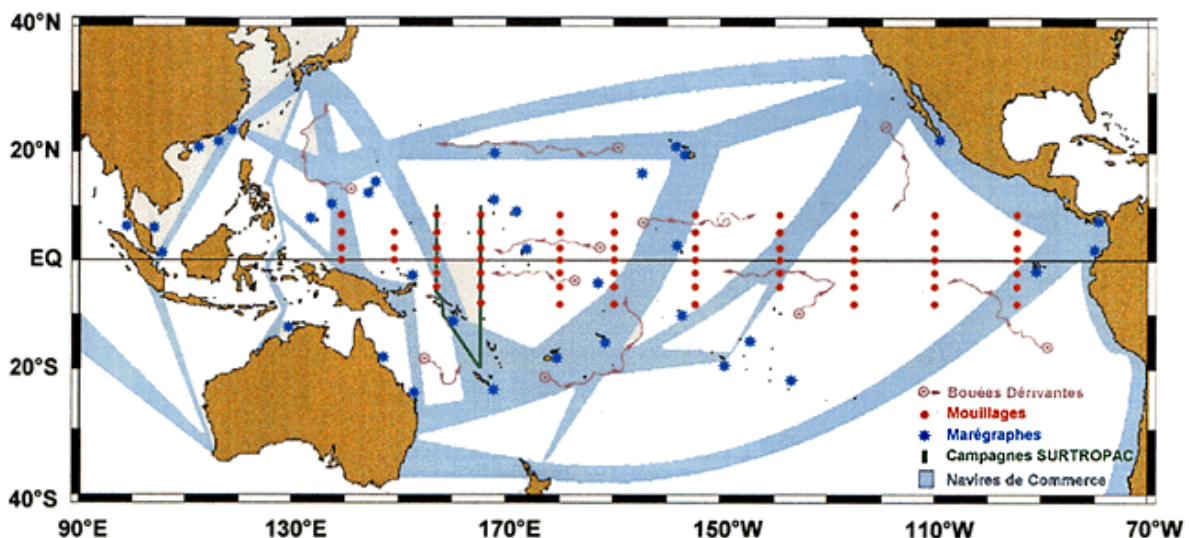


FIGURE 4.2 – Dispositif d'observation de la l'océan Pacifique au cours du programme TOGA. Source : <http://www.cnrs.fr/cw/dossiers/dosclim1/rechfran/4theme/roledelOcean/gdimghtml/3fig3p26III.html>

TOGA a été un exemple d'utilisation conjointe de mesures in situ, d'observations spatiales et d'expériences de modélisation. Il a favorisé l'éclosion de la modélisation numérique en océanographie et les systèmes de prévision d'ENSO. L'exemple ci-dessous montre le succès du monitoring de l'événement ENSO 1997-1998 à partir du réseau de mouillages TAO (Fig.4.2). On voit très bien les coups de vent d'ouest qui vont générer des ondes de Kelvin à l'origine de l'événement El Niño ; le déplacement du réservoir d'eaux chaudes avec les anomalies positives de SST et l'approfondissement de la thermocline dans le Pacifique central-est.

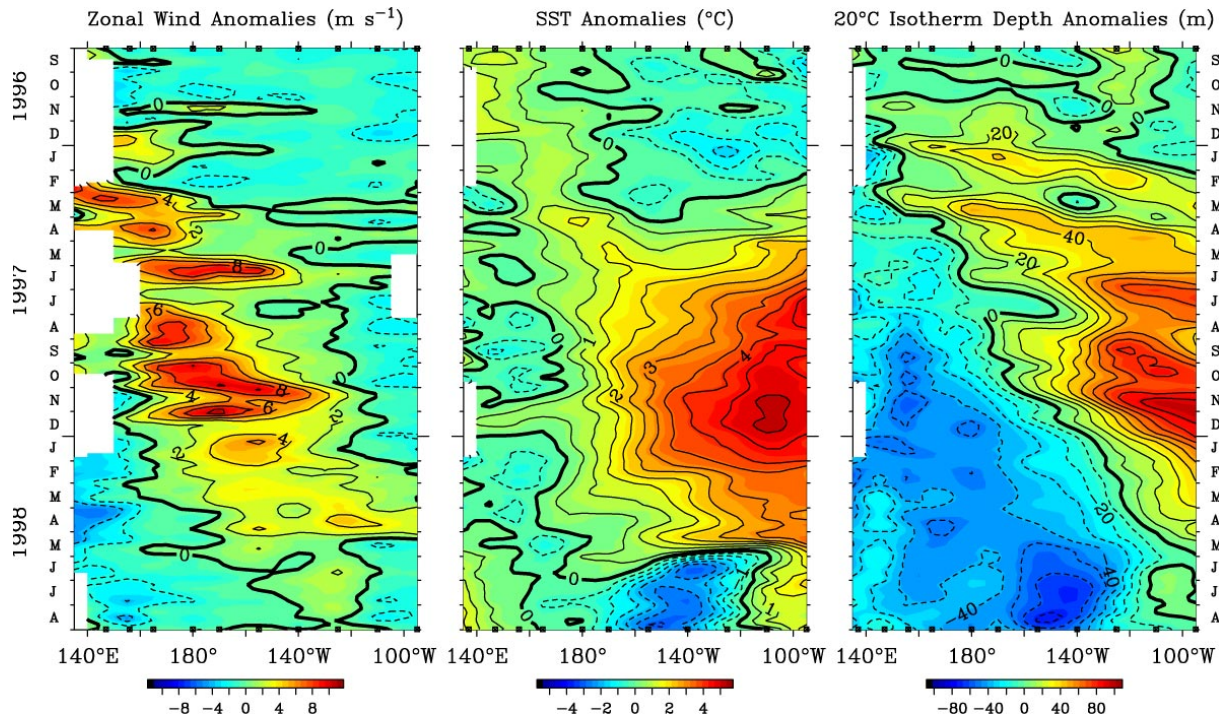


FIGURE 4.3 – Anomalie de vent de surface (à gauche), de température de surface (au milieu) et de la profondeur de l'isotherme 20°C (à droite) calculé à partir de données TAO mesuré sur la bande 2°S-2°N .

Actuellement, le réseau de mouillages de TOGA est en train d'être repensé au regard des connaissances acquises, des nouvelles technologies et des nouveaux challenges. Le nouveau projet porte le nom TPOS2020.

Les interactions entre tropiques et subtropiques et leurs influences sur la modulation décennale d'ENSO ont amené à des programmes plus régionaux comme le programme SPICE (South Pacific Climate Experiment) mené sous l'égide de CLIVAR depuis 2007 (<http://www.clivar.org/clivar-panels/pacific/spice>). SPICE est dédié à l'observation, la modélisation et la compréhension du Pacifique sud-ouest dans :

- ★ La modulation grande échelle/basse fréquence du climat de la mer de Tasman à l'équateur
- ★ Les diagnostics régionaux de signaux climatiques pour l'aide aux populations locales.

Les efforts sont concentrés dans la mise en place d'un programme d'observation et de plateformes de modélisation haute résolution pour aborder les 4 grandes questions de SPICE résumées sur la figure 4.4. La partie qui concerne les courants de bord ouest dans la partie nord de la mer de Corail (North Coral Sea, WBC and Straits) concerne principalement la circulation en mer des Salomon avec l'estimation des transports des eaux transitant en mer des Salomon et de leur variabilité. Jusqu'alors, seules de rares mesures avaient été effectuées. Les expéditions WEPOC I et II de juin-août 1985 et janvier-février 1986, respectivement, avaient permis le déploiement de mouillages au détroit de Vitiaz. Elles ont servi à faire les premières estimations de transport et à décrire pour la première fois l'état moyen, le cycle saisonnier du NGCU (Lindstrom et al., 1990, 1987). Fort de cette expérience fructueuse, cinq autres mouillages ont été déployés de Mars 1992 à Mars 1993 dans le détroit de Vitiaz au cours du programme WOCE (Murray et al., 1995). Leurs analyses confirment les observations de Lindstrom et al. (1990) avec un transport du NGCU de l'ordre de 15 Sv. La place centrale qu'occupe la mer des Salomon dans le transit

des eaux subtropicale vers l'équateur a conduit au redéploiement de mouillages dans le cadre du projet SPICE (Ganachaud et al., 2014, voir chapitre 5). A côté de cet effort d'observation, SPICE a permis le développement de modélisation régionale de la mer des Salomon avec les travaux de Melet et al. (2010, 2013, 2011) et Djath et al. (2014b). Les simulations que nous avons analysées dans cette thèse sont directement issues de ces différents travaux (voir chapitre 5 pour la description des simulations).

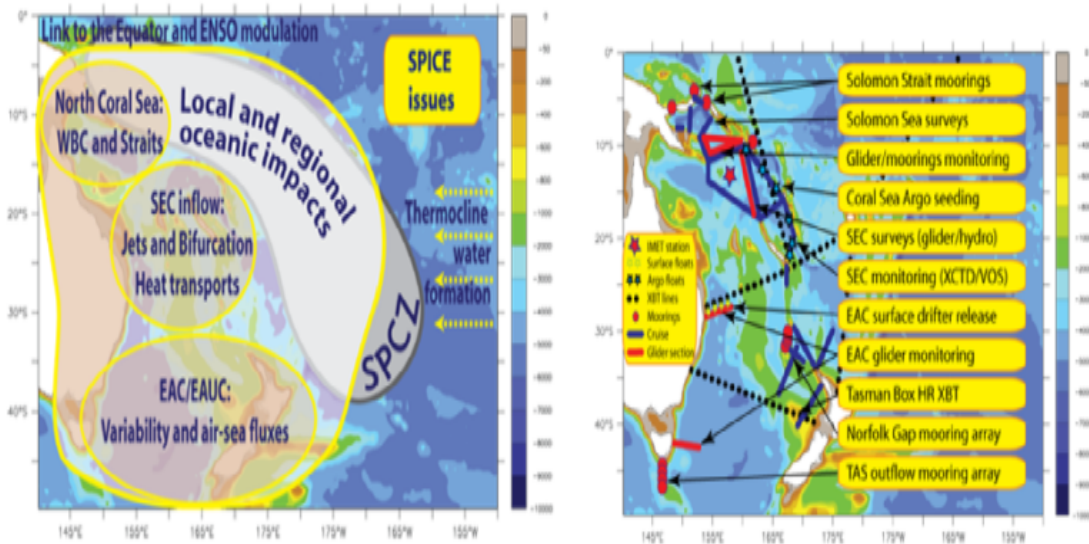


FIGURE 4.4 – Fiche présentant le projet SPICE.

## 4.2 Les satellites altimétriques

Le credo "observer d'en haut pour mieux voir et comprendre" de Jacques Merle en référence à la nécessité de s'élever pour comprendre le monde où l'on vit de Socrate a pris tout son sens à partir des années 1970 avec le lancement des missions altimétriques (GEOS-3 en 1975 suivi par Seasat en 1978 par le NASA). Elles ont fourni pour la première fois une vision synoptique de la hauteur du niveau de la mer. Seasat était le premier satellite altimétrique en bande Ku dont les mesures ont été d'un intérêt pour l'étude de la surface de l'océan Fu and Holt (1982). Depuis, plusieurs autres missions altimétriques, avec une précision de mesure de plus en plus accrue, ont été lancées : GEOSAT (1986-1989), ERS-1 et -2 et Envisat (1991 à 2012), Topex-Poseidon (1992-2006) suivi par Jason-1,-2 et -3 (2001 à aujourd'hui). En 2013, l'altimètre Saral/AltiKa en bande-Ka a été lancé. Saral se distingue par une résolution plus fine de sa mesure au sol (Verron et al., 2015). Ces missions dites « conventionnelles » ont été suivies par Cryosat-2 en 2010 et Sentinel-3A et B (en 2016 et 2018) avec un fonctionnement en mode SAR (radar d'ouverture de synthèse) et une résolution encore plus fine. Les missions altimétriques actuelles fournissent des informations 1D le long de la trace du satellite. En 2021, la mission SWOT va révolutionner l'altimétrie en fournissant des images 2D du niveau de la mer. Pour ma thèse, je me suis concentré sur les altimètres « conventionnels » de Topex/Poséidon, Jason-2 et Saral/AltiKa. Le principe de mesure des altimètres radar conventionnels est décrit ci-dessous. Pour une description plus

complète, voir Chelton et al. (2001) ou voir Escudier dans Stammer and Cazenave (2017)

#### 4.2.1 Principe de la mesure altimétrique « conventionnelle » :

L'altimètre radar mesure la distance  $R$  entre la surface de l'océan et le satellite placé à l'altitude  $H$  par rapport à l'ellipsoïde de référence (voir Fig.4.5). Le niveau de la mer (SSH sur la figure 4.5) est alors la différence entre  $H$  et  $R$  ( $SSH=H-R$ ). Toutefois, la valeur de la SSH issue de cette différence ne représente pas uniquement les variations océaniques. La SSH se compose de deux termes : un terme géophysique relatif au géoïde et, un terme océanographique : la topographie dynamique, relatif à la circulation océanique.

##### - La hauteur du géoïde (geoid sur la figure 4.5) :

Elle correspond à la topographie géodésique de l'océan. C'est la hauteur qu'aurait l'océan au repos (sans les effets de vents, de marées, de courants, de la température). Le géoïde suit une surface isopotentielle, sa forme non identique à l'ellipsoïde témoigne de la répartition non homogène des masses sur la terre. Le début de l'ère de l'altimétrie a aussi été marqué par une course militaire et civile vers la connaissance du géoïde. Aujourd'hui, le géoïde est décrit avec les données combinées de l'altimétrie, de la gravimétrie (Castruccio, 2006, exemple de la mission grace) et des données de navires. Le géoïde varie de  $+/- 100$  m sur la surface de la Terre, et même avec les géoïdes les plus précis d'aujourd'hui, il reste des erreurs conséquentes (plusieurs cm) aux échelles spatiales  $< 100$  km. Les erreurs de mesure sur le géoïde impactent directement sur l'estimation de la SSH à petite échelle. Toutefois, les variations temporelles du géoïde sont lentes comparées aux variations océaniques "rapides". On peut s'affranchir de la connaissance parfaite du géoïde en utilisant le fait que les satellites évoluent sur une orbite répétitive. Il est alors possible de moyennner la SSH dans le temps et d'en déduire sa partie stationnaire notée MSSH sur la figure 4.5. La MSSH combine à la fois la hauteur du géoïde et la surface moyenne dynamique (MDT). Ainsi, en soustrayant la MSSH de la SSH, on enlève : le géoïde et ses erreurs, les erreurs moyennes de la mesure et des corrections, ainsi que la circulation moyenne océanique. Beaucoup des applications altimétriques en océanographie, y compris dans cette thèse, utilisent les variations du signal, plutôt que le signal absolu.

- **La topographie dynamique (DT) :** La topographie dynamique est la part de la SSH associée au champ de pression de surface qui est relié à la circulation géostrophique. Cette composante océanique se compose d'une partie moyenne (MDT) et d'une partie variable : l'anomalie du niveau de la mer (sea level anomaly, SLA). Comme mentionné au-dessus, le fait de retirer la MSSH à la SSH réduit le signal altimétrique à la SLA.

#### 4.2.2 Les sources d'erreurs

Les altimètres embarqués émettent des ondes électromagnétiques en bandes Ka, Ku et C principalement. La distance  $R$  est obtenue de la mesure précise du temps aller-retour des ondes radar émises. Malheureusement, ces ondes subissent de la dispersion (plus pour les mesures en bande Ku) à la traversée de l'ionosphère et sont ralenties par la masse et la vapeur d'eau dans la troposphère Chelton et al. (2001). Le retard dans la propagation de l'onde se convertit en une erreur de mesure de  $R$ , de plusieurs cm (jusqu'au 2m pour le retard à travers la troposphère sèche, Chelton, 2001). La mesure altimétrique est aussi biaisée par la dispersion sur les crêtes

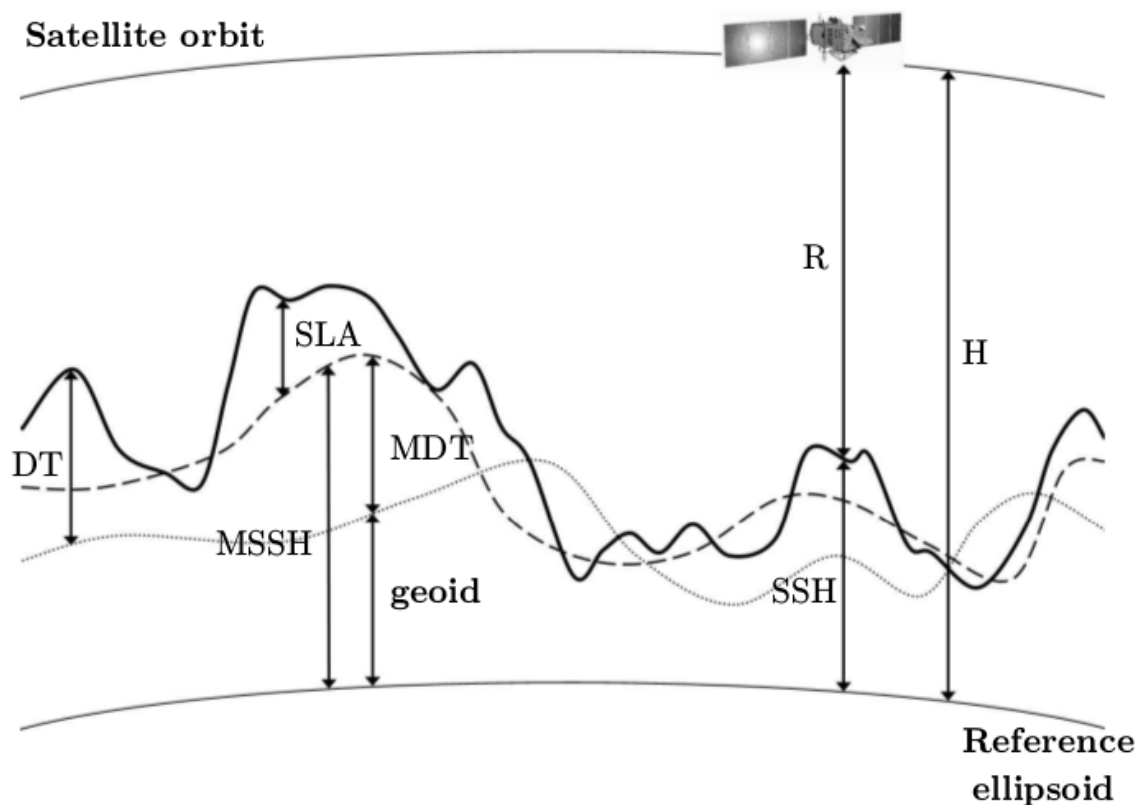


FIGURE 4.5 – Principe de l'altimétrie. Source : Castruccio (2006)

des vagues (Gaspar et al., 1994). Des protocoles de corrections sont appliqués pour palier au mieux à ces imperfections. Pour plus de détails sur les corrections, vous pouvez vous référer au manuel d'utilisation des données. Il est disponible pour chaque mission altimétrique sur le site internet : <https://www.aviso.altimetry.fr/>

Les sources d'erreurs dans le signal altimétrique ne sont pas seulement liées à la propagation de l'onde dans l'atmosphère. Une erreur dans l'estimation du positionnement du satellite sur son orbite (altitude  $H$ ) contamine directement l'estimation de la SSH. Les missions altimétriques d'aujourd'hui utilisent des modèles d'orbites sophistiqués, et souvent 3 systèmes de positionnement (GPS, stations Laser et suivi Doppler DORIS).

Une autre source d'erreur est le bruit instrumental qui se manifeste par un spectre blanc aux petites échelles spatiales ( $\sim < 30$  km en longueur d'onde). Pour un radar conventionnel, ce bruit est caractérisé par plusieurs sources (Escudier dans Stammer and Cazenave 2017) : pointage de l'antenne ; paramètres instrumentaux à bord ; paramètres liés aux algorithmes de traitement au sol ; distribution non-homogène des conditions géophysiques dans la tache au sol (vagues, vent, cellules de pluie, etc). C'est compliqué ! De plus, chaque mission intègre le signal et le bruit dans l'écho de retour à partir d'une tache au sol différente ( $380 \text{ km}^2$  pour Topex ;  $287 \text{ km}^2$  pour Jason-1 et Jason-2, et seulement  $100 \text{ km}^2$  pour Saral/AltiKa). Par exemple, les erreurs liées à la non-homogénéité des signaux géophysiques dans la tache au sol sont beaucoup plus grandes pour Topex que pour Saral. Une analyse spectrale le long de la trace va révéler un bruit blanc plus haut pour Topex que pour Saral, polluant le signal pour des longueurs d'onde allant jusqu'au 70

km pour Topex, et jusqu'au 30-40 km pour Saral en moyenne (Dufau et al., 2016). A moyenne et grande échelle, le signal est bruité par les processus océaniques mal résolus par la fréquence d'échantillonnage de l'altimétrie (entre 10 et 35 jours, selon la mission). Il s'agit entre autre de la marée et de la haute fréquence atmosphérique.

### 4.2.3 Les signaux haute-fréquence

Le signal altimétrique que l'on étudie est en réalité une moyenne de plusieurs impulsions émises en une seconde par l'altimètre. L'altimètre vol à 7 km/sec (420 km/min ; 25200 km/hr) et effectue ainsi un échantillonnage très rapide du niveau de la mer. Chaque mesure reflète aussi bien les variations basse que haute fréquence du niveau de la mer. La répétitivité de l'orbite du satellite (10 jours pour Topex, Jason, et 35 jours pour Saral, ERS, ENVISAT) induit un aliasing des signaux haute fréquence sur les plus basses fréquences car le temps que met le satellite pour repasser au même point est trop long pour échantillonner correctement ces signaux. Il est donc important de pouvoir corriger le signal altimétrique de ces signaux haute-fréquence.

Une première signature haute fréquence dans le signal altimétrique est associée aux variations de pression atmosphérique à la surface de l'océan. Elle impacte le niveau de la mer par le biais de l'effet baromètre inverse (1 cm de changement en SSH pour 1 mbar de pression atmosphérique). Ce signal est bien corrigé avec un modèle de la pression atmosphérique. En plus, les vents et la pression atmosphérique génèrent les ondes barotropes océaniques rapides qui sont mal-échantillonnées par le passage des altimètres chaque 10 ou 35 jours. Sans correction, les données altimétriques montrent une forme de battement de SSH à grande échelle de plusieurs cm. Ces anomalies liées aux mouvements rapides mal-résolus avec une période  $< 20$  jours sont corrigées par l'application du modèle barotrope MOG2D, forcé par les vents et pressions atmosphériques (Modèle d'Onde de Gravité 2D, Carrère and Lyard 2003)

Un autre signal haute-fréquence est celui associé aux marées. L'effet total de la marée sur le niveau de la mer est une combinaison de la marée océanique, des effets de charge, de la "solid Earth tide" et de la marée polaire. Les trois premières composantes sont des effets direct ou indirect du forçage gravitationnel de la lune et du soleil tandis que la marée polaire est liée à la rotation de la terre (Chelton et al., 2001). Le signal le plus important est celui de la marée océanique qui se décompose entre marée barotrope et marée barocline (ondes internes de marée), la marée barotrope étant de loin le signal majoritaire. La marée est inévitablement aliasée par la mesure altimétrique, des tableaux existent indiquant les fréquences d'aliasing des différents ondes de la marée, ceci pour chaque mission altimétrique (Ray and Zaron, 2016). Par exemple, l'aliasing de la marée M2 se traduit pour une orbite comme celle de TOPEX/Poseidon par un pic de variabilité à 60 jours.

Des modèles de marée tel FES (Finite Element Solution ; Lyard et al. (2006)) et GOT4.8 (Ray, 1999) sont utilisés pour soustraire la marée océanique barotrope du niveau de la mer altimétrique. Ils corrigent la part prédictible de la marée barotrope. Stammer et al. (2014) ont analysé plusieurs modèles globaux de marée et les ont validés avec les marégraphes. Ils trouvent que les erreurs des modèles globaux sont relativement faibles dans l'océan profond, mais augmentent de plusieurs cm en r.m.s en approchant les côtes, les îles, et aux hautes latitudes  $> 66^\circ$  où il y a moins de données altimétriques. Pour nos études dans les tropiques, ces modèles

barotropes de FES ou GOT sont relativement précis. Nous allons regarder ces marées barotropes dans la région de la mer de Salomon au chapitre 8.

L'étude de la méso et sous méso-échelle à partir des données altimétriques de SSH nécessite également que la marée barocline soit extraite de la mesure. La question est au centre des interrogations actuelles dans la communauté surtout dans l'optique de la prochaine mission SWOT. Nous apportons notre contribution à cette tâche aux chapitres 7 et 8 de cette thèse avec un focus sur la mer des Salomon. Nous revenons aussi dans ces travaux sur l'épineux problème de la séparation des marées barotrope et barocline.

#### 4.2.4 La mission SWOT

Avec la prochaine mission altimétrique SWOT, dont le lancement est prévu pour Octobre 2021, les limites actuelles de l'altimétrie pour l'observation des petites structures océaniques devraient être dépassées. J'ai introduit cette sous-section afin de rappeler les changements attendus à partir de cette mission innovatrice.

SWOT sera doté de deux antennes (d'émission/réception) radar interférométriques KaRIn (Ka Radar INterféromètre, voir Rodriguez dans Stammer and Cazenave 2017) fixées aux extrémités d'un mât de 10m (Fig.4.6). Chaque antenne sera capable d'effectuer une mesure le long d'une fauchée large de 60 km. Un altimètre classique émettant en bande Ku/C est placé entre les deux antennes. Son rôle est double : compléter la mesure avec une observation au Nadir, calibrer les mesures Karin aux échelles  $> 150$  km et aider à la correction ionosphérique. Au final SWOT donnera une topographie 2D du niveau de la mer avec une résolution spatiale de l'ordre d'une vingtaine de km. La précision de SWOT sera variable dans l'espace et le temps et dépendante notamment des conditions de vagues. Avec le recouvrement des fauchées de SWOT, une carte complète de l'océan sera remplie (complète) environ tous les 10 jours. La répétitivité exacte de SWOT est de 21 jours.

La première phase de la mission se déroulera sur une orbite journalière pendant 90 jours. Ce sera l'occasion d'apprendre davantage sur la marée interne dans l'océan et aussi l'opportunité de faire le point sur les techniques de séparation entre ondes et turbulence. SWOT est la première mission altimétrique pour laquelle l'accent est réellement mis sur la résolution spatiale (Fu and Ferrari, 2008, Morrow dans Stammer and Cazenave 2017)

Le principe de mesure de l'altimètre SWOT est complètement différent d'un altimètre conventionnel(Fig.4.6). SWOT va utiliser une analyse d'ouverture de synthèse dans la direction along-track (SAR processing). Mais surtout chaque signal émit sur un angle de  $\Theta \sim 4^\circ$  perpendiculaire à la trace du satellite sera réceptionné par 2 antennes séparées par une distance, B de 10 m. Sur la figure, r1 et r2 sont les distances parcourues par les ondes électromagnétiques réceptionnées par chaque antenne. La SSH se déduit en fonction de r1 et de l'angle de visée par la relation :

$$SSH = H - r_1 \cos(\Theta) \quad \text{avec } \Theta \text{ l'angle de visée} \quad (4.1)$$

C'est simple mais l'angle de visée n'est pas bien contraint. C'est la différence de phase des signaux de retour à chaque antenne qui permet de construire les interférogrammes en 2D de la cohérence et de la phase, et puis avec des techniques de reconstruction assez complexes, de reconstruire les images 2D de SSH. SWOT va fournir des cartes de SSH à 2 km de résolution à



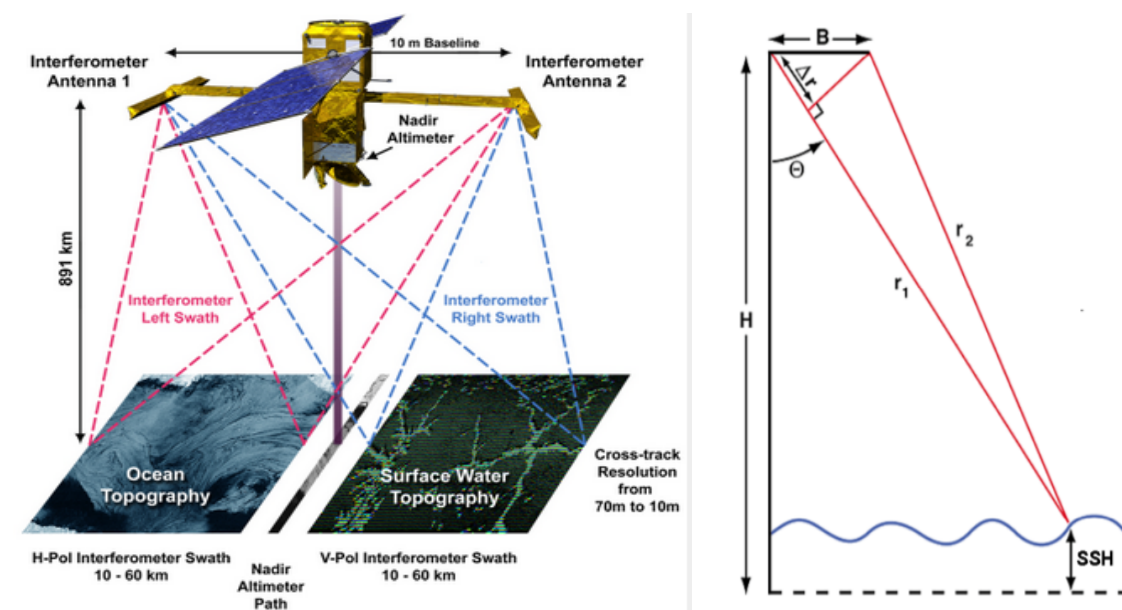


FIGURE 4.6 – Satellite altimétrique SWOT (à gauche). Principe de la mesure interférométrique large fauchée (à droite).

travers chaque fauchée, avec un niveau de bruit d'un ordre de grandeur plus petit que celui des altimètres conventionnels (Rodriguez dans Stammer and Cazenave 2017).

Avant le lancement de SWOT, notre meilleure compréhension de l'observabilité de la mesure SWOT dans les tropiques sera dérivé des analyses altimétriques le long des traces (alongtrack), complétées par les analyses de modèles à différentes résolutions incluant ou non la marée pour comprendre la physique contenue dans les signaux altimétriques. Ces travaux font l'objet d'un article publié et incluse au chapitre 7.

### 4.3 Altimétrie : observation des ondes et de la meso et sub-méso-échelle dans les tropiques

L'altimétrie satellitaire a révolutionné notre vision et compréhension de l'océan en donnant accès à une description à l'échelle globale de la variabilité du niveau de la mer et de la circulation de surface. Elle a permis pour la première fois d'accéder au niveau moyen des mers et de montrer l'augmentation de la montée du niveau de la mer des dernières décennies due aux activités anthropiques ; de mettre en évidence les ondes de Rossby ; la variabilité basse fréquence de l'océan, notamment en documentant les événements ENSO (Cazenave, 2004; Fu et al., 2010; Picaut and Busalacchi, 2001). Dans cette section, je vais présenter succinctement l'apport de l'altimétrie pour la compréhension de la dynamique océanique, notamment en terme de dynamique tropicale et de dynamique méso et sous mésoéchelle.

#### 4.3.1 les ondes

L'arrivée des satellites altimétriques a coïncidé avec une période chaude du Pacifique tropical qui s'est soldée par l'ENSO extraordinaire de 1997-1998. L'altimétrie en conjonction avec d'autres observations s'est révélée une source majeure pour comprendre de tel phénomène. Par exemple

Picaut et al. (2002) a pu analyser les divers mécanismes responsables de l'intensité inhabituelle du El Niño de 1997 et son rapide basculement en La Niña. Ce travail a démontré l'importance de l'advection de la warm pool du Pacifique ouest vers le Pacifique central, ceci en réponse aux coups de vent d'ouest et du système couplé océan/atmosphère à l'origine de rétroaction positive responsable d'El Niño. Il a aussi permis d'identifier un ensemble d'ondes de Kelvin et de Rossby responsable de la transition soudaine en La Niña au printemps 1998. Grâce à l'altimétrie Delcroix et al. (2000) ont montré l'importance des anomalies de courants associées aux ondes de Kelvin et Rossby dans le déplacement du réservoir d'eaux chaudes lors des différents événements ENSO. L'observation a incité à revisiter les théories d'ENSO existantes en incluant les réflexions des ondes de Kelvin en Rossby sur la frontière est.

Ces avancées dans l'observation depuis l'espace de processus clés ont participé à l'amélioration des prédictions d'ENSO. Lee et al. (2000) ont développé une méthode d'assimilation de données incluant altimétrie, température de surface, vent pour améliorer la prévision d'ENSO. Ils ont démontré à fortiori la capacité de leur méthode à prévoir l'ENSO de 1997-1998. La longue série actuelle des observations altimétrique à amener à une nouvelle compréhension de la dynamique des ondes longues équatoriales. Par exemple, Chelton et al. (2003) ont mis en évidence l'asymétrie des ondes annuelles de Rossby en terme d'amplitude avec des amplitudes deux fois plus importantes au nord qu'au sud. Cela va à l'encontre de la théorie qui mettait en avant l'importance du premier mode méridien pour ces ondes de Rossby. Aussi, ils ont montré que les vitesses de phase observées étaient 40% plus faibles que celles prédites par la théorie. Ils ont alors proposé une nouvelle théorie incluant l'effet du cisaillement de courant méridien des courants équatoriaux dans l'écriture de la relation de dispersion. Cette nouvelle théorie a permis d'expliquer à la fois, les vitesses de phase et l'asymétrie observées.

### 4.3.2 Méso et sous mésoéchelle

Plusieurs documents de synthèse ont révélés les nombreuses études à méso-échelle issues de l'altimétrie satellitaire (Fu et al., 2010; Le Traon and Morrow, 2001; Morrow and Le Traon, 2012, Morrow dans Stammer and Cazenave 2017). La plupart de ces études sont basées sur des cartes de données grillées, qui résolvent des processus océaniques avec des longueurs d'onde spatiales de 200 km ou plus (Chelton et al., 2011). La série de 20 ans des cartes de SSH et de courants géostrophiques a permis de quantifier les variations saisonnières et interannuelles de l'énergie cinétique globale, utilisée comme référence pour valider la performance et le réalisme des modèles numériques à résolution tourbillonnaire. Bien que les propriétés de surface des tourbillons méso-échelle soient rapidement modifiées par les interactions air-mer, leur structure profonde est bien capturée en SSH. Les tourbillons peuvent être suivis avec l'altimétrie pendant des mois ou des années à travers les bassins océaniques. L'altimétrie a révélé la génération, la propagation et la dissipation des grands tourbillons océaniques méso-échelle, à la fois dans des analyses régionales et globales (Chelton et al., 2011, par exemple). La combinaison de données altimétriques avec les données de traceurs ont permis d'estimer le transport latéraux tourbillonnaire de chaleur, de sel (Dong et al., 2014; Morrow, 2004, par exemple). Les moyennes temporelles des séries longues ont également révélé l'omniprésence de structures de type jets alternés dans les océans globaux, y compris les tropiques, pouvant être associées à des méandres et des fronts (Maximenko et al.,

2008, par exemple). Des analyses d'observations satellitaires de SSH et de la tension de vent ont révélé une influence océanique persistante à méso-échelle sur les flux atmosphériques (Chelton and Xie, 2010). On sait que ce couplage air-mer à méso-échelle affecte non seulement l'énergie de la circulation océanique et la réponse biologique, mais aussi le climat à plus grande échelle.

Les processus méso-échelle et de sous-méso-échelle inférieure à 200 km ne sont pas résolus par ces cartes altimétriques. Cependant, l'évolution temporelle des courants géostrophiques issue de ces cartes peut générer des fronts et des filaments à plus petite échelle (d'Ovidio et al., 2009; Waugh and Abraham, 2008). En fait, les tourbillons conduisent les particules fluides dans une évolution complexe, déformant le flux. Les trajectoires des particules Lagrangiennes peuvent être créées à partir des séries temporelles de cartes altimétriques et un certain nombre d'études ont calculé des propriétés dynamiques d'ordre supérieur telles que la diffusivité de la turbulence (Abernathy and Marshall, 2013) ou les exposants de Lyapunov (d'Ovidio et al., 2009). Ces trajectoires lagrangiennes conjuguées à des champs de traceurs grande échelle, comme la salinité de surface), permettent de construire ces champs de traceurs à des résolutions plus fines, y compris dans le Pacifique tropical (Rogé et al., 2015).

Au fur et à mesure que le traitement altimétrique et la technologie progressent, le rapport signal / bruit de la SSH est amélioré, révélant davantage de structures à fine échelle dans les données le long de la trace. L'orbite répétitive des satellites altimétriques permet une couverture conjointe des spectres en nombre d'onde horizontaux et en fréquence (Wortham, 2013). Les spectres en nombre d'onde de SSH le long la trace ont été calculés à partir de l'altimétrie depuis Seasat au début des années 1980 (Fu, 1983) et plus récemment avec Jason-1 (Xu and Fu, 2011), Jason-2 et Saral (Dufau et al., 2016). Les pentes spectrales de Jason-1 observées sur la bande de méso-échelle fixe de 70 à 250 km de longueur d'onde sont généralement plus faibles que les prédictions de la théorie QG de  $k^{-5}$  (Xu and Fu, 2011). Pourtant, la distribution globale de la pente spectrale SSH a révélé une forte dépendance géographique (Dufau et al., 2016; Xu and Fu, 2011, 2012; Zhou et al., 2015), avec des valeurs faibles ( $k^{-1.5}$  -  $k^{-2}$ ) dans la bande intertropicale (20°S-20°N) et dans les régions est des océans à basse énergie. Ces pentes spectrales augmentent progressivement vers les latitudes plus élevées, atteignant  $k^{-11/3}$  dans les régions très énergétiques, conformément à la théorie SQG. Les faibles pentes spectrales peuvent être influencées par les ondes de gravité internes (IGW) du forçage atmosphérique ou de marée qui peuvent dominer le signal de SSH dans les régions à faible énergie turbulente, comme le suggèrent les simulations (Richman et al., 2012); et les observations altimétriques (Dufau et al., 2016; Rocha et al., 2016). Une enquête sur ce sujet sera au centre de la première partie de ma thèse.

Deuxième partie

Modèles, données et analyse  
spectrale



---

Ce travail de thèse repose majoritairement sur l'analyse de simulations numériques, dont l'une globale de résolution horizontale  $1/12^\circ$  ème (donc proche de l'altimétrie alongtrack) pour l'étude du Pacifique tropical et une autre régionale pour la mer des Salomon de plus haute résolution horizontale ( $1/36^\circ$ ). Une des motivations étant l'observabilité des données altimétriques, les analyses de modèle ont été confrontées aux observations satellites de Topex/Poseidon, Jason 2, et Saral/AltiKa. Afin de valider, certains aspects de la simulation numérique régionale j'ai également utilisé des jeux de données in situ issues de la climatologie CARS ainsi que des mesures d'un mouillage déployé lors des campagnes PANDORA et MOORSPICE en mer des Salomon. Ces différentes sources de données sont présentées au chapitre 5. Une grande partie de ce travail de thèse repose sur l'analyse spectrale des signaux. Si les spectres sont des analyses statistiques couramment utilisées, leur emploi demande toutefois des précautions pour obtenir des résultats physiquement représentatifs du jeu de données traitées. Ainsi au lieu d'utiliser en «boîte noire» des logiciels de calcul spectral, j'ai revisité les notions de spectre pour pouvoir définir les conditions optimales de leur utilisation dans les tropiques. Aussi, j'ai retenu des différentes présentations effectuées au long de ma thèse qu'il est parfois difficile de faire passer le message sur les spectres sans une introduction sur la notion de "spectre". Ces arguments ont motivé la rédaction du chapitre 6. Il est dédié à un rappel sur l'analyse spectrale, aux tests de sensibilité ayant permis de définir une utilisation optimale des spectres dans la suite des travaux.



# Chapitre 5

## Modèles et données

### Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Les simulations numériques</b> . . . . .	<b>70</b>
5.1.1	Les équations . . . . .	70
5.1.2	Hauteur de mer . . . . .	72
5.1.3	Discrétisation, paramétrisations . . . . .	73
5.1.4	La simulation globale ORCA12.L46-MAL95 . . . . .	74
5.1.5	Les simulations régionales de la mer des Salomon . . . . .	75
<b>5.2</b>	<b>Données altimétriques</b> . . . . .	<b>77</b>
<b>5.3</b>	<b>Données In Situ</b> . . . . .	<b>78</b>
5.3.1	La Climatologie CARS (CARS 2009) : . . . . .	78
5.3.2	Les mouillages dans la mer des Salomon . . . . .	78

---



## 5.1 Les simulations numériques

Les simulations numériques que nous utilisons ont été mises en place sur la base de la plateforme de modélisation NEMO (Nucleus for European Modelling of the Ocean). NEMO comprend une composante physique de l'océan (OPA), une composante glace de mer (LIM) et une composante biogéochimie marine (PISCES). Nos simulations font appel à la composante NEMO-OPA. Le code OPA (Madec, 2008) résout la partie dynamique et thermodynamique de l'océan que ce soit en global ou en régionale. C'est un modèle aux équations primitives qui peut résoudre des processus de l'ordre du km suivant sa résolution. Il agit en intégrant son système d'équations suivant des intervalles discrets de temps et d'espace. Ses variables sont : le champ de vitesse tridimensionnelle, la température, la salinité et le niveau de la mer. Trois points essentiels sont à prendre en compte :

- ⇒ Le choix des équations qui doivent représenter correctement la dynamique à l'échelle résolue du mouvement
- ⇒ Les effets des processus qui ne sont pas explicitement résolus (paramétrisations des phénomènes sous-maille)
- ⇒ Le choix de la grille discrète spatio-temporelle. Des conditions initiales et aux limites sont nécessaires pour l'intégration du modèle.

### 5.1.1 Les équations

Le code OPA se base sur les équations de Navier-Stokes. C'est un système d'équations différentielles non linéaires qui décrit le comportement de l'océan :

$$\frac{D\vec{u}}{Dt} = -\frac{1}{\rho}\vec{\nabla} + \vec{g} - 2\vec{\Omega} \times \vec{u} + \vec{D} + \vec{F} \quad (5.1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad (5.2)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot (\vec{u}T) + D^T \quad (5.3)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot (\vec{u}S) + D^S \quad (5.4)$$

$$\rho = \rho(T, S, P) \quad (5.5)$$

où  $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{u}\vec{\nabla}$  ; D et F désignent les termes de dissipation et de source de quantité de mouvement.  $\rho$ , P, T, S sont respectivement la densité de l'eau de mer, la pression, la température et la salinité.  $D^S$  et  $D^T$  sont les termes de diffusion des traceurs,  $\vec{u}$  la vitesse horizontale,  $\vec{\omega}$  la vitesse verticale.

Les équations aux dérivées partielles non-linéaires (eq. 5.1) représentent la loi de Newton en prenant en compte les forces de Coriolis, de pression et de gravité. La conservation de la masse (aussi appelée équation de continuité) est décrite par l'équation 5.2. Les équations 5.3 et 5.4 représentent l'évolution de la température et de la salinité par advection et diffusion et assurent

la conservation des traceurs. L'équation d'état de l'eau de mer détermine la densité en fonction de la température, de la salinité et de la pression (eq. 5.5). Pour pouvoir résoudre ces équations, un certain nombre d'hypothèses sont faites :

**1. Hypothèse de Boussinesq et d'incompressibilité de l'eau de mer :**

Etant donné que la variation de la densité de l'eau de mer est faible par rapport à sa densité moyenne ( $\rho_0 = 1020 \text{kg.m}^{-3}$ ), on fait l'hypothèse que la densité de l'eau de mer est constante  $\rho_0$  partout sauf dans les termes de flottabilité et dans les termes de compressibilité de l'équation d'état :  $\frac{\delta\rho}{\rho} \ll 1$ . Ainsi, l'approximation de Boussinesq réalisée a deux conséquences directes sur les propriétés de l'océan simulé. Cette hypothèse permet, d'une part, d'écrire l'équation de conservation de la masse sous la forme :  $\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0$ . Physiquement cette relation signifie que la conservation de la masse devient la conservation du volume, et que l'écoulement océanique simulé est non divergent. Cela implique aussi que l'océan est incompressible.

**2. Hypothèse hydrostatique :** L'analyse des ordres de grandeur des différents termes permet de simplifier l'équation 5.1. Ainsi, le terme de pression équilibre la force de gravité sur la verticale. La projection sur la verticale de l'équation 5.1 devient alors :

$$\frac{\partial P}{\partial z} = -\rho g \quad (5.6)$$

Sous l'approximation hydrostatique, l'évolution temporelle de la composante verticale  $w$  n'est qu'une variable diagnostique, calculée à partir de l'équation de continuité modifiée par l'approximation de Boussinesq :

$$\frac{\partial w}{\partial z} = -\vec{\nabla}_h \cdot \vec{u} \quad (5.7)$$

La prise en compte des hypothèses ci-dessus conduisent à l'obtention des équations primitives qui constituent la base de la plupart des modèles d'océan, dont le modèle NEMO-OPA :

$$\frac{\partial \vec{u}_h}{\partial t} = - \left\{ (\nabla \times \vec{u}) \times \vec{u} + \frac{1}{2} \nabla (\vec{u}^2) \right\}_h - \frac{1}{\rho_0} \vec{\nabla}_h P - f \vec{k} \times \vec{u}_h + \vec{D}^u + \vec{F}^h \quad (5.8)$$

$$\frac{\partial P}{\partial z} = -\rho g \quad (5.9)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0 \quad (5.10)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot (\vec{u}T) + D^T \quad (5.11)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot (\vec{u}S) + D^S \quad (5.12)$$

$$\rho = \rho(T, S, P) \quad (5.13)$$

où  $f$  est le paramètre de Coriolis fonction de la latitude  $\varphi$  tel que  $f = 2\Omega \sin \varphi$ .  $F_h$  est le terme

de source de quantité de mouvement sur l'horizontale.  $D^u, D^T$  et  $D^S$  sont les termes de diffusion de vitesse, de température potentielle et de salinité. Le premier terme à droite de l'équation 5.8 représente le terme d'advection écrit sous la forme conservative. L'équation d'état de l'eau de mer eq.refchap5eq13 correspond à la formulation non-linéaire de l'équation d'état de l'UNESCO (Jackett and McDougall, 1997).

### 5.1.2 Hauteur de mer

Les variations de la hauteur de la mer sont la partie dynamique de l'océan observées par altimétrie satellitaire, il est donc d'autant plus important de pouvoir les simuler. Ces variations de la hauteur induisent une déformation de la surface et nécessitent une écriture du modèle non pas avec une condition de toit rigide, comme souvent utilisée pour simplifier la résolution du système, mais avec une condition de surface libre pour être résolu au travers d'une équation pronostique :

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = \nabla \cdot [(H + \eta) \bar{u}_h] + P + R - E \quad (5.14)$$

Avec  $\eta$  la dénivellation de surface relativement à la surface libre moyenne,  $H$  la profondeur de l'océan,  $\bar{u}_h$  la vitesse horizontale moyenne,  $E$  l'évaporation,  $P$  les précipitations et  $R$  le flux d'eau douce issue des apports fluviaux.

La surface de l'océan est la signature de mouvements à diverses échelles plus ou moins rapides qui témoignent entre autre de la circulation géostrophique, ou des ondes internes, voir des ondes barotropes. Ces dernières sont très rapides ( $c = \sqrt{gH}$ ) et la résolution des ondes barotropes imposerait donc un pas de temps extrêmement petit, ce qui est numériquement très coûteux.

Différentes formulations sont implémentées dans NEMO en fonction des processus physiques auxquels on s'intéresse :

⇒ Si l'on s'intéresse aux ondes de gravité (marée), alors l'équation 5.16 est résolue selon la technique dite de «*time splitting*». Cette technique permet de séparer les modes barotropes des modes baroclines en intégrant la partie barotrope avec un petit pas de temps (permettant la résolution des ondes de gravité) et la partie barocline avec un pas de temps plus élevé.

⇒ Si les études ne s'intéressent pas aux ondes de marée, un filtrage temporel des ondes barotropes qui ne peuvent pas être résolues temporellement est directement introduit dans l'équation équation 5.10. Ce filtrage se traduit par l'introduction d'un terme additionnel  $-gT_c \frac{\partial \eta}{\partial t}$  défini par Roulet and Madec (2000) et agissant comme un filtre passe-bas :

$$\frac{\partial \vec{u}_h}{\partial t} = M - g \vec{\nabla} \eta - g T_c \frac{\partial \eta}{\partial t} \quad (5.15)$$

Dans l'équation 5.15,  $T_c$  est une période de coupure ;  $M$  représente les autres termes de l'équation du mouvement.  $T_c$  est fixée à deux fois le pas de temps du modèle (pour une stabilité optimale) et toutes les ondes barotropes dont la période est supérieure à cette valeur seront ainsi filtrées, afin de garantir la stabilité du modèle.

### 5.1.3 Discrétisation, paramétrisations

#### Discrétisation

La discrétisation spatiale se fait sur l'horizontale par une grille orthogonale curviligne. Sur la verticale différents types de coordonnées sont possibles : les coordonnées géo-potentielles (ou généralisées,  $s=z$ ) qui sont définies à partir de profondeurs prédéterminées ; les coordonnées de suivi de terrain ou sigma ( $s=(z+\eta)/H$  avec  $H$  est la profondeur de l'océan et  $\eta$  l'élévation de la surface) qui suivent la topographie ; les coordonnées isopycnales ( $s=\rho$ ) qui suivent les courbes de densité constante. La distribution des variables dans NEMO se fait sur une maille tridimensionnelle d'Arakawa type C (Fig.5.1, Arakawa and Lamb, 1977) .

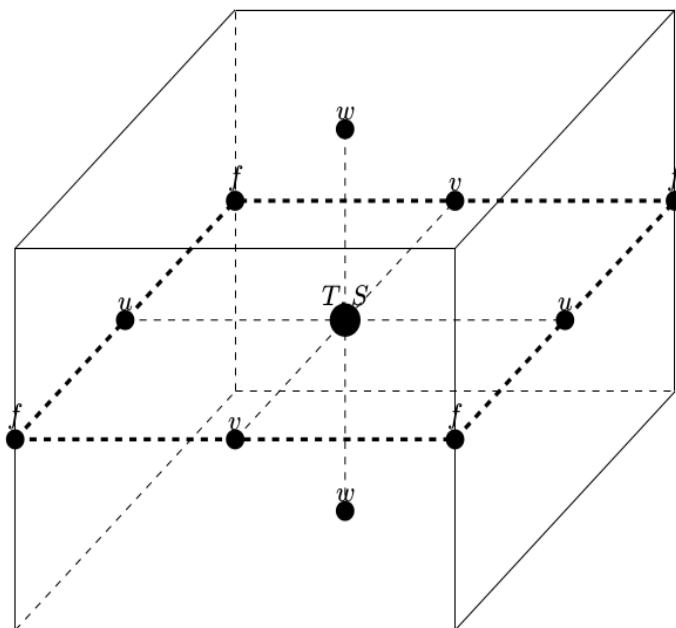


FIGURE 5.1 – Disposition des variables sur la grille C Arakawa. Au point T, est définie la température et la salinité. Les champs de vorticité sont définis au point f. Les vitesses sont aux points u, v et w.

Le schéma de discrétisation temporelle utilisé dans NEMO est le schéma centré dit leap-frog ou "saute-mouton" (en français). Il consiste à avancer une variable  $u$  du pas de temps  $t - \Delta t$  au pas de temps  $t + \Delta t$  en utilisant une évaluation du membre de droite RHS au pas de temps  $t$  :

$$u^{t+\Delta t} = u^{t-\Delta t} + 2\Delta t \text{RHS}^t \quad (5.16)$$

Les exposants de la relation désignent l'indice temporel du modèle, RHS est la partie non diffusive du second membre de l'équation pour la variable  $u$ .

#### Paramétrisations

La discrétisation des équations primitives ne permet de résoudre que la physique d'échelle supérieure à la taille de la maille. Certains phénomènes à petite échelle comme certains mouvements turbulents et la diffusion ne sont pas résolus explicitement par le modèle. Les effets des petites échelles sur les structures plus grandes échelles résolues par le modèle doivent donc être paramétrés pour fermer les équations. Il s'agit des processus "sous maille". Ils ne peuvent être négligés car ils sont nécessaires pour la dissipation de l'énergie ainsi que pour les mélanges

océaniques. De part les différences d'échelles entre l'horizontal et la verticale, les processus de turbulence "sous maille" sont paramétrés différemment. Sur la verticale, il s'agit de déterminer les coefficients de viscosité et de diffusion turbulente au travers par exemple un modèle de fermeture turbulente TKE (Turbulent Kinetic Energy) basé sur une équation pronostique de l'énergie cinétique turbulente (Blanke and Delecluse, 1993; Madec, 2008). Sur l'horizontal, il s'agit de paramétrer les processus sous mésoéchelle (pour un modèle « eddy resolving »). Le rôle dévolu à la physique sous maille est de dissiper l'énergie qui cascade vers l'échelle de la maille et ainsi d'assurer la stabilité du modèle tout en n'interférant pas avec les activités mésoéchelles résolues (Madec, 2008). La paramétrisation des échelles sous maille latérale concernent les termes de diffusion latérale des traceurs (T, S) et de quantité de mouvement (U). Elle est effectuée dans le code OPA soit par des opérateurs laplacien ou bilaplacien.

#### 5.1.4 La simulation globale ORCA12.L46-MAL95

ORCA12.L46-MAL95 est une simulation de l'océan global à la résolution au  $1/12^\circ$  qui a été développée au sein de l'équipe MEOM de l'IGE dans le consortium DRAKKAR (Lecointre et al., 2011). Elle est basée sur la version 3.2.2 de NEMO-OPA. Elle utilise les coordonnées géopotentielles Z avec 46 niveaux verticaux de la surface à 5750m. La résolution verticale décroît avec la profondeur, elle est de 6 m à la surface et de 250 m près du fond. Les coordonnées Z posent un problème de représentation de la topographie avec l'approche "full step" classique. Pour améliorer la représentation de la bathymétrie au fond, on utilise l'approche "partial step" (Adcroft et al., 1997; Bernard et al., 2006) qui adapte les cellules du fond à la bathymétrie locale. Dans nos simulations, la fonction "partial step" a été activée. La bathymétrie est construite à partir de GEBCO1 (pour les régions moins profondes que 200 m) et ETOPO2 (pour les régions plus profondes que 400m). Les profondeurs intermédiaires (200-400 m) mélangent les deux sources. Au niveau des côtes, les vitesses tangentielles à celles-ci nécessitent un traitement spécifique. Les conditions aux limites appliquées vont avoir un impact direct sur la vorticité à la côte et la stabilité des courants de bord (Verron and Blayo, 1996). On peut choisir des conditions aux limites de non glissement (ou "no-slip") où la vitesse tangentielle est mise à zéro à la côte, ou des conditions aux limites « glissantes » (ou "free-slip") où la vorticité à la côte est nulle. NEMO offre aussi la possibilité d'être en "partial slip" c'est à dire un choix compris entre le "free slip" et le "no slip" et dans lequel la vorticité à la côte n'est ni égale à zéro ni aussi forte que dans le cas de "no slip". Suite à des expériences de sensibilité, le "partial -slip" a été appliqué aux frontières latérales avec une vorticité à la côte de 3.5 % de celle du cas «no-slip». En surface, les flux de moment, de chaleur, d'eau douce sont estimés à partir des formules de Bulk classiques (Large and Yeager, 2009). Les champs de vent, de température atmosphérique et d'humidité proviennent de la réanalyse ERA Interim sur la période 1989-2007 (forçage à 3h Dee et al., 2011). La simulation part d'un restart d'une simulation ORCA12.L46-K001 forcée par les champs CORE2 sur la période 1978-1988 et couvre la période 1989-2007. Les sorties du modèle sont des moyennes à 5 jours. J'ai travaillé à partir d'une extraction des sorties sur le domaine du Pacifique tropical :  $130^\circ\text{E}$ - $110^\circ\text{W}$ ,  $20^\circ\text{S}$ - $20^\circ\text{N}$ . Cette simulation a été validée dans le cadre de la thèse de Djath (2014) où elle a servi de conditions aux limites pour la modélisation régionale de la mer des Salomon (Djath et al., 2014b). Elle a également été utilisée par Gourdeau et al.

(2017, 2014) pour étudier la mésoéchelle de la mer des Salomon. Une validation des courants équatoriaux à partir du réseau de mouillages TAO est présentée par la figure 5.2 (Gourdeau et al., 2014) .

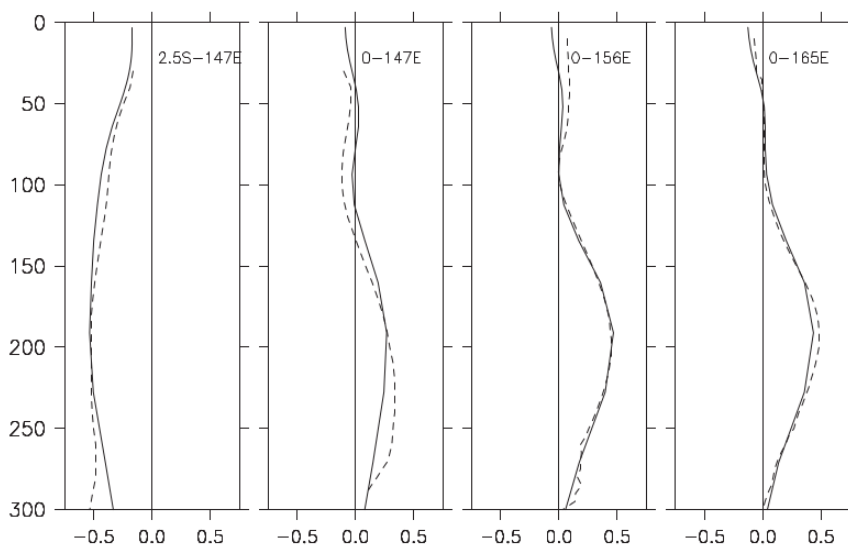


FIGURE 5.2 – Comparaison de profil vertical de courant moyen 1978-2011 entre le modèle au  $1/12^\circ$  et les observations TAO. Source : Gourdeau et al. (2014)

### 5.1.5 Les simulations régionales de la mer des Salomon

Les simulations de la mer des Salomon utilisées pour ce travail ont été effectuées dans la continuité de la thèse de Djath (2014) lors de son post doc au LEGOS. Le Pacifique sud-ouest et en particulier la mer des Salomon sont des régions où les ondes internes de marée peuvent contribuer à la transformation des masses d’eaux et donc influencer la circulation grande échelle (Melet et al., 2011). Il était nécessaire d’introduire le forçage par la marée barotrope dans la version existante du modèle de la mer des Salomon. Tâche à laquelle Djath s’est penchée durant son post-doc. Les simulations s’appuient sur une configuration régionale au  $1/36^\circ$  de résolution du modèle NEMO-OPA sur le domaine  $143^\circ\text{E}$ - $165.5^\circ\text{E}$ ;  $13^\circ\text{S}$ - $2^\circ\text{S}$  incluant la mer des Salomon, et développée par Djath (2014). La configuration du modèle original considère 45 niveaux verticaux, une bathymétrie basée sur GEBCO08 ( $1/120^\circ$  de résolution) qui a été retouchée à la main pour être la plus précise possible. Pour le forçage aux frontières de ce modèle régional, une stratégie d’imbrication de modèles avait été mise en place qui consistait en un modèle global au  $1/12^\circ$  (ORCA12.L46-MAL95) qui forçait en « one way » les frontières ouvertes d’un modèle régional du Pacifique sud-ouest calqué sur le modèle global. La motivation de ce modèle régional au  $1/12^\circ$  était de communiquer en « two ways » avec le modèle régional au  $1/36^\circ$  de la mer des Salomon afin que les effets d’« upscaling » de la mer des Salomon soient intégrés dans le modèle régional du Pacifique sud-ouest. Cette dernière imbrication de modèle était effectuée par l’intermédiaire du logiciel AGRIF (Debreu et al., 2008). Cette simulation a été largement validée par Djath (2014). Comparé aux premières simulations au  $1/10^\circ$  de Mélet (2010), la circulation a grandement été améliorée comme illustrée par les comparaisons aux données in situ (voir chapitre 2)

Aussi, les champs de température et salinité sont relativement bien en accord avec la clima-

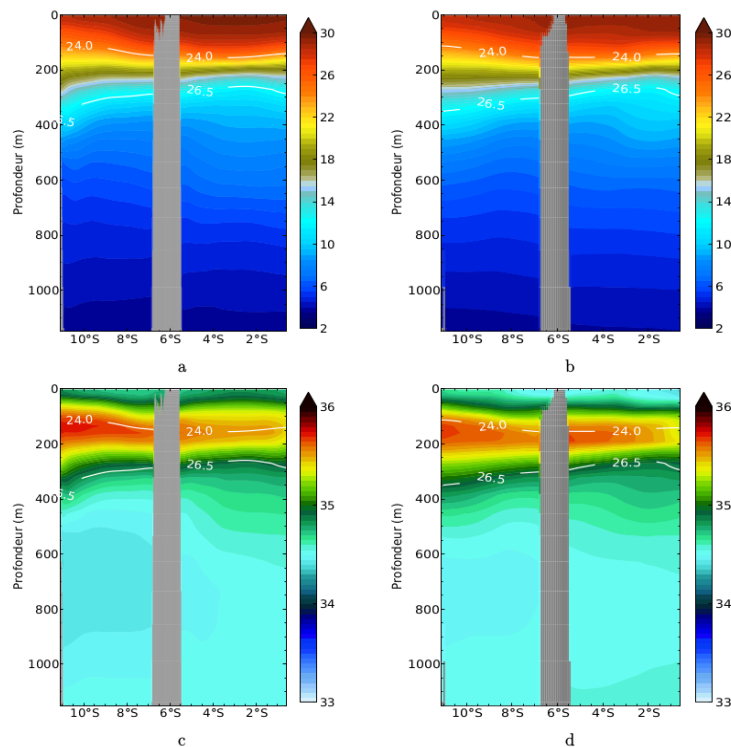


FIGURE 5.3 – Comparaison de coupes verticales de salinité (c et d) et de température à  $154^{\circ}\text{E}$  (a et b) entre le modèle au  $1/36^{\circ}$  de base (a et c) et la climatologie CARS (b et d). Les isopycnas 24 et  $26.5 \text{ kg/m}^3$  sont représentées en blanc. Source : Djath (2014)

tologie CARS comme le montre les profils moyens de température et salinité à  $155^{\circ}\text{E}$  (Djath, 2014).

La nouvelle version du modèle utilisée ici se distingue de l'ancienne par le nombre de niveaux verticaux qui passent de 45 à 75 avec une résolution de  $\sim 1$  à 5 m dans les 100 premiers mètres ;  $\sim 12$ -20 m entre 110-400 m de profondeur afin de mieux représenter les divers processus très fines échelles. L'imbrication de modèle a été simplifiée et cette configuration régionale est forcée aux frontières latérales par le modèle global au  $1/12^{\circ}$  via des frontières ouvertes. Comme conditions aux limites en surface liées aux échanges air-mer, le modèle utilise le forçage interannuel atmosphérique issu des réanalyses DFS5.2 (Drakkar Forcing Sets) qui fournit les variables de surface (vitesse de vent à 10 m, humidité et température de l'air à 2 m, précipitation, flux radiatif à courte et grande longueur d'onde) pour le calcul des flux de quantité de mouvement, de chaleur et d'eau douce. La simulation a démarré le 01/01/1992 avec des conditions initiales issues du modèle global au  $1/12^{\circ}$ . La simulation est interannuelle et couvre la période 1992-2012 avec une période de spin up de 3 ans (1992-1994). Les sorties sont des moyennes journalières. La robustesse du modèle a été testé au regard de la version original.

Cette version du modèle a été motivée par la mise en place du forçage par la marée afin d'étudier les interactions méso/sous-mésoéchelle avec la haute fréquence des ondes internes. Le modèle est forcé à ses frontières par des radiations d'ondes gravitationnelles issues du modèle FES 2014. Le forçage inclut les 9 principales composantes de la marée barotrope : M2, S2, K2, N2, K1, O1, P1, Q1, M4. La simulation avec marée couvre la période 1992-1999 avec des sorties journalières. Dans le but d'évaluer les divers bilans associés au transfert d'énergie baro-

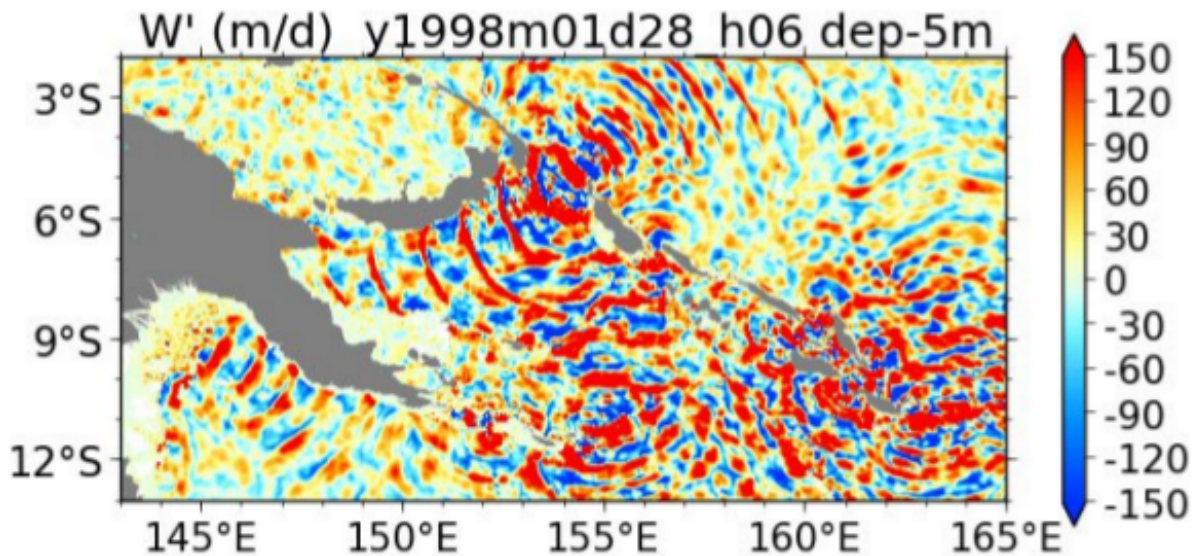


FIGURE 5.4 – Snapshot de la vitesse verticale à 5m issue du modèle avec marée.

trope/barocline les données à très haute fréquence (horaire instantanée) ont été sauvegardées. Notez que, 10 jours de sauvegarde de ces données occupent 335 Giga d'espace de stockage. Étant donné l'espace de stockage important nécessaire, la sauvegarde des données haute fréquence est faite sur des périodes courtes d'un peu plus de 3 mois du 31 décembre 1997 au 19 avril 1998 et du 31 mars 1999 au 08 juillet 1999, le but étant d'inclure au moins un événement El Niño et un événement La Niña afin de regarder comment la marée interne est sensible aux changements de stratification induits par ces grands événements. La figure 5.4 illustre un champ instantané de la vitesse verticale en surface montrant la propagation d'ondes internes. Ces nouvelles simulations feront l'objet du chapitre 8 de cette thèse qui présente une description de la marée interne en mer des Salomon et son impact sur les masses d'eau.

## 5.2 Données altimétriques

Dans le cadre de notre étude nous utilisons les données altimétriques le long de la trace : les "Delayed Time unfiltered SSALTO/DUACS products". C'est une base de SLA alongtrack AVISO, distribuée par Copernicus. Nous utilisons une version redistribuée par le CTOH au sein du LEGOS. L'usage des données non filtrées s'est imposé du fait que nous souhaitions faire des comparaisons avec un modèle forcé par la marée et discuter de l'impact des ondes internes (marée interne) sur le signal altimétrique. Pour les analyses globales sur une période longue, nous avons utilisé les données de la mission Topex/Poseidon de la période 1993-2001. Les analyses régionales dans la mer des Salomon ont été menées avec les données des missions Jason 2 et Saral/AltiKa couvrant la période 2013-2014. Pour ces trois missions, nous avons choisi les données along track à 1 Hz (moyenne de 20 mesures pour Topex/Poseidon et Jason 2, de 40 mesures pour Saral/AltiKa) par conséquent la résolution spatiale se situe entre 6-7 km.

La marée barotrope est corrigée avec le modèle GOT4.8 pour les trois missions. Le modèle MOG2D qui corrige l'effet du baromètre inverse et des ondes barotropes rapides est forcé par



la pression et le vent ERA-interim pour Topex/Poseidon et par ECMWF pour Jason 2 et Saral/AltiKa. La SLA est référencée par rapport à la période 1993-2012 pour les trois missions. A noter que le profil moyen pour Saral/AltiKa est calculé avec 15 ans de données des missions ERS1/ERS2 et Envisat. Pour avoir tous les détails sur les corrections nous vous invitons à consulter le manuel d'usage en ligne sur le site AVISO. Après applications de toutes les corrections, l'observabilité de Topex est limitée à 70 km en longueur d'onde, tandis qu'elle est de l'ordre de 40-50 km pour Jason 2 et 30-40 km pour Saral/AltiKa (Dufau et al., 2016).

### 5.3 Données In Situ

La simulation de la mer des Salomon utilisée ici, quoique basée sur les travaux de Djath (2014), demande à être confrontée aux observations à la fois pour s'assurer que les conditions « basse fréquence » soient bien en accord avec l'état de l'art et que la signature « haute fréquence » des ondes internes puisse être commentée au regard des quelques observations disponibles. Pour ce faire, nous avons utilisé les données issues de la climatologie CARS et celles des mouillages des campagnes en mer Pandora et MoorSPICE.

#### 5.3.1 La Climatologie CARS (CARS 2009) :

CARS (CSIRO Atlas of Regional Seas) est un atlas de température, de salinité, d'oxygène, de nitrate, de phosphate et de silicate (Ridgway et al., 2002). Chaque variable est répartie sur une grille de  $0.5^\circ \times 0.5^\circ$  et sur 56 niveaux verticaux. CARS a été conçu en premier chef pour décrire la climatologie du pacifique sud-ouest en moyennant et interpolant plus de 65000 profils verticaux (Ridgway et al., 2002). La procédure d'interpolation (moindre carré locaux) a été adaptée à la bathymétrie variable de la région afin d'éviter la contamination des eaux des régions profondes par celles des zones peu profondes et pour prendre en compte les problèmes d'interpolation au niveau des îles. La technique a été exportée au reste du globe pour bâtir la climatologie CARS 2009 que nous analysons. Les données CARS sont accessibles via le lien : <http://www.marine.csiro.au/atlas/>

#### 5.3.2 Les mouillages dans la mer des Salomon

Lors de la campagne en mer Pandora de juillet 2012, neuf mouillages ont été déployés. Les mouillages ont été positionnés de manière à couvrir les trois zones de passages des courants vers l'équateur. D'ouest à l'est, trois mouillages ont été déployés au détroit de Vitiaz, deux dans le canal Saint Georges et quatre dans le détroit des Salomon (voir Fig.5.5). Les mouillages ont été récupérés lors de la campagne MoorSpice en mars 2014. Quatre d'entre eux ont été remis à l'eau dans les détroits de Vitiaz et Salomon pour être récupérés en août 2015 par le bateau Américain R/V Mirai. L'objectif de ces mouillages était de fournir une série continue de température, salinité, vitesse sur la verticale.

C'est un arsenal de près de 160 instruments qui ont été mis à l'eau incluant des profileurs ADCP ; des courantomètres ; des capteurs de température, salinité et de pression distribués le long de la ligne de mouillage (Germineaud, 2016). La fréquence d'échantillonnage des appareils

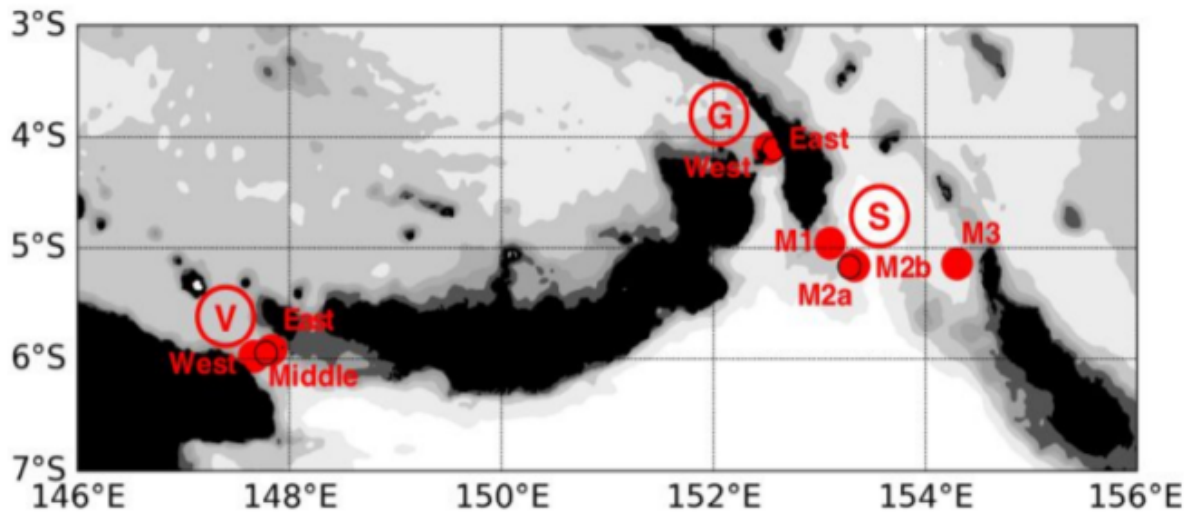


FIGURE 5.5 – Localisation des mouillages Moorspice dans la mer des Salomon. Source : Germaineaud (2016)

varie de 10 min à 2 heures. C’est un échantillonnage haute fréquence permettant l’exploration, la caractérisation d’ondes internes en général et la marée interne en particulier.

Au détroit de Vitiaz et au canal St Georges certains mouillages ont subi des avaries avec la perte de plusieurs instruments du fait de la rupture de la ligne de mouillage avec la conséquence de données manquantes sur les 250-400 premiers mètres sous la surface (Germaineaud, 2016). Pour des raisons techniques, les données ADCP d’un mouillage dans le détroit des Salomon n’ont pu être exploitées. Au final, seuls six mouillages sur neuf ont pu être exploités.

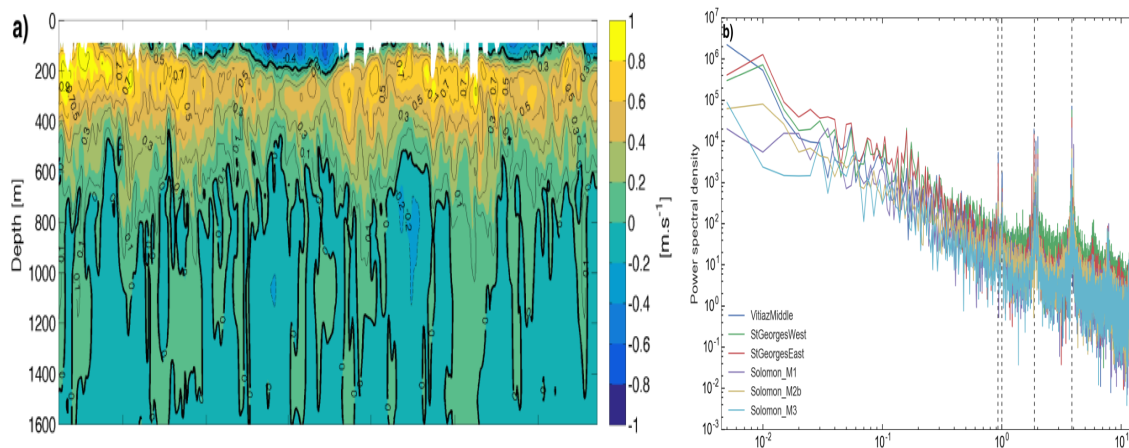


FIGURE 5.6 – A gauche, coupe verticale de la série temporelle du courant zonal au niveau du mouillage M1 situé au détroit des Salomon. A droite, spectre du courant mesuré dans les couches intermédiaires et à différentes stations de mouillage. Source : Germaineaud (2016)

Le contrôle qualité des données a été effectué à la Scripps (Marion Alberty) et au LEGOS (Cyril Germaineaud). Cyril et Marion ont appliqué le protocole mis en place pour le projet INSTANT en mer Indonésienne (Cowley et al., 2009). Plus d’informations au sujet du contrôle de qualité sont disponibles dans la thèse de Cyril Germaineaud (2016). Au final les données ont été interpolées linéairement dans le temps et sur la profondeur afin de fournir des champs horaires tous les 20 m sur la verticale. Une section profondeur/temps du champ de vitesse illustre le fort

courant sortant au détroit des Salomon associé au NBCU (chapitre 2 section 2) dans les 200-400 premiers mètres sous la surface et en surface un courant entrant variable à l'échelle saisonnières associé au SSI. Quant aux spectres temporels de courant, les résultats préliminaires témoignant de la présence des ondes de marée (Germineaud, 2016).

Seules les données du mouillage SM3 (voir chapitre 8) ont pu être utilisées dans nos travaux pour la caractérisation de la marée interne. En fait toutes les autres mesures présentent des trous sur la verticale couvrant au moins les 200 premiers mètres, ce qui est inadéquat pour l'analyse de la marée.

# Chapitre 6

## Analyse Spectrale

### Sommaire

---

6.1	Définition . . . . .	82
6.2	Protocole du calcul du spectre, définition de la PS et de la PSD . .	83
6.3	Tests de sensibilité : exemple dans le modèle au 1/12° . . . . .	85

---

Depuis les premières séries temporelles de mouillages dans les années 60s, les océanographes se sont habitués à utiliser les analyses spectrales en fréquence. La littérature en ce domaine est relativement importante (par exemple Thomson and Emery, 2014). Avec un réseau de mouillages, tel que TOGA-TAO, les analyses spectrales en fréquence et nombre d'onde ont été largement utilisées pour décrire les caractéristiques spatio-temporelles de la variabilité tropicale et pour identifier les ondes linéaires à partir des relations de dispersion (voir chapitre 3). L'altimétrie satellitaire, qui fournit sur l'ensemble du globe des mesures le long de la trace quasi-instantanées de SSH, répétées chaque 10 ou 35 jours pendant des années, est parfaitement adaptée pour les analyses spectrales en nombre d'onde (le long de la trace) et en fréquence (avec une série longue).

Si les spectres sont des analyses statistiques couramment utilisées, leur utilisation demande toutefois des précautions pour obtenir des résultats physiquement représentatifs du jeu de données traité. Notamment, je me suis aperçu que les calculs spectraux faits classiquement en océanographie pour interpréter les données altimétriques n'étaient pas forcément optimum pour les régions tropicales. En effet, les analyses spectrales sont assez sensibles aux différentes techniques de prétraitement des données : fenêtres d'apodisation (on parle souvent de "tapering"), retrait de la tendance linéaire (detrend) etc. Ainsi au lieu d'utiliser en « boîte noire » des logiciels de calcul spectral, j'ai revisité les notions de spectre pour pouvoir définir les conditions optimales de leur utilisation dans les tropiques. Je présente dans cette section les différents aspects du spectre et de son calcul.

## 6.1 Définition

L'analyse spectrale est une méthode d'analyse permettant d'approximer un signal par une somme pondérée de fonctions trigonométriques (cosinus, sinus). Par la même occasion, elle décompose la variance totale du signal en fonction de la fréquence (et/ou du nombre d'onde). Ainsi, il est très courant de faire appel à l'analyse spectrale lorsqu'il s'agit d'identifier l'amplitude, la fréquence (période) et/ou le nombre d'onde (longueur d'onde) de variabilité maximale d'un signal.

La technique d'analyse spectrale la plus répandue est basée sur l'analyse de Fourier, autrement dit la transformée de Fourier. Pour des soucis de clarté, nous donnons la formulation mathématique de l'analyse spectrale d'un signal (encore appelée le spectre du signal) variant uniquement en fonction du temps. Considérons un signal  $f(t)$ , le spectre de  $f(t)$  est la fonction  $F(\omega)$  définie par :

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) \exp(-i2\pi\omega t) dt, \forall \omega \in \mathbb{R}; \text{ avec } \omega \text{ la fréquence} \quad (6.1)$$

La définition du spectre impose que la fonction  $f(t)$  soit continue sur  $\mathbb{R}$  et intégrable entre moins et plus l'infini. En géophysique, le plus souvent  $f(t)$  est une fonction discrète bornée dans le temps (ou l'espace) fondée sur un jeu de données provenant d'observations, de simulations, ou d'expérimentations. De ce fait, le spectre ne peut pas se déduire tel que défini plus haut. Il faut avoir recours à une expression adaptée aux signaux discrétisés.

A partir d'un jeu de données représentant un échantillon d'une variable physique, on déduit

un estimé du spectre qui est une représentation discrète du spectre sur une fenêtre de temps (ou d'espace) finie. Considérons une suite de  $N$  mesures d'une grandeur physique  $f : f(0), f(1), f(2), \dots, f(N)$ . Le spectre de  $f$  est approximé par la suite de  $N$  termes  $F(0), F(1), \dots, F(N)$  tel que :

$$F(k) = \sum_{n=0}^N f(n) \exp(-2\pi i \frac{nk}{N}), \text{ avec } 0 \leq k \leq N \quad (6.2)$$

La relation ci-dessus définit la transformée de Fourier discrète de la série  $f(n)$ . Elle met en avant la discrétisation des fréquences (ou des longueurs d'ondes) du signal. Aujourd'hui, les logiciels comme Matlab, Python intègrent des algorithmes pour le calcul de la transformée de Fourier discrète. Le plus utilisé des algorithmes est celui qui a été développé par Cooley and Tukey (1965). Il est connu sous le nom de Fast Fourier Transform (FFT). Ainsi, nous pouvons dire que calculer le spectre d'un signal discret c'est déterminer sa FFT. Toutefois, la fidélité du spectre calculé à partir de mesures discrètes par rapport à celui du signal « réel » dépend de la manière dont l'échantillonnage a été conduit.

La fréquence (ou nombre d'onde) d'échantillonnage,  $f_s$ , et le nombre d'échantillon,  $N$ , qui déterminent la durée totale (ou la longueur totale) de la série, contrôlent le contenu du signal mesuré et l'aptitude du spectre à décomposer correctement le signal. La fréquence d'échantillonnage, conditionne la fréquence (nombre d'onde) maximale ou fréquence de Nyquist. C'est la fréquence la plus élevée que l'on veut/peut échantillonner, aussi c'est la fréquence la plus élevée accessible par l'analyse spectrale. La résolution spectrale,  $f_s/N$ , est l'aptitude du spectre à séparer correctement les différentes composantes du signal. Résolution spectrale et longueur de la série sont importantes pour limiter les problèmes de "leakage" (de recouvrement) du spectre. Une façon d'augmenter la résolution spectrale consiste à compléter le signal par une série de zéro, c'est ce que l'on appelle le zero padding. L'hypothèse de périodicité inhérente à la FFT fait que le signal doit pouvoir se répéter à l'infini. Pour ce faire, on enlève moyenne et tendance de la série et on applique une fenêtre de pondération ou d'apodisation (tapering) afin d'amener les extrémités de la série à zéro. La sensibilité du spectre à ces différents paramètres est discutée en Annexe A. Je rappelle ci-dessous les différentes étapes pour le calcul d'un spectre et j'illustre les choix qui ont été fait pour que nos spectres puissent rendre compte au mieux de la dynamique tropicale.

## 6.2 Protocole du calcul du spectre, définition de la PS et de la PSD

Le protocole de calcul des spectres est le suivant :

1. **Choix de la variable :** Les variables d'intérêt dans ce travail sont la SSH et le champ de vitesse  $(u,v)$ .
2. **Bouchage des trous :** Les trous sont bouchés (spatiaux) par l'interpolation linéaire dans le cas du modèle. L'interpolation linéaire introduit un bruit sur le spectre des données altimétriques. Pour l'altimétrie, nous avons utilisé un spline cubique. Les trous bouchés en altimétrie sont de tailles inférieures à 50 km.

3. **Troncature de la série à analyser en fonction de la dynamique :** Pour les spectres en nombre d'onde, la longueur des segments doit permettre de représenter la dynamique d'intérêt. Les régions tropicales se distinguent des moyennes latitudes par les variations importantes du rayon de Rossby ainsi que par un signal méso échelle qui signe à grande échelle. J'ai donc été particulièrement attentif dans la définition des longueurs de segments afin d'éviter le mélange de régime dynamique et d'obtenir des spectres avec la signature complète de la mésoéchelle.
4. **Retrait de la moyenne et de la tendance linéaire du signal (detrend).** Ces deux aspects sont importants pour avoir un signal centré sur zéro pour le calcul du spectre. Le zéro padding et le tapering ne s'appliquent d'ailleurs que sur des signaux centrés autour de zéro. Par ce biais, les patterns grande échelle liés à l'état moyen, à la saisonnalité et la tendance sont retirés.
5. **Application du tapering ou de la méthode double périodique :** Le tapering consiste en un produit de convolution (ou juste un multiplication) entre le signal et une fenêtre d'apodisation. Le choix de la fenêtre dépend de chaque utilisateur. Dans les logiciels comme matlab et python, la fenêtre par défaut est celle de Hanning. Le double périodique consiste à dupliquer le signal par symétrie par rapport au dernier ou au premier point de la mesure.
6. **Application du zero padding :** La série est complétée par des zéros une fois le tapering ou le double périodique appliqué. Le but du zero padding est d'avoir des séries de taille multiple de la période ou de la longueur d'onde de Nyquist (voir annexe A).
7. **Calcul de la FFT :** Il donne l'amplitude et la phase pour chaque fréquence discrète entre la fréquence de Nyquist ( $fs/2$ ) et la fréquence minimale ( $fs/2N$ ).
8. **Représentation du spectre :** Représenté en PS (Power Spectrum) ou PSD (Power Spectrum Density) discuté ci-dessous.

Le spectre peut être représenté directement par l'amplitude de la FFT en fonction de la fréquence et ou du nombre d'ondes. Toutefois, il est généralement représenté dans la communauté océanographique par le spectre de puissance (Power Spectrum, PS) ou la densité de spectre de puissance (Power Spectrum density, PSD). La PS est le carré de l'amplitude de la FFT (la variance) en fonction de la fréquence tandis que la PSD est le carré de l'amplitude de la FFT normalisé par la résolution spectrale (densité d'énergie). PSD et PS sont deux représentation équivalentes. Toutefois, la PSD est utile pour la comparaison des spectres calculés sur des séries ou des échantillons de longueurs  $N$  différents. Contrairement à la FFT, la PS et la PSD sont couramment représentées dans l'espace log où leurs pentes spectrales sont évaluées. Les courbes de PS ou de PSD peuvent se révéler difficile à interpréter en raison de leur forme bruitée, le spectre nécessite un lissage. Une façon de le faire c'est de moyenner l'énergie dans des bandes voisines de fréquence ou de de longueurs d'ondes. L'overlapping peut aussi être utilisé. Dans cette méthode le signal est tronqué en différent morceaux ayant en commun un pourcentage du signal. Le spectre final est la moyenne des spectres évalués par morceaux. le choix du pourcentage d'overlapping dépend du type de fenêtres d'apodisation utilisée. Évidemment, les résultats sont sensibles aux choix du pourcentage. Nous avons préféré nous passer de ce nouveau niveau de difficultés et avons porté notre choix sur la manière la plus simple de lisser le spectre : moyenné différentes estimations du spectres.

### 6.3 Tests de sensibilité : exemple dans le modèle au $1/12^\circ$

Dans la littérature, la longueur des séries altimétrique ou de modèles utilisée pour le calcul des spectres en nombre d'onde sensés décrire les dynamiques régionales varie de 500 km à 2000 km (Biri et al., 2016; Dufau et al., 2016; Sasaki and Klein, 2012; Xu and Fu, 2011). La justification des tailles de ces segments est rarement abordée. L'utilisation de segments courts permet une meilleure régionalisation des spectres et de la dynamique associée mais les spectres risquent d'être particulièrement sensibles à la longueur des segments. Aussi, la plus part des spectres altimétriques sont faits en utilisant la fenêtre de Tukey 0.1, encore appelée 10% cosine tapering.

La sensibilité des spectres à la longueur de la série et au type de fenêtre d'apodisation, illustrée en Annexe A, m'a incité à effectuer différents tests de sensibilité pour le calcul de nos spectres dans les tropiques. La sensibilité des spectres à la longueur de la série ou du segments (de la trace) est abordée en premier. Une fois que la longueur optimale de la série est connue, je teste la sensibilité du spectre aux différents types de fenêtrages. L'article présenté au chapitre 7 discute de ces différents choix avec des spectres de SSH en nombre d'ondes méridiens. Ci-dessous, je complète ces résultats par des spectres de SSH en nombre d'ondes zonaux. Les spectres sont calculés à partir des sorties du modèle au  $1/12^\circ$ . Ce sont des spectres moyennés sur la durée de la simulation. J'ai considéré deux latitudes  $5^\circ\text{S}$  et  $11^\circ\text{N}$  entre  $160^\circ\text{W}$  et  $120^\circ\text{W}$  représentatives respectivement des régions équatoriale et non équatoriale. Les series longitudinales de SSH s'étendent au maximum sur  $40^\circ$  en longitude, soit un peu plus de 4000 km et 480 points. Afin de tester la sensibilité à l'échantillonnage, elles sont divisées successivement en segments de 2000 km ( $20^\circ$ , 240 points), 1000 km ( $10^\circ$ , 120 points) et 500 km ( $5^\circ$ , 60 points). Le but est de définir la longueur minimale du segment et la fenêtre d'apodisation capable de donner un spectre au mieux comparable au spectre obtenu avec la série entière.

#### Cas de la région équatoriale

J'ai commencé par tester le calcul spectral en appliquant la fenêtre de Tukey 0.1, classiquement utilisée en altimétrie, avec des segments de différentes longueurs (Fig.6.1). En considérant la longueur totale du segment ( $40^\circ$  ou 4440 km), le spectre présente une pente quasi continue des petites échelles jusqu'à 1100 km environ, suivi d'un spectre quasi plat pour les plus grandes longueurs d'onde. Le maximum d'énergie à 1100 km est associé à la présence des ondes tropicales d'instabilité et aux TIVs. Ainsi, la longueur du segment que l'on devra choisir doit être à même de représenter ce continuum d'énergie sur toute sa gamme de longueur d'onde. Il faut donc au moins des segments zonaux de  $20^\circ$  d'extension pour représenter ce pic d'énergie à 1100 km. Par contre le spectre calculé à partir de segments de  $20^\circ$  se différencie du précédent pour les longueurs d'onde inférieures à 450 Km. Cette distorsion du spectre est induite par l'application du Tukey 0.1. Cet effet se trouve largement accentué avec des segments plus courts de  $10^\circ$  ou  $5^\circ$ .

J'ai maintenant testé l'effet de différents types de fenêtrage sur les spectres calculés à partir de segments de  $20^\circ$ . Les fenêtres testées sont :

- ▶ La fenêtre rectangulaire (Tk0), aucun fenêtrage n'est en effet appliqué.
- ▶ La fenêtre de Tukey 0.1 (Tk01).
- ▶ La fenêtre de Tukey 0.5 (Tk05).
- ▶ La fenêtre de Hanning (Han).



Ces résultats sont confrontés à la méthode dite «double périodique» qui consiste à doubler la longueur de la série en l’augmentant de la série symétrique par rapport au dernier point de mesure (le reflet miroir du signal de base).

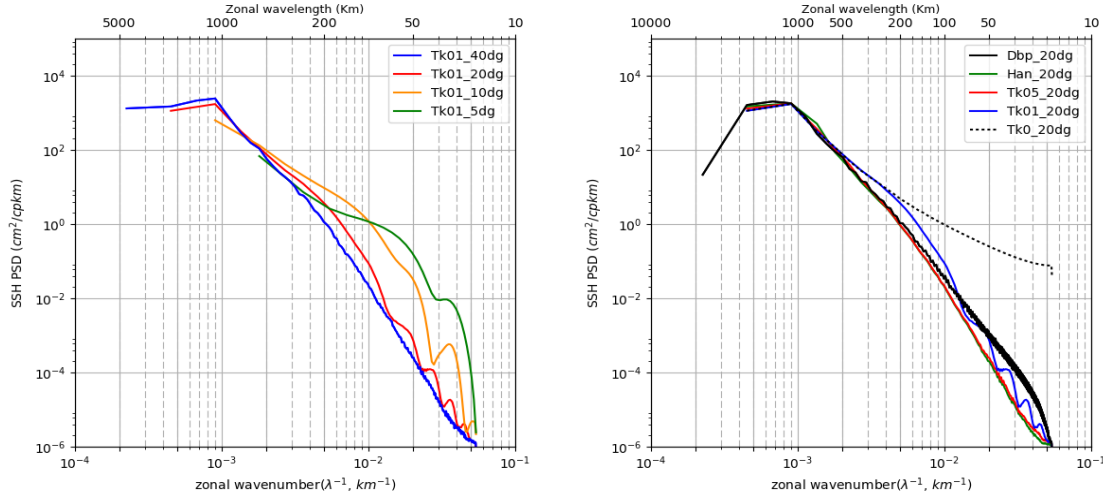


FIGURE 6.1 – Spectre zonaux de SSH à 5°S/120°W-160°W. A gauche, les spectres après application de la fenêtre de Tukey 0.1 sur des séries de 40° (bleu), 20° (rouge), 10° (orange) et 5°(vert). A droite, les spectres sur une série de 20° en fonction de la fenêtre d’apodisation. Les courbes sont correspondent à la fenêtre de Tukey 0.1 (bleu), au Tukey 0.5(rouge), à hanning(vert), à la fenêtre rectangle (pointillés noirs) et au double périodique (noir)

La fenêtre rectangulaire (Tk0) introduit un aplatissement du spectre à partir de 500 km qui traduit des problèmes de discontinuités de recouvrement. On voit donc là les limites de cette fenêtre qu’il est préférable de ne pas utiliser. Le résultat de la fenêtre Tk01 est déjà discuté plus haut avec un double désavantage lié au recouvrement à grande échelle et à l’intrusion d’une variabilité fictive aux petites échelles. Tk05 et Han donnent des spectres identiques en accord avec le spectre calculé à partir d’un segment de 40°. Quant à la méthode du double périodique, il est intéressant de voir qu’elle introduit un léger bruit en dent de scie dans le spectre pour les échelles inférieures à 500 km et une discontinuité comparée aux spectres de «référence» pour les longueurs d’onde inférieures à 100 km. Cela peut s’interpréter comme la résultante de longueurs d’onde fictives générées par la discontinuité.

Au final, pour la région équatoriale j’ai adopté une fenêtre de Tukey 0.5 sur des segments de 20° de longueur. Cette taille de segment permet de calculer des spectres méridiens entre  $\pm 10^\circ$  qui restent représentatifs de la dynamique équatoriale. Ainsi la taille des boites dans lesquelles je vais calculer les spectres dans la région équatoriale sont de  $20^\circ \times 20^\circ$ .

#### Cas de la région non équatoriale

Les diagnostics précédent ont été effectués pour les régions non équatoriales. L’utilisation d’une fenêtre de Tukey 0.1 pour des segments de différentes tailles illustre comme précédemment la sensibilité du résultat selon les segments utilisés (Fig.6.2, gauche). Là aussi, l’utilisation d’une fenêtre de Tukey 0.5 permet d’avoir des spectres moins sensibles à la taille des segments et d’avoir un spectre moins bruité dans les courtes longueurs d’onde (Fig.6.2, droite).

Le spectre calculé à partir des segments de taille maximale montre une énergie qui croit linéairement des petites échelles jusqu’à 700 km environ. Au-delà, le spectre s’aplatit fortement.

Cela illustre, une allure de spectre qui se distingue fortement de celle des régions équatoriales. La longueur adéquate des segments pour le calcul des spectres dans la région non équatoriale doit permettre d'atteindre ce plateau d'énergie à grande longueur d'onde. Au regard de nos résultats, nous avons fixé la taille des segments en régions non-équatoriales à  $10^\circ$ . Cela a l'avantage de permettre de calculer des spectres zonaux ou méridiens représentatifs des régions  $10^\circ\text{S}$ - $20^\circ\text{S}$  et  $10^\circ\text{N}$ - $20^\circ\text{N}$ . Ainsi la taille des boites dans lesquelles je vais calculer les spectres dans les régions non équatoriales est de  $10^\circ \times 10^\circ$ .

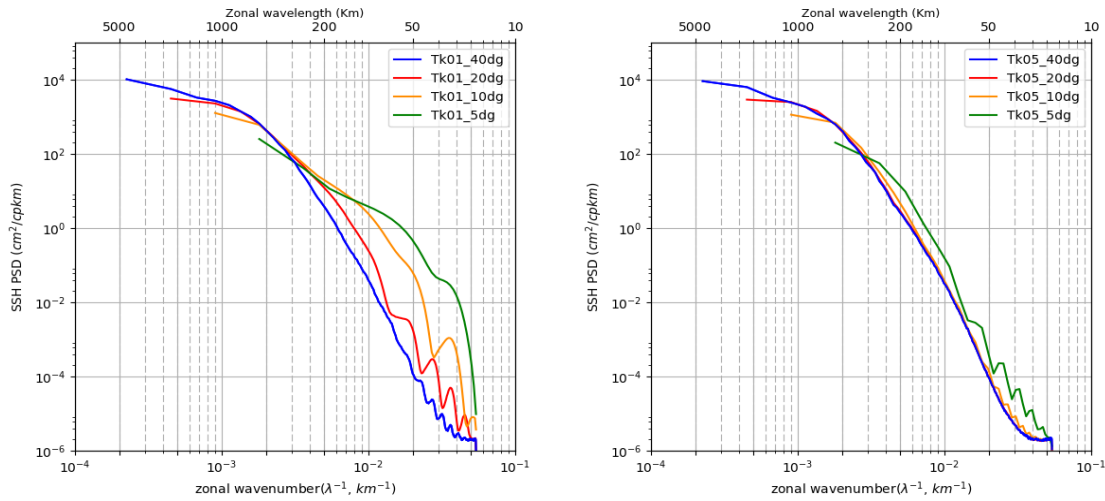


FIGURE 6.2 – Spectre zonaux de SSH à  $11^\circ\text{S}/120^\circ\text{W}$ - $160^\circ\text{W}$  après application des fenestres de Tukey 0.1 (à gauche) et Tukey 0.5 (à droite) sur des séries de  $40^\circ$  (bleu),  $20^\circ$  (rouge),  $10^\circ$  (orange) et  $5^\circ$  (vert)



Troisième partie

Résultats



---

Les résultats de ma thèse sont scindés en deux chapitres. Le premier (chapitre 7) est dédiée à la dynamique tropicale et à l'observabilité altimétrique de cette dynamique au travers des analyses spectrales en plusieurs dimensions (zonale, méridienne, temporelle). Ces spectres ont permis d'illustrer le comportement spécifique des régions tropicales entre ondes et turbulence et la grande sensibilité des résultats en fonction de la latitude. La prise en compte des ondes internes a permis de quantifier leur contribution sur le spectre du niveau de la mer et de lever l'interrogation sur les différences spectrales observées entre modèle et altimétrie. Une partie de ces résultats est présentée sous la forme d'un article publié dans Ocean Science. L'importance des ondes internes et notamment de la marée interne dans l'observation de la sous mésoéchelle tropicale m'a amené à étudier plus précisément les ondes internes de marée et leur rôle sur la circulation et les transformations de masses d'eaux dans la simulation régionale de la mer des Salomon. J'ai pu bénéficier pour ce travail des collaborations avec Florent Lyard et Damien Allain, spécialistes de la marée au LEGOS. Ces résultats, présentés dans le chapitre 8, closent la partie résultat de cette thèse.



## Chapitre 7

# Dynamique tropicale : zoom sur la méso et sous méso échelle par analyses spectrales

### Sommaire

---

<b>7.1 Ondes longues versus méso échelle, EKE versus SSH . . . . .</b>	<b>95</b>
7.1.1 Géostrophie/agéostrophie . . . . .	97
7.1.2 Anisotropie . . . . .	99
<b>7.2 Spectral signatures of the tropical Pacific dynamics from model and altimetry : A focus on the meso/submesoscale range . . . . .</b>	<b>101</b>
<b>7.3 Complément sur la signature spectrale de la dynamique tropicale .</b>	<b>121</b>
7.3.1 Régions non équatoriales . . . . .	124
7.3.1.1 10°N-20°N . . . . .	124
7.3.1.2 10°S-20°S . . . . .	128
7.3.2 région équatoriale : 10°S-10°N . . . . .	130

---



Dans ce travail, j'ai voulu proposer une description de la dynamique tropicale au travers l'analyse spectrale d'EKE et de SSH avec un focus particulier sur la méso et sous mésoéchelle tropicale sachant que :

- ▶ Modèle et altimétrie ne s'accordent pas dans leur signature de la dynamique tropicale. Les pentes spectrales des spectres en nombre d'onde de la SSH altimétrique sont nettement plus faibles que celles obtenues avec la SSH des modèles (Richman et al., 2012; Xu and Fu, 2011).
- ▶ La signature spectrale de la dynamique tropicale a été étudiée principalement au travers de la relation de dispersion des ondes longues équatoriales et leurs signatures sur les spectres nombre d'onde/fréquence. Cependant, il n'existe pas de travaux traitant de la signature spectrale de la « meso échelle » tropicale car celle-ci ne satisfait pas à priori les hypothèses liées à la turbulence quasi géostrophique avec une dynamique tropicale faiblement non linéaire marquée par une forte anisotropie.

Il est important de rappeler la structure de l'EKE totale dans les tropiques calculée à partir des champs de vitesse du modèle G12d5 (Fig.7.1). On remarque des structures avec de grandes échelles zonales et un très fort contraste entre la région équatoriale et les autres régions. Le niveau d'EKE est très fort dans la bande 5°N-2°S avec des valeurs supérieures à  $700 \text{ cm}^2/\text{s}^2$  dans l'est du Pacifique, alors qu'il est inférieur à  $150 \text{ cm}^2/\text{s}^2$  dans les régions non équatoriales (10°-20°). Ce fort niveau d'EKE à l'équateur est principalement la signature des ondes longues équatoriales aux échelles intrasaisonnière, saisonnière et interannuelle. De façon plus régionale, il existe deux hot-spots d'EKE au niveau du dôme de Costa Rica (10°N, 90°W) à l'est du Pacifique et dans la mer de Salomon à l'ouest du Pacifique. Ces deux régions sont connues comme étant des zones à forte activité tourbillonnaire (Chelton et al., 2011; Willett et al., 2006)

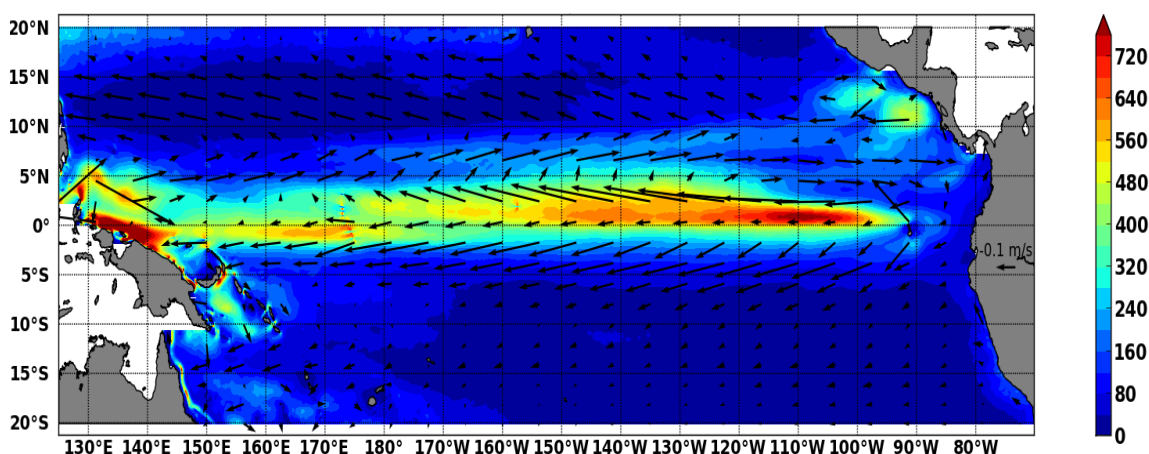


FIGURE 7.1 – EKE (couleur) et courants moyens (flèche) du modèle G12d5. Unité : ( $\text{Cm}^2/\text{s}^2$ ). Les courants sont décrits dans l'article présenté en section 7.2

Dans la discussion, nous aurons à cœur de séparer la signature basse fréquence des ondes planétaires ( $> 90$  jours) de la signature haute fréquence de la méso et sous-mésoéchelle. La suite de la section se déroulera suivant le plan suivant : En section 7.1, j'illustre à partir du modèle G12d5 les particularités de l'agéostrophie et de l'anisotropie de la région tropicale pour différentes bandes de fréquence et de longueur d'onde. En section 7.2, je discute comment la dynamique

tropicale peut s'interpréter en terme spectral, notamment sa signature sur les spectres 1D en nombre d'onde de l'EKE de surface. J'explore l'observabilité de cette dynamique par la SSH tel que mesurée par l'altimétrie en introduisant le signal haute fréquence des ondes internes simulées par S36hT (le modèle régional). Cette partie est l'objet d'un article publié à Ocean Science. Pour terminer, je propose une exploration plus poussée de la « méso, sous-mésoéchelle » tropicale au travers l'analyse de spectres 3D (Nombres d'onde zonal, méridien, et fréquence) de différents termes de l'équation de l'énergie (section 7.3).

## 7.1 Ondes longues versus méso échelle, EKE versus SSH

Si la variabilité basse fréquence, saisonnière et interannuelle, est la variabilité dominante dans les tropiques, la variabilité intra-saisonnière et plus haute fréquence associée aux ondes et à la mésoéchelle demeurent une composante essentielle de la dynamique tropicale. Afin de distinguer ces signaux, j'ai utilisé une fréquence de coupure à 90 jours. La basse fréquence (interannuelle et le saisonnier) est alors séparée de la « haute fréquence » mélangeant turbulence méso et sous-méso-échelle avec les ondes. Le choix de 90 jours s'est imposé au regard des spectres nombre d'onde/fréquence de la figure 4 dans l'article à la section 2 de ce chapitre. Au delà de 600 km de longueur d'onde, Tulloch et al. (2009) ont montré que le signal de SSH altimétrique correspondait à celui des ondes planétaires dans les tropiques. Sur les échelles plus petites que 600 km, il y a une cascade d'énergie associée aux processus méso et sous mésoéchelle. Afin d'illustrer la répartition spatiale d'énergie et du champ de SSH associé à cette bande « méso-échelle », les champs de vitesse et de SSH sont filtrés avec une période de coupure à 90 jours, et une longueur d'onde zonale de coupure à 600 km. Les cartes de variabilité filtrées de la SSH et d'EKE sont une première étape pour illustrer la méso échelle tropicale.

Selon les échelles spatiales considérées, l'EKE « haute fréquence » (EKEhf, < 90 jours) présente des caractéristiques différentes de l'EKE totale. A grande échelle (> 600 km ; Fig.7.2), la distribution de l'EKEhf ressemble à celle de l'EKE totale avec un niveau d'énergie plus faible d'un facteur 3 environ qui peut atteindre  $200 \text{ cm}^2/\text{s}^2$ . Le signal est principalement concentré le long de l'équateur et dans la partie équatoriale nord. Au centre est du bassin, elle est associée en premier lieu à la signature des TIWs caractérisées par des périodes de 20-40 jours et des longueurs d'onde de 800-2000 km (figures 3 et 4 de l'article en section 2). Le signal le long de l'équateur est associé aux ondes de Kelvin intra-saisonnière (figures 3 et 4 de l'article en section 2). A petite échelle (<600 km ; Fig.7.2), le niveau d'énergie est nettement plus faible, avec un maximum de  $45 \text{ cm}^2/\text{s}^2$ . Les maximums à « meso-échelle » se trouvent concentrés au niveau du dôme du Costa Rica ( $10^\circ\text{N}$ - $90^\circ\text{W}$ ) et dans les mers de Corail et des Salomon dans le Pacifique sud-ouest (Gourdeau et al., 2017; Qiu et al., 2008). Dans l'océan ouvert, auquel je m'intéresse particulièrement, l'énergie est concentrée hors de la région équatoriale dans différentes structures. Le signal le plus énergétique est centré à  $5^\circ\text{N}$ . Il est associé à des tourbillons (Ubelmann and Fu, 2011), des fronts, des filaments développés au niveau des TIWs/TIVs (Marchesiello et al., 2011).

Dans le Pacifique sud-ouest, l'énergie est principalement la signature de la variabilité intrinsèque de l'océan associée aux instabilités barotrope/barocline du SEC et du SECC (Qiu and Chen, 2005; Wang et al., 2016). On observe aussi une bande d'énergie à  $12^\circ\text{S}$  qui n'est pas dé-

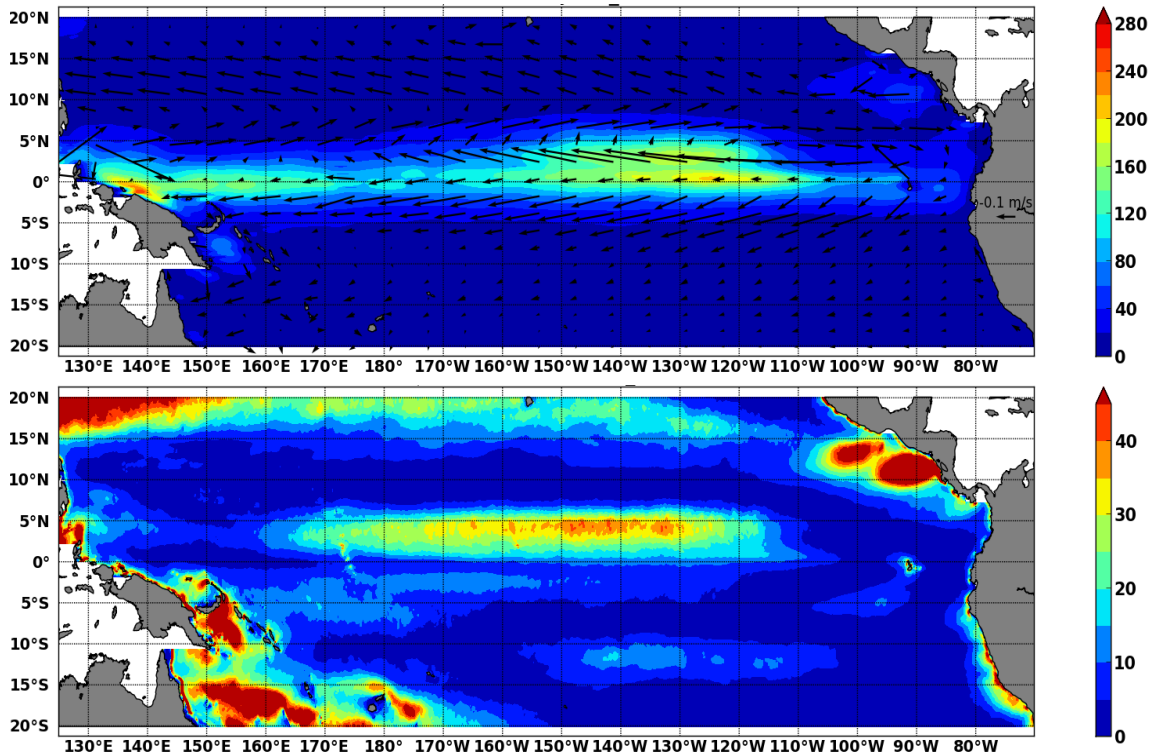


FIGURE 7.2 – EKE (en  $\text{Cm}^2/\text{s}^2$ ) moyen haute fréquence (90 jours) associés aux échelles supérieures à 600 km (grande échelle, en haut) et aux échelles inférieures à 600 km (petite échelle, en bas). Les flèches correspondent au courant moyen total.

taillée dans la littérature. Kessler and Gourdeau (2007) ont montré que le SEC est modulé en latitude en réponse au forçage du vent (dynamique de Sverdrup). On retrouve de telle modulation dans la simulation G12d5. Cette bande d'énergie pourrait alors être la signature d'instabilité associée à cette modulation de l'intensité du SEC avec la latitude. A la frontière nord, le niveau d'énergie révèle une forte activité mésoéchelle associée aux instabilités baroclines du système STCC/HLCC avec le NEC dans la partie ouest du bassin (voir section 7.2 Kobashi, 2002; Qiu, 1999; Yang et al., 2013). Ces cartes illustrent la forte asymétrie entre les deux hémisphères, l'hémisphère nord étant le plus énergétique que ce soit pour les grandes échelles, en réponse aux ondes de Rossby (Farrar, 2008) et aux TIWs (Kennan and Flament, 2000; Lyman et al., 2005, 2007), que pour l'activité méso échelle (Ubelmann and Fu, 2011).

Les cartes de variabilité de SSH sont associées aux champs de pression en surface, qui intègrent les changements sur la verticale, et elles sont généralement plus lisses que les cartes d'EKE. Pour les fréquences intra-saisonnières (10-90 jours), les cartes de SSH se distinguent de celles d'EKE (Fig.7.3a). D'abord, pour les longueurs d'onde  $> 600$  km, les structures spatiales de la SSH sont plus étendues comparées à la distribution équatoriale de l'EKE, avec une variabilité modérée (2 cm rms) le long de l'équateur, signature des ondes longues équatoriales. La SSH montre très bien la signature des TIWs et des TIVs autour de  $6^\circ\text{N}$  et  $120^\circ\text{-}160^\circ\text{W}$ , avec une rms de 3 cm. Le Pacifique sud-ouest et la mer des Salomon, ainsi que le dôme du Costa Rica dans le Pacifique nord-est ont une variabilité significative aux grandes échelles ( $> 600$  km). Ces régions montrent également une forte variabilité aux petites échelles ( $< 600$  km) en accord avec le signal d'EKE (7.3b). Les instabilités baroclines associées au système NEC-STCC/HLCC

autour de 15°-20°N sont à l'origine d'une forte variabilité de SSH. Ces figures montrent combien la signature mésoéchelle (<600 km) en SSH entre 10°N-10°S est relativement faible. C'est aussi vrai pour la région des TIWs et TIVs à 6°N et dans le Pacifique sud entre 10°-15°S avec des rms de 0.8 cm pour ces courtes échelles spatiales.

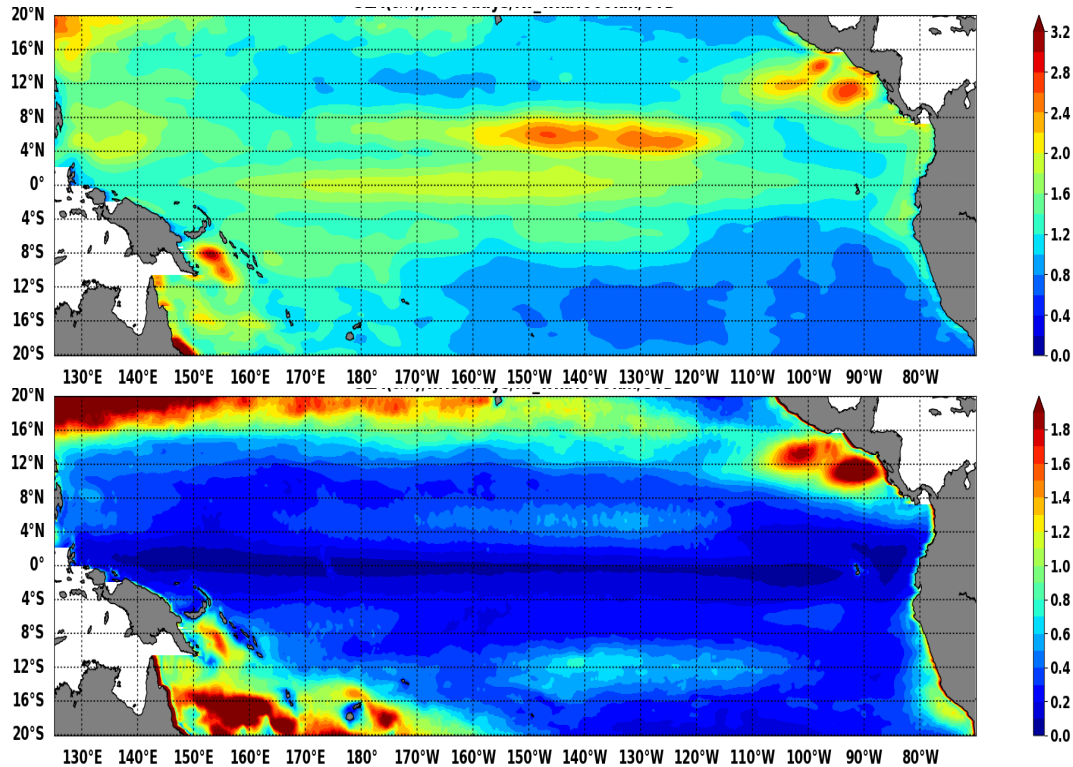


FIGURE 7.3 – Écart types de la SSH (en Cm) haute fréquence associés à la grande échelle (en haut) et à la petite échelle (en bas).

Ces différences entre EKE et SSH, notamment au niveau de la bande équatoriale, pointent une composante agéostrophique dans le champ de vitesse, sachant que la SSH témoigne de la seule composante géostrophique de la dynamique. Je vais illustrer dans la section qui suit la signature de ces deux composantes.

### 7.1.1 Géostrophie/agéostrophie

Aux moyennes latitudes, la circulation au premier ordre se déduit de l'équilibre géostrophique. Cet équilibre géostrophique calculé sur un plan  $f$  classique traduit un champ de vitesse proportionnel à un gradient horizontal de hauteur divisé par la force de Coriolis ( $f$ ). A l'approche de l'équateur, la force de Coriolis tend vers zéro, le calcul de la géostrophie sur un plan  $f$  n'est plus possible et l'écoulement va devenir de plus en plus agéostrophique (Joyce, 1988). Il est tout de même possible de déduire la composante géostrophique de l'écoulement proche de l'équateur à partir des équations du mouvement sur un plan beta ( $f = \beta y$ ,  $y$  la latitude). Pour cela, il faut prendre la dérivé seconde par rapport à  $y$  de la hauteur. Cette méthode a été utilisée avec succès par Lukas and Firing (1984) qui ont ainsi montré que l'EUC est principalement en équilibre géostrophique. En utilisant aussi cette méthode, Picaut et al. (1989), Delcroix et al. (1991) ont mis en évidence le rôle des ondes équatoriales de Kelvin et de Rossby dans ENSO. J'ai utilisé

la formulation de Lagerloef et al. (1999) pour estimer les vitesses géostrophiques. En utilisant la formulation complexe  $U = u + iv$  de Lagerloef et al. (1999), l'équilibre géostrophique sur le plan  $f$  ( $U_f$ , le courant géostrophique sur le plan  $f$ ) et sur le plan  $\beta$  ( $U_b$ , le courant géostrophique sur le plan  $\beta$ ) s'écrit respectivement :

$$fU_f = igZ \quad \text{où} \quad Z = \partial\zeta/\partial x + i\partial\zeta/\partial y \quad \text{et} \quad \zeta \text{ est la hauteur} \quad (7.1)$$

$$\beta U_b = ig\partial Z/\partial y \quad g \text{ la constante de la pesanteur} \quad (7.2)$$

Le courant géostrophique total est donné par :  $U_g = W_b U_b + W_f U_f$ .  $W_b$  et  $W_f$  sont des fonctions de poids Gaussienne assurant la transition entre les deux courants géostrophiques. Elles sont définies telles que  $W_b=1$  et  $W_f=0$  à l'équateur ; et  $W_b=0$  et  $W_f=1$  à partir de  $5^\circ$  de latitude. En fait, nous considérons les effets du plan bêta à partir de cette latitude. La composante agéostrophique de l'écoulement se déduit de la différence entre le champ de vitesse totale et le champ de vitesse géostrophique. Je vais illustrer le degré d'agéostrophie de l'écoulement par le rapport entre l'énergie moyenne de la composante agéostrophique (AEKE) et l'EKE (Fig.7.4).

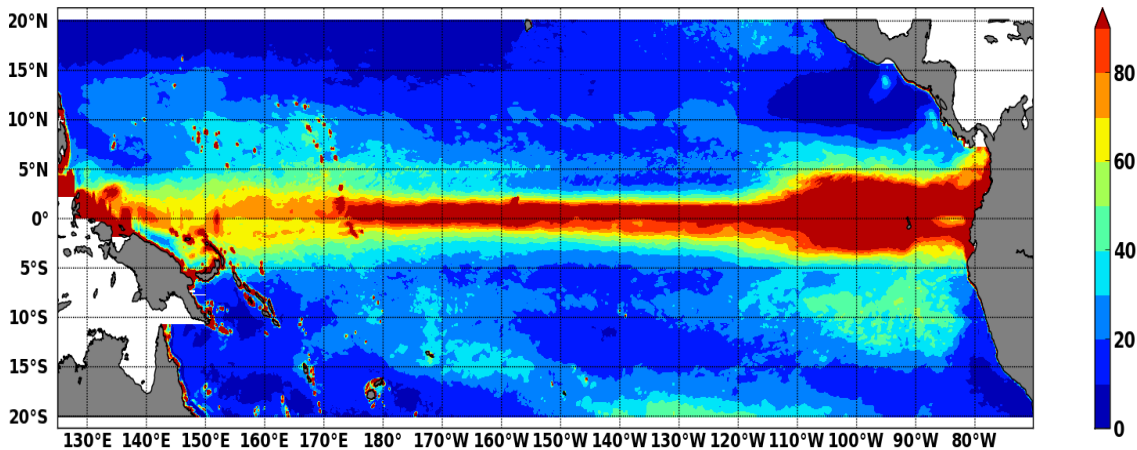


FIGURE 7.4 – Distribution du degré d'ageostrophie haute fréquence dans le Pacifique tropical. Le degré est exprimé comme un pourcentage de AKE par rapport à EKE tous deux de haute fréquence.

Si l'on considère le courant total, la composante agéostrophique est dominante le long de l'équateur dans une bande  $2^\circ\text{S}-2^\circ\text{N}$ , bande dans laquelle le paramètre de Coriolis est très faible. Au-delà de cette bande, la circulation est principalement géostrophique ( $> 80\%$  de l'EKE total, pas montré). Cela illustre que les courants zonaux sont principalement en équilibre géostrophique, et ce à basse fréquence. Nous allons nous intéresser particulièrement à la « haute fréquence » ( $< 90$  jours) telle que discutée plus haut (Fig.7.2). On retrouve un maximum d'AEKE le long de l'équateur, mais également un pourcentage de signal agéostrophique non négligeable ( $>40\%$  de l'EKE total) dans certaines régions non équatoriales. Il est à noter que ces régions correspondent principalement aux régions de faible EKE (voir Fig.7.2). A l'équateur, le signal agéostrophique est en partie associé à la réponse de l'océan au forçage haute fréquence ( $<90$  jours) du vent via les courants d'Ekman, la génération d'ondes d'inertie-gravité et d'ondes mixtes Rossby-gravité (Farrar and Durland, 2012; Lukas and Firing, 1984). Une grande partie de la signature des ondes d'inertie-gravité doit se trouver filtrer par les sorties moyennées à 5 jours de la simulation G12d5.

A l'est de 110°W, on remarque une forte signature agéostrophique au nord de l'équateur qui a été mise en évidence par Sprintall et al. (2009) comme étant une réponse de la couche de surface du NECC au stress du vent. En dehors de la bande équatoriale, l'AEKE est particulièrement visible dans l'hémisphère sud, dans la région du SECC, et dans les régions central et est du Pacifique sud. Il n'est pas facile à ce stade de distinguer les mécanismes en jeu entre ceux associés à la variabilité intrinsèque de l'océan (Qiu and Chen, 2005; Wang et al., 2016); et ceux en réponse aux forçages externes en lien avec la SPCZ qui caractérise le Pacifique tropical sud.

Dans la suite, concernant l'analyse spectrale des signaux en EKE et en SSH, c'est principalement dans la bande équatoriale (10°N-10°S) que la prise en compte de l'agéostrophie sera importante pour l'interprétation des spectres.

### 7.1.2 Anisotropie

Une métrique simple pour illustrer le degré d'anisotropie de la variabilité d'un champ de vitesse est de mesurer le rapport relatif entre les anomalies de courant zonal,  $u$ , et méridien,  $v$ . Cela revient à définir le paramètre  $M$  (Huang et al., 2007; Scott et al., 2008; Stewart et al., 2015) :

$$M = \langle u^2 - v^2 \rangle / \langle u^2 + v^2 \rangle \quad (7.3)$$

Le symbole  $\langle . \rangle$  indique la moyenne temporelle. Dans un champ de courants isotropes, les variations de courant zonal et méridiens sont égales,  $M$  est alors nul.  $M$  non-nul est associé à l'anisotropie dans les statistiques moyennes des anomalies de courants. Une valeur négative de  $M$  correspond à des variations du courant zonal moins grandes que les variations du courant méridien. D'une autre façon,  $M < 0$  signifie aussi que les structures dans le fluide sont allongées dans la direction méridienne et donc que l'énergie cinétique a tendance à se propager suivant la direction méridienne.

Aux moyennes latitudes, l'anisotropie est le résultat de la manifestation de l'effet bêta qui se fait sentir pour les grandes échelles où la cascade inverse d'énergie des échelles méridiennes devient de plus en plus faible comparée à celle des échelles zonales (Scott et al., 2008). Dans les tropiques, on s'attend à une forte anisotropie de la circulation avec une dominance du courant zonal sur le courant méridien associée à la structure des courants tropicaux. C'est bien ce que l'on observe sur la figure 7.5 à partir du champ de vitesse total. Le degré d'anisotropie varie malgré tout fortement avec la latitude. Au niveau de l'équateur, les valeurs de  $M$  sont proches de 1; elles décroissent à 0.2 à 15° de latitude, voire à 0 à 20° de latitude. Cette distribution de  $M$  est largement conditionnée par les mouvements grande échelle/basse fréquence de la dynamique tropicale mais qu'en est-il du degré d'anisotropie des mouvements « haute fréquence » (<90 jours)?

Appréhender le degré d'anisotropie à différentes échelles est important pour comprendre les interactions entre mésoéchelle et l'écoulement grande échelle (Scott et al., 2008; Stewart et al., 2015). Dans les tropiques où la dynamique est faiblement non linéaire on s'attend à une turbulence anisotrope. Ceci est confirmé par Stewart et al. (2015) qui ont montré que l'anisotropie associée à la mésoéchelle augmente vers l'équateur avec des structures tourbillonnaires allongées zonalement en accord avec les observations altimétriques (Eden, 2007).

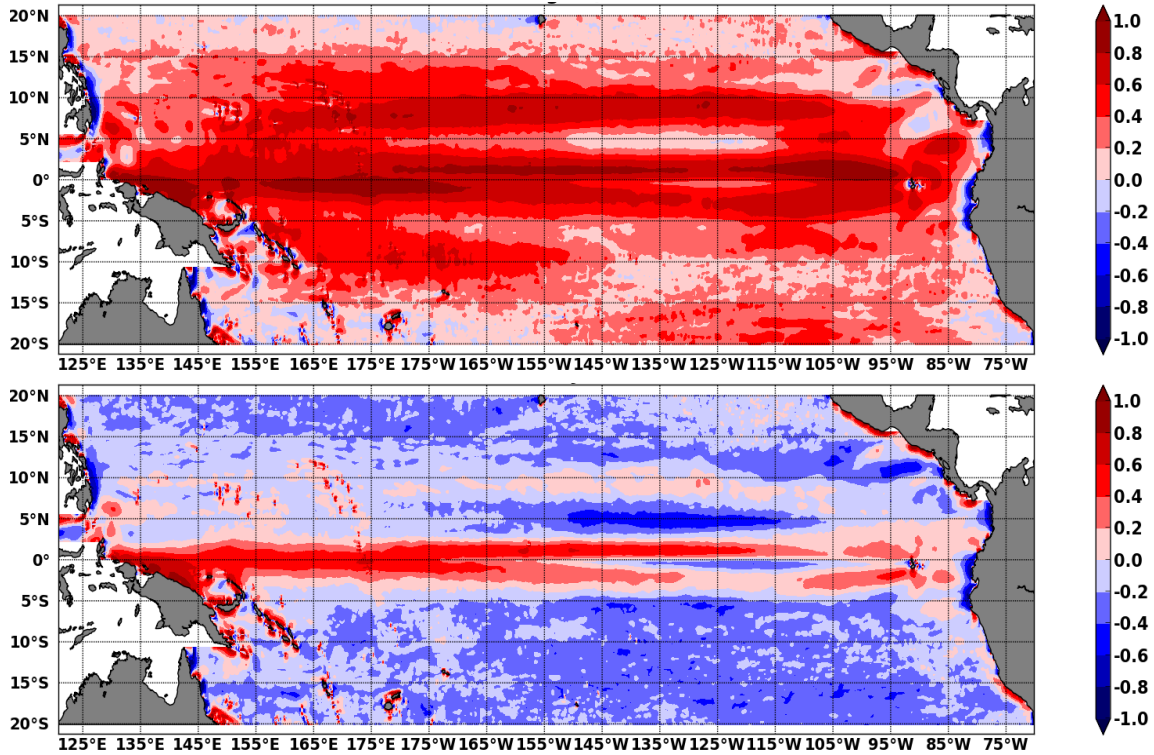


FIGURE 7.5 – Distribution dans le Pacifique tropical du paramètre  $M$  mesurant le degré d'anisotropie. La figure du haut donne  $M$  pour le signal total,  $M$  pour le signal haute fréquence est représenté à la figure du bas.  $M > 0$  signifie que les structures sont allongées zonalement.

Le paramètre  $M$ , évalué avec le courant haute fréquence ( $< 90$  jours), est illustré à la figure 7.5. Comparée à la figure précédente où les valeurs de  $M$  sont positives partout sur le domaine, ici, les valeurs de  $M$  peuvent être soit positives, soit négatives. Dans la bande équatoriale  $2^{\circ}\text{N}$ - $2^{\circ}\text{S}$ ,  $M$  est largement positif. Les variations du courant zonal  $y$  sont plus élevées que le méridien. Ainsi, une grande partie de l'énergie cinétique sera associée à des longueurs d'ondes principalement zonales. Ce n'est pas surprenant si l'on considère qu'une partie de ce signal est associée aux ondes longues de Kelvin intra-saisonnières mais c'est aussi le cas pour les plus courtes échelles associées à la « mésoéchelle » (non montré). Autour de  $5^{\circ}\text{N}$  dans la partie centrale du Pacifique,  $M$  est largement négatif. Ici les variations du courant méridien dominant sur celles du courant zonal, c'est la signature des ondes tropicales d'instabilités dont la génération et la propagation sont liées à de fortes variations du courant méridien. Hormis, dans la région du NEC ( $10^{\circ}\text{N}$ ) où  $M$  est légèrement positif, la plupart des régions hors équateur se caractérisent par des  $M$  négatifs, traduisant une légère dominance de la variabilité méridienne. Un tel comportement a été mis en évidence dans les moyennes latitudes par Scott et al. (2008) qui suggèrent l'effet d'une turbulence faiblement non linéaire plutôt que pleinement développé. Cet argument semble d'autant plus valable dans les tropiques où la majorité des tourbillons est décrite comme étant faiblement non linéaire (Ubelmann and Fu, 2011). Dans la région nord du bassin, Qiu et al. (2008) ont également mis en évidence que la méso-échelle associée au STCC se caractérise à la fin de l'hiver/début de printemps par des tourbillons allongés dans la direction méridienne, résultats d'instabilité barocline linéaire.

Cette section s'est concentrée sur la répartition géographique de la variabilité « méso-échelle

» filtrée aux échelles  $< 90$  jours et  $< 600$  km. D'abord, dans la bande  $10^{\circ}\text{N}$  à  $10^{\circ}\text{S}$ , l'EKE « méso-échelle » est assez faible, seulement 10% de l'EKE totale. Les anomalies de SSH « méso-échelle » sont également très faibles avec seulement une rms de 1 cm. Les structures les plus énergétiques en EKE et SSH sont présentes au bord est vers  $12^{\circ}\text{N}$  (dôme du Costa Rica), dans la mer des Salomon, et entre  $15$ - $20^{\circ}\text{N}$  associées aux instabilités du système NECC/STCC-HLCC. Autour de  $5^{\circ}\text{N}$ , l'énergie des TIWs dans le Pacifique central, avec des échelles caractéristiques de 1000 km, est aussi bien détecté par la SSH. Mais dans une grande partie du Pacifique tropical, l'énergie « méso-échelle » qu'on voudrait détecter avec l'altimétrie (SSH) est assez faible. Aussi, dans le guide d'onde équatorial entre  $2^{\circ}\text{N}$  et  $2^{\circ}\text{S}$ , les courants sont presque 100% agéostrophique et donc sans signature en SSH. Ces courants sont aussi fortement anisotropes avec une dominance de la variabilité zonale. Hors de cette bande  $2^{\circ}\text{N}$ - $2^{\circ}\text{S}$ , les courants sont davantage isotropes, avec une légère dominance pour les variations méridiennes. Donc en dehors du guide d'onde équatorial la détection par l'altimétrie de la dynamique tropicale « méso-échelle » est associée à des courants géostrophiques faibles, avec une anisotropie qui favorise les variations méridiennes. Les mesures altimétriques alongtrack qui traversent ces latitudes ont une orientation plutôt méridienne, qui échantillonnent davantage les variations zonales des courants (Morrow et al., 1992).

Dans la prochaine section, nous allons explorer la signature spectrale de ces structures en considérant différentes bandes de latitude tropicale. Aussi, nous allons montrer comment dans les tropiques la faible variabilité en niveau de la mer de cette « mésoéchelle » tropicale est contaminée par la variabilité des ondes internes et comment ces ondes internes modifient le spectre de SSH dans les tropiques.

## **7.2 Spectral signatures of the tropical Pacific dynamics from model and altimetry : A focus on the meso/submesoscale range**

Ce chapitre est dédié à un article publié à Ocean Science. L'objet de cet article est l'analyse de la signature spectrale de la dynamique tropicale et sa représentativité en terme de niveau de la mer ceci en tirant parti de la description faite dans la section précédente. La motivation était les différences importantes dans l'allure des spectres en nombre d'ondes entre ceux issus de la modélisation et ceux issus de l'altimétrie. Nous montrons dans ce papier que ces différences sont principalement associées aux ondes internes de marée dont la variabilité est suffisamment forte comparée à celle de la dynamique tropicale pour polluer les longueurs d'onde de la « méso-échelle ». La section suivante (7.3) présente une analyse complémentaire à cette étude à partir de spectres 3D afin de mieux appréhender la « méso-échelle » tropicale et les transferts d'énergie associés.





# Spectral signatures of the tropical Pacific dynamics from model and altimetry: a focus on the meso-/submesoscale range

Michel Tchilibou<sup>1</sup>, Lionel Gourdeau<sup>1</sup>, Rosemary Morrow<sup>1</sup>, Guillaume Serazin<sup>1</sup>, Bughsin Djath<sup>2</sup>, and Florent Lyard<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire d'Etude en Géophysique et Océanographie Spatiales (LEGOS), Université de Toulouse, CNES, CNRS, IRD, UPS, Toulouse, France

<sup>2</sup>Helmholtz-Zentrum Geesthacht Max-Planck-Straße, Geesthacht, Germany

**Correspondence:** Lionel Gourdeau (lionel.gourdeau@legos.obs-mip.fr)

Received: 20 April 2018 – Discussion started: 28 June 2018

Revised: 18 September 2018 – Accepted: 28 September 2018 – Published: 24 October 2018

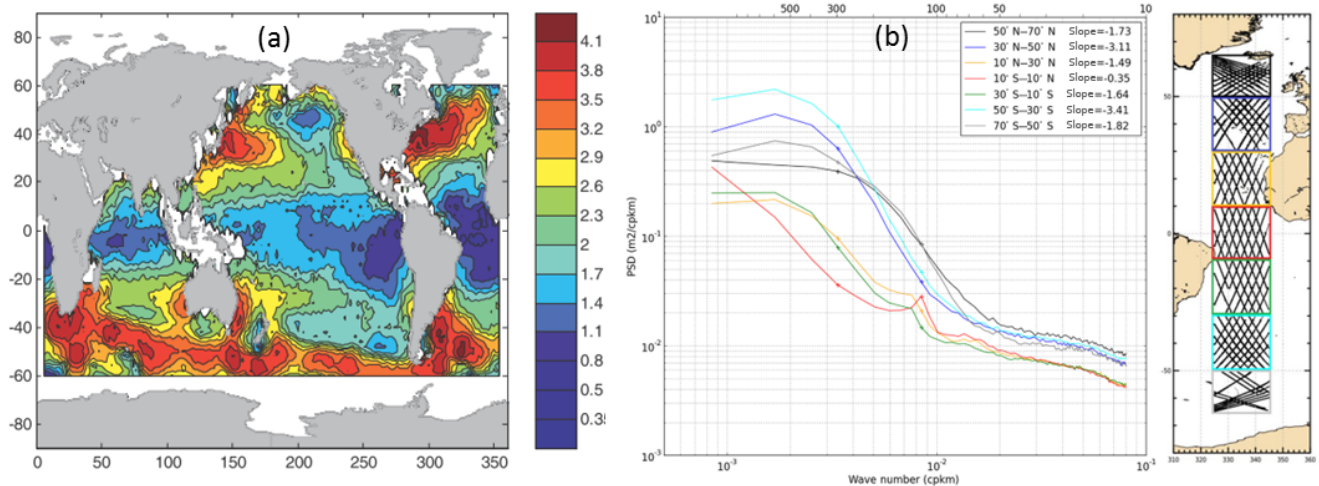
**Abstract.** The processes that contribute to the flat sea surface height (SSH) wavenumber spectral slopes observed in the tropics by satellite altimetry are examined in the tropical Pacific. The tropical dynamics are first investigated with a  $1/12^\circ$  global model. The equatorial region from  $10^\circ$  N to  $10^\circ$  S is dominated by tropical instability waves with a peak of energy at 1000 km wavelength, strong anisotropy, and a cascade of energy from 600 km down to smaller scales. The off-equatorial regions from 10 to  $20^\circ$  latitude are characterized by a narrower mesoscale range, typical of midlatitudes. In the tropics, the spectral taper window and segment lengths need to be adjusted to include these larger energetic scales. The equatorial and off-equatorial regions of the  $1/12^\circ$  model have surface kinetic energy spectra consistent with quasi-geostrophic turbulence. The balanced component of the dynamics slightly flattens the EKE spectra, but modeled SSH wavenumber spectra maintain a steep slope that does not match the observed altimetric spectra. A second analysis is based on  $1/36^\circ$  high-frequency regional simulations in the western tropical Pacific, with and without explicit tides, where we find a strong signature of internal waves and internal tides that act to increase the smaller-scale SSH spectral energy power and flatten the SSH wavenumber spectra, in agreement with the altimetric spectra. The coherent M2 baroclinic tide is the dominant signal at  $\sim 140$  km wavelength. At short scales, wavenumber SSH spectra are dominated by incoherent internal tides and internal waves which extend up to 200 km in wavelength. These incoherent internal waves impact space scales observed by today's along-track altimetric SSH, and also on the future Surface Water Ocean Topography (SWOT) mission 2-D swath observations, raising the

question of altimetric observability of the shorter mesoscale structures in the tropics.

## 1 Introduction

Recent analyses of global sea surface height (SSH) wavenumber spectra from along-track altimetric data (Xu and Fu, 2011, 2012; Zhou et al., 2015) have found that while the midlatitude regions have spectral slopes consistent with quasi-geostrophic (QG) theory or surface quasi-geostrophic (SQG) theory, the tropics were noted as regions with very flat spectral slopes (Fig. 1a). The objective of this paper is to better understand the processes specific to the tropics that contribute to the SSH wavenumber spectral slopes observed by satellite altimetry, particularly in the “mesoscale” range at scales  $< 600$  km and 90 days (Tulloch et al., 2009).

Only a few studies have addressed the tropical dynamics at spatial scales smaller than this 600 km cutoff wavelength. The tropics are characterized by a large latitude-dependent Rossby deformation radius ( $L_d$ ) varying from 80 km at  $15^\circ$  to 250 km in the equatorial band (Chelton et al., 1998). Different studies have clearly distinguished the tropical regions dominated by linear planetary waves from the midlatitudes dominated by non-linear regimes (Fu, 2004; Theiss, 2004; Chelton et al., 2007). Close to the Equator, baroclinic instability is inhibited, while barotropic instability becomes more important (Qiu and Chen, 2004), and mesoscale structures arise from the baroclinic and barotropic instabilities associated with the vertical and horizontal shears of the up-



**Figure 1.** (a) Spatial distribution of altimetric along-track SSH wavenumber spectral slope calculated in the fixed 70–250 km mesoscale range (from Xu and Fu, 2011; their Fig. 2). (b) Latitudinal dependence of the altimetric SSH along-track wavenumber spectra in the Atlantic Ocean (from Dufau et al., 2016; their Fig. 3). The colors of the spectra refer to the geographical boxes where along-track data were averaged on the right.

per circulation (Ubelmann and Fu, 2011; Marchesiello et al., 2011). This distinct regime in the tropics raises many questions on the representation of the meso-/submesoscale tropical dynamics in the global analyses of along-track altimetric wavenumber spectra. How are these complex  $f$ -variable zonal currents folded into along-track wavenumber spectra, calculated in  $10 \times 10^\circ$  bins with a dominant meridional sampling in the tropics? Also, the tropics are characterized by strong ageostrophic flow, and the representativeness of geostrophic balance from SSH to infer the tropical dynamics needs to be checked.

Another dynamical contribution that could flatten the SSH wavenumber spectra in the tropics is associated with high-frequency processes. In altimetric SSH data, the high-frequency barotropic tides are corrected using global barotropic tidal models, and in the tropics away from coasts and islands, these barotropic tide corrections are quite accurate (Stammer et al., 2014). Altimetric data are also corrected for the large-scale rapid barotropic response to high-frequency atmospheric forcing ( $< 20$  days), the so-called dynamical atmospheric correction, using a 2-D barotropic model forced by high-frequency winds and atmospheric pressure (Carrere and Lyard, 2003). With only 10- to 35-day repeat sampling, altimetry cannot track the evolution of these rapid barotropic processes, and a correction is applied to prevent aliasing of their energy into lower frequencies. In addition to these large-scale barotropic corrections which are removed from the altimetric data, there exist high-frequency SSH signals from internal tides and internal waves that contribute energy at small-scale ( $< 300$  km) wavelengths. Their impact on SSH wavenumber spectra has been predicted from model analyses in different regions (Richman et al., 2012;

Ray and Zaron, 2016), and shows that they can dominate in regions of low eddy energy. Dufau et al. (2016) demonstrated that internal tides can introduce spectral peaks in the altimetric wavenumber spectra from 100 to 300 km wavelength, especially at low latitudes (Fig. 1b). Recent results from a high-resolution  $1/48^\circ$  model highlight that the tidal and supertidal signals in one region of the equatorial Pacific greatly exceed the subtidal dynamics at scales less than 300 km wavelength, and supertidal phenomena are substantial at scales approximately 100 km and smaller (Savage et al., 2017).

A more technical contribution that can impact the lower spectral slopes in the tropics concerns the altimetric data processing, the spectral calculation, and spectral slope estimation. Much attention has been devoted to the effects of altimetric noise (Xu and Fu, 2012; Zhou et al., 2015; Biri et al., 2016) which can flatten the calculated spectral slope if the noise is not removed correctly. Different studies also use different tapering windows to reduce leakage of non-periodic signals in limited-length data series, which can also modify the spectral slope. In global studies, a fixed wavelength band from 70 to 250 km is often used for the spectral calculation (Xu and Fu, 2012; Dufau et al., 2016), which is appropriate for estimating the spectral slope of the energy cascade at midlatitudes but may not be well adapted for the tropics where the maximum spectral slope extends to longer wavelengths, due to the larger Rossby radius there (Fig. 1b).

Thus, the interpretation of altimetric tropical SSH spectra, at spatial scales smaller than 600 km, remains a matter of debate in terms of ocean dynamics. This paper aims at filling this gap by studying the dynamical processes contributing to the small-scale SSH spectra in the tropical Pacific using modeling and observational data. Two different approaches

are proposed to better understand the contributions to the observed altimetric flatter spectral slopes. Firstly, we wish to explore the spectral signatures in SSH and EKE of the tropical Pacific mesoscale dynamics (with periods greater than 10 days and wavelengths down to 25 km) and we will concentrate particularly on the tropical “mesoscale” band that varies with latitude. For this, we analyze the global  $1/12^\circ$  DRAKKAR model in the tropical Pacific from  $20^\circ$  S to  $20^\circ$  N, using 5-day outputs covering the period 1987–2001. In comparison to the altimetric analyses of Xu and Fu (2012) or Dufau et al. (2016), this model was specifically chosen to have no high-frequency response to tides, internal waves or rapid tropical waves, and is not limited at low wavelengths by the altimetric instrument noise but rather by the horizontal grid resolution. We will also use this model to explore the effects of using limited segment lengths or specific windowing when calculating our wavenumber spectra.

In the second part of this paper, we will address the impact on SSH and EKE of the high-frequency components using a unique modeling experiment: we will analyze a higher-resolution and high-frequency version of the model: a  $1/36^\circ$  regional model of the southwest Pacific (Djath et al., 2014) with and without tides. These two regional model runs have exactly the same configuration and high-frequency atmospheric forcing, both versions include the atmospherically forced internal gravity waves in the tropics. Careful filtering of the barotropic and coherent internal tides from the model with tides also allows us to explore the relative impact of the incoherent tide–ocean circulation interactions, and their signature on the along-track wavenumber spectra. This two-model configuration allows us to make a brief investigation of the effects of high-frequency dynamics on the wavenumber spectra, and to discuss the modeled spectra in comparison with altimetric wavenumber spectra based on TOPEX/Poseidon, Jason, and SARAL/ALtiKa altimeter data. These results will help to better understand the physical content of altimetric observation today, as well as to explore the finer scales that would be captured using future measurements of the Surface Water Ocean Topography (SWOT) satellite (Fu and Ubelmann, 2014).

In Sect. 2, the different models and data used are presented. In Sect. 3, we discuss processing issues for the spectral calculation, particularly to reduce leakage effects in short tropical segments. In Sect. 4, we discuss the EKE spectral signature of the dynamics over the tropical Pacific as simulated by the  $1/12^\circ$  resolution model. In Sect. 5, results are discussed in terms of balanced dynamics and the  $1/12^\circ$  model’s SSH spectra are compared to Jason and SARAL/ALtiKa wavenumber spectra. Finally, the contributions of the high-frequency motions to the SSH spectral signature are investigated using the  $1/36^\circ$  regional resolution model with and without tides, to illustrate its close match with altimetric data. Section 6 presents the conclusions of our study.

## 2 Models and altimetric data

### 2.1 Models

To study mesoscale and submesoscale activity from an oceanic general circulation model (OGCM), the model has to properly resolve the corresponding dynamical scales (i.e., be eddy resolving). The effective resolution for numerical models is that six to eight grid points are needed to properly resolve dynamical features (Soufflet et al., 2016). In midlatitudes, numerical convergence requires  $\sim$ kilometer horizontal resolution; however, in the tropics, because of the larger  $L_d$  due the weaker Coriolis force, numerical convergence is obtained from  $1/12^\circ$  horizontal resolution, and the increase of resolution to  $1/36^\circ$  only seems to displace the dissipative range of the model toward smaller scale (Marchesiello et al., 2011).

In this paper, we first use a global model at  $1/12^\circ$  resolution from the DRAKKAR consortium based on the Nucleus for European Modelling of the Ocean (NEMO) code (Madec, 2008; Lecointre et al., 2011), referenced as G12d5. This model has 46 levels and has been integrated from 1989 to 2007 using a 3-hourly ERA-Interim reanalysis (Dee et al., 2011). The 3-D velocities and the 2-D SSH are saved as 5-day means during the period of integration. This simulation has been used to document mesoscale variability in the southwest Pacific Solomon Sea (Gourdeau et al., 2014, 2017). The present study will analyze this simulation over the tropical Pacific between  $20^\circ$  N and  $20^\circ$  S.

In the second part of the paper, we use a regional DRAKKAR/NEMO model with  $1/36^\circ$  resolution and 75 levels, still with surface forcing from the 3 h ERA-Interim reanalysis. Two simulations are performed: one without tidal forcing (R36) over the 1992–2012 period, and one with tidal forcing (R36T) over the 1992–2009 period (Tchilibou et al., 2018). These different model configurations are particularly important in this area where internal tides are active (Niwa and Hibiya, 2011; Gourdeau, 1998), and could modify accordingly the energy flux for the meso- and submesoscale bands (Richman et al., 2012). Daily mean model outputs are saved as R36(T)d, as well as instantaneous fields saved hourly (R36(T)h) during a 3-month period from January–March 1998. We will use these different configurations to investigate the impact of high-frequency ageostrophic motions such as baroclinic tides and internal waves.

Further details on these different model configurations are given in Appendix A.

### 2.2 Altimetric data

Along-track SSH observations from TOPEX/Poseidon covering a period (January 1993 to December 2001) in common with the G12d5 simulations are analyzed over the tropical Pacific domain. The most recent altimetric missions (Jason-2 and SARAL/ALtiKa) are also analyzed over

the January 2013 to December 2014 period to compare with the signature of the high-frequency modeled SSH in R36Th. These data are made available from the Copernicus Marine and Environment Monitoring Service (CMEMS; <http://marine.copernicus.eu>, last access: 22 October 2018). TOPEX/Poseidon and Jason-2 are conventional pulse-width limited altimeters operating in the Ku band (Lambin et al., 2010). SARAL/ALtiKa, with its 40 Hz Ka-band emitting frequency, its wider bandwidth, lower orbit, increased pulse repetitivity frequency, and reduced antenna beamwidth, provides a smaller footprint and lower noise than the Ku-band altimeters (Verron et al., 2015). For the different missions, we will analyze the 1 Hz data, extracted over the same region as our model analysis.

### 3 Spectral methods

In the following sections, we present spectral analyses of the modeled SSH or EKE fields, or the altimetric SSH. The spectral analysis we use is based on fast Fourier transforms (FFTs) of our signal, which allows us to work with a limited sampled signal. Longer data records enable a better decomposition of the variability at each frequency (wavenumber) and thus a better separation of neighboring frequencies in the spectrum. However, for wavenumber spectra, long spatial data records can mix information from different geographical regimes, especially in the tropics where meridional sections cross the strong zonal currents, making their dynamical interpretation difficult.

Different studies performing spectral analysis of altimetric data or models over the global ocean use very different data length segments to calculate the spectrum. Some altimetric studies use data segment lengths of around 500 km (e.g., Dufau et al., 2016), or 1000 km length tracks averaged in 10 or 20° square boxes, with or without overlapping (Xu and Fu, 2012). Model spectra are mostly calculated in 10 or 20° square boxes (e.g., Sasaki and Klein, 2012; Biri et al., 2016; Chassignet and Xu, 2017). These data segment lengths may be adequate for the midlatitudes but are not appropriate for the tropics, when the maximum energy can occur at 600–1000 km wavelengths. Using shorter segments than this reduces the maximum energy and should increase the leakage from energetic low wavenumbers to weaker high wavenumbers, thus decreasing the spectral slope (Bendat and Piersol, 2000).

A wide variety of filter windows are applied in the different studies before calculating frequency (wavenumber) spectra to reduce the leakage effect. These include the 10 % cosine taper window or Tukey 0.1 window, referred hereafter as Tk01 (Le Traon et al., 2008; Richman et al., 2012; Dufau et al., 2016); the Hanning window, referred to as Hann (Capet et al., 2008; Rocha et al., 2016); or making the signal double periodic instead of the tapering, referred as Dbp (Marchesiello et al., 2011; Sasaki and Klein, 2012; Chassignet and

Xu, 2017). In the following, we will also consider a 50 % cosine taper window (Tk05).

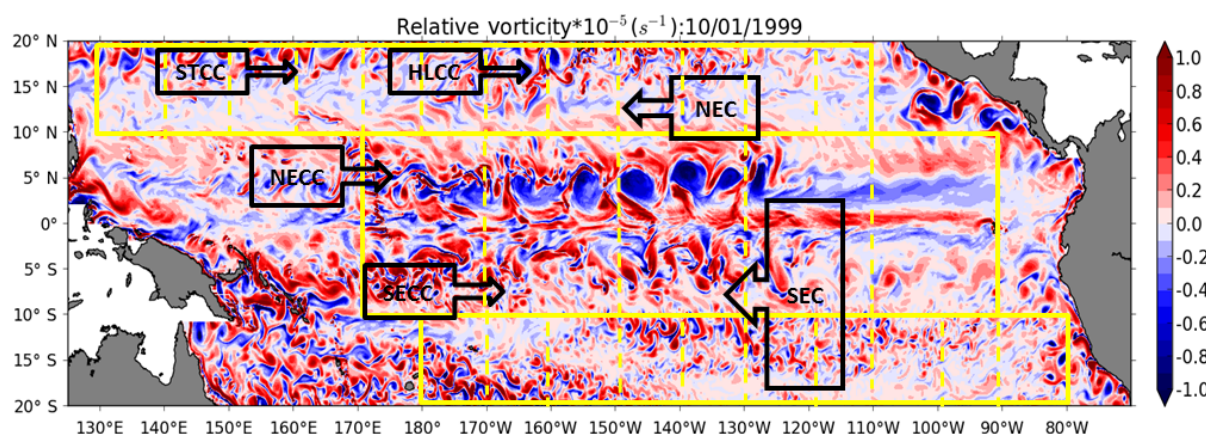
We tested the sensitivity of our G12d5 model's SSH wavenumber spectrum to the different tapering windows and the double periodic method, using different data length sizes, and in one or two dimensions. The details are given in Appendix B.

We find that to safely avoid leakage in the tropics, it is best to use a long record and an effective taper window. The Tk05 or Hann filters give convincing results in the equatorial band, with a minimum of 15° to 20° needed in segment lengths (Fig. B1). We do not advise to use the Tk01 filter window. In the off-equatorial region, 10° data segments or 10° × 10° boxes are sufficient. We choose to use the Tukey 0.5 filter for our tropical spectral analyses in this paper.

### 4 Spectral representation of the tropical dynamics

In this section, we analyze the spectral signatures of the tropical dynamics by first considering the surface velocity fields of the G12d5 simulation over the open Pacific Ocean. Modeling studies mainly analyze velocity or EKE fields, and we start our spectral analysis by checking that the model represents well the main dynamical processes in the tropics. Surface velocity fields were averaged over the first 40 m depth and include geostrophic and ageostrophic components. The model resolves a domain of variability with periods greater than 10 days, and wavelengths exceeding 25 km, but model dissipation may be active up to 70 km wavelength. Note that the resonant response to the wind forcing through the 3- to 5-day period, large-scale equatorially trapped inertia–gravity waves, are not represented in G12d5 because of the 5-day averaged model outputs.

The tropical Pacific is characterized by a series of strong alternate zonal currents and a large range of ocean variability, in response to the atmospheric forcing and to the intrinsic instability of the current system. The main zonal currents spanning the tropical Pacific are shown in Fig. 2: north of 10° N is the westward North Equatorial Current (NEC) and at its northern edge are the eastward Subtropical Countercurrent (STCC) and the Hawaiian Lee Countercurrent (HLCC) (Kobashi and Kawamura, 2002; Sasaki and Nonaka, 2006); between 3 and 8° N is the eastward North Equatorial Countercurrent (NECC); south of 3° N, the westward South Equatorial Current (SEC) straddling the Equator is divided in two branches by the eastward Equatorial Undercurrent (EUC) that reaches the surface to the east. The eastward South Equatorial Countercurrent (SECC) in the southwestern Pacific is between 6 and 11° S. Instabilities of these zonal currents result in meso- and submesoscale activity illustrated by a snapshot of vorticity (Fig. 2) that illustrates the description of vortices in Ubelmann and Fu (2011). It is characterized by structures with a large range of scale and strong anisotropy in the equatorial band. The largest structures (~ 500 km) cor-



**Figure 2.** Snapshot of relative vorticity of the 1/12° G12d5 simulation; units are in  $1 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ . The yellow lines delineate the equatorial and off-equatorial regions. The dashed lines delineate square boxes for the different regions to compute wavenumber spectra. The black arrows illustrate the main zonal tropical currents (SEC: South Equatorial Current, SECC: South Equatorial Countercurrent, NECC: North Equatorial Countercurrent, NEC: North Equatorial Current, STCC: Subtropical Countercurrent, HLCC: Hawaiian Lee Countercurrent).

respond to the non-linear tropical instability vortices (TIVs), also associated with the tropical instability waves (TIWs), and occur north of the Equator (Kennan and Flament, 2000; Lyman et al., 2007). The off-equatorial regions (10–20° latitude) are characterized by smaller-scale turbulent structures in Fig. 2.

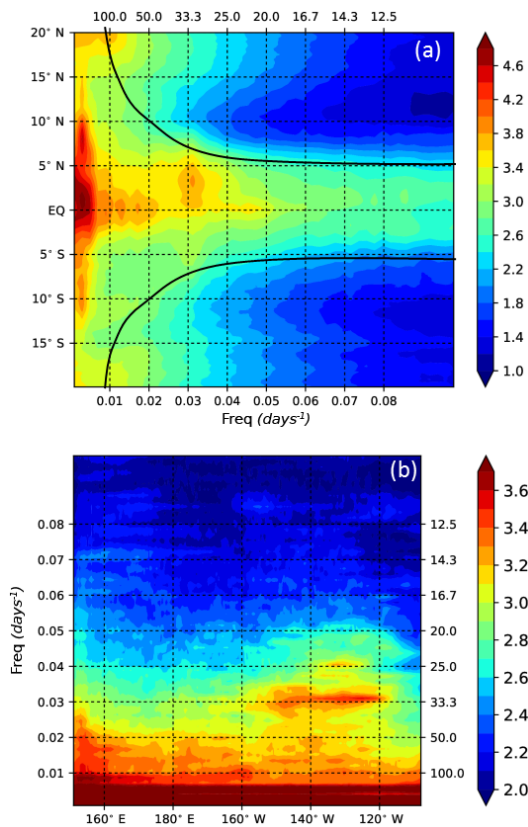
In order to investigate how these well-known tropical dynamics project into frequency or wavenumber spectra, we will analyze separately the equatorial band (10° S–10° N) and the off-equatorial band (10–20° N and 10–20° S) defined by the different boxes in Fig. 2. The model's representation of the following diagnostics will be discussed together for each zonal band: the EKE frequency spectra as a function of latitude and longitude (Fig. 3), the zonal EKE wavenumber–frequency ( $k - \omega$ ) spectra and meridional EKE wavenumber–frequency ( $l - \omega$ ) spectra (Fig. 4), and the 1-D (zonal/meridional) EKE wavenumber spectra (Fig. 5).

#### 4.1 Equatorial region

The temporal variability of the tropical EKE signal is shown by EKE frequency spectra as a function of latitude and longitude in Fig. 3. In the equatorial band, most of the energy is concentrated within 5° of the Equator (Fig. 3a). The highest EKE occurs in this band at annual to interannual scales, but there is still significant energy over all periods greater than the 10 days resolved by this model. EKE spectra averaged in latitude over 20° N–20° S are highly influenced by the energetic equatorial dynamics (Fig. 3b). This band includes the equatorial wave guide where waves tend to propagate zonally and are organized into a set of discrete meridional modes (Farrar, 2008). Since zonal wavenumber–frequency spectra are averaged from a number of latitudes within the equatorial band, contributions from the different modes may be seen at once (Fig. 4b). The eastward phase

speed (positive wavenumber), due to fast-moving Kelvin waves at the Equator, is visible even if the strong westward propagation (negative wavenumber) just off the Equator overpowers the eastward propagation on the Equator in the averaged spectrum. We have superimposed on the zonal wavenumber–frequency spectrum the theoretical dispersion curves of the first baroclinic-Rossby waves in a resting ocean. Values of wavenumber and frequency for which the EKE power spectrum is significantly above the background follow relatively well the variance-weighted mean location of dispersion curves for long equatorial waves. Meridional wavenumber–frequency ( $l - \omega$ ) EKE spectra were computed over the 20° N to 20° S section, in different longitude bands spanning the Pacific Ocean. Figure 4d shows an example for the particularly energetic 120–150° W band. Other longitude bands across the Pacific show similar spectral energy patterns but with lower energy levels. Figure 4b and d illustrate the strong anisotropy between the zonal ( $k, \omega$ ) and meridional ( $l, \omega$ ) spectra. The meridional structure of the dominant zonal equatorial waves is well known, with meridional amplitude decaying away from the Equator over  $\pm 5^\circ$  or 550 km. This contributes in the meridional-frequency EKE spectrum to the fairly constant decrease in spectral energy from long wavelengths down to 100–250 km wavelength, in both north and south directions (Fig. 4d).

The ridge of westward variance (Fig. 4b) is nearly vertical, with variance mainly restricted to large wavelengths but also extending to high frequencies in relation with TIW activity. In accordance with observations (Willet et al., 2006; Lee et al., 2018), the modeled TIWs are defined by periods and zonal wavelengths in the range of 15–40 days and 800–2000 km, respectively. They have a meridional propagation with northward and southward motions roughly balanced, which is a hallmark of standing meridional modes



**Figure 3.** (a) Latitudinal distribution of the EKE frequency power spectra computed at each model grid point of the G12d5 simulation, and averaged in longitude. The black line is the critical period from Lin et al. (2008). (b) Longitudinal distribution of the EKE frequency power spectra computed at each model grid point of the G12d5 simulation, and averaged between 20° S and 20° N. Units are in  $\log_{10}$  of  $\text{cm}^2 \text{s}^{-2} \text{cday}^{-1}$ .

for TIWs as seen in Lyman et al. (2005) and Farrar (2008, 2011) and earlier work (Fig. 4d). The 33-day TIW variability is triggered by baroclinic instability of the SEC-NECC system, located between 3–5° N and 160–120° W (Fig. 3a and b). They have an asymmetric structure across the Equator with larger energy north of the Equator than south of it in accordance with the analysis of TOPEX/Poseidon sea level data by Farrar (2008). The 20- to 25-day variability, associated with another type of TIW triggered by barotropic instability of the EUC-SEC system (Masina et al., 1999), is centered at the Equator, east of 140° W (Fig. 3a and b). Centered at the Equator, from the background, there is a 60- to 80-day variability extending from 150° E to 130° W (Fig. 3a and b) associated with intraseasonal Kelvin waves (Cravatte et al., 2003; Kessler et al., 1995), as confirmed by eastward variance and energy centered at  $l = 0$  in the zonal and meridional-frequency spectra, respectively (Fig. 4b and d).

The model represents these tropical signals well, and for wavelengths larger than 600 km the equatorial waves are

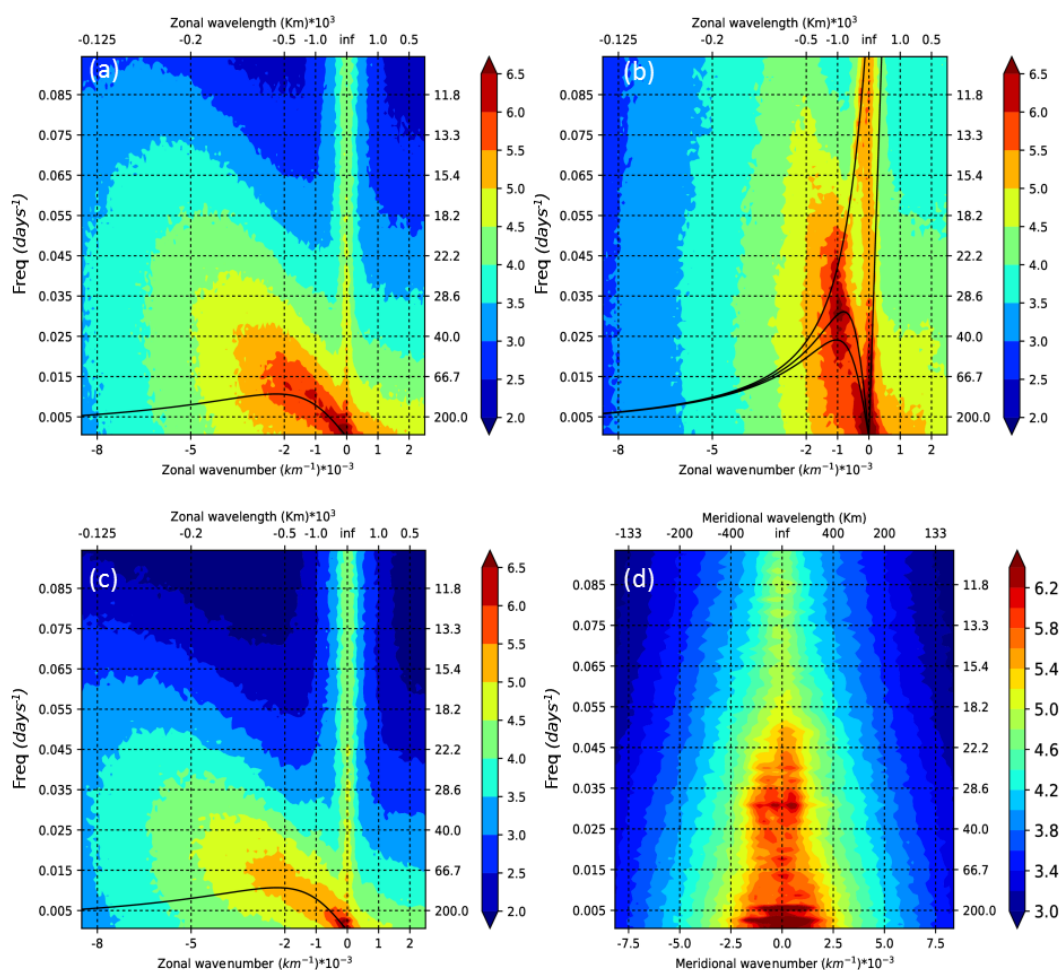
the dominant signal (Tulloch et al., 2009). For wavelengths smaller than 600 km, the variance no longer follows the Rossby wave dispersion curves, and exhibits a red noise character in wavelength, and a nearly white noise in frequency. These rapid motions with 250–600 km wavelengths occur in response to wind forcing, wave interactions, or current instability. The corresponding zonal EKE wavenumber spectrum (Fig. 5) has a steep slope that continues rising to long wavelengths with a  $k^{-3}$  relation reaching a peak at 1000 km, reflecting the zonal scales of the TIWs, before flattening to a  $k^{-1}$  power law at larger scale. Below 70 km, EKE spectra drastically steepen as an effect of model dissipation.

#### 4.2 Off-equatorial regions

Poleward of 10°, the equatorial trapped waves become insignificant, and most of the energy is concentrated at periods greater than 60 days (Fig. 3a). This corresponds to results by Fu (2004) showing a decreasing frequency range with latitude, where the maximum frequency at each latitude corresponds to the critical frequency of the first-mode baroclinic waves that varies from 60 days at 10° S to 110 days at 20° S (Lin et al., 2008). The zonal wavenumber–frequency spectrum strongly differs from those in the equatorial belt (Fig. 4a and c), and is closer to the midlatitude spectra (Wunsch, 2010; Wakata, 2007; Fu, 2004) with smaller energy in the south tropics than in the north as also reported by Fu (2004). The theoretical dispersion curves for midlatitude first baroclinic Rossby waves are shown for the case of meridional wavenumbers corresponding to infinite wavelengths. At low wavenumbers (i.e., long wavelengths > 600 km), the motions follow the baroclinic dispersion curves.

Although linear Rossby wave theory provides a first-order description of the EKE spectra, in both hemispheres energy extends to higher frequencies (Fig. 3a), and as the wavenumber and frequency increases, significant deviations from the baroclinic dispersion curves occur (Fig. 4a and c). Much of the energy lies approximately along a straight line called the “non-dispersive line” in wavenumber–frequency space as it implies non-dispersive motions. The wavenumber dependencies along the “non-dispersive line” could be the signature of non-linear eddies (Rhines, 1975). The westward propagation speed is estimated at  $\approx 10 \text{ cm s}^{-1}$ , close to the eddy propagation speed found in this latitudinal range by Fu (2009) and Chelton et al. (2007). But these regions are defined as a weakly non-linear regime (Klocker and Abernathey, 2014). In this region of mean zonal currents, the dispersion curves experience Doppler shifting by the zonal flow which makes the variability nearly non-dispersive (Farrar and Weller, 2006). So, the non-dispersive line could account for coherent vortices and more linear dynamics as Rossby waves or meandering jets propagating westward (Morten et al., 2017).

The zonal EKE wavenumber spectra (Fig. 5) in the off-equatorial regions exhibit a standard shape with a long-



**Figure 4.** Zonal wavenumber–frequency EKE spectra averaged over the (a) 10–20° N region, (b) 10° S–10° N region, and (c) 10–20° S region. (d) Meridional wavenumber–frequency EKE spectra covering 20° S–20° N averaged over the 120–150° W region. Superimposed on panels (a) and (c) are the theoretical dispersion curves for the first-mode baroclinic waves. Superimposed on panel (b) are the theoretical dispersion curves for the first three baroclinic wave modes, and the Kelvin wave mode. Units are in  $\log_{10}$  of  $\text{cm}^2 \text{s}^{-2} \text{cpday}^{-1} \text{cpkm}^{-1}$ .

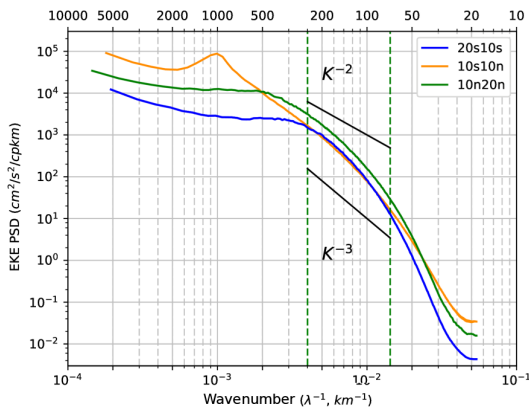
wavelength plateau and a spectral break at about 300–400 km, followed by a drop in energy close to a  $k^{-2}/k^{-3}$  relation (Stammer, 1997). These steep spectral slopes correspond to an inertial range characteristic of mesoscale turbulence (Xu and Fu, 2011). These different spectra confirm that the northern tropics are more energetic than the southern part with a mesoscale range extending to larger scale. It quantifies the more active turbulence in the Northern Hemisphere, as illustrated in Fig. 2.

### 4.3 Anisotropic EKE spectra

Classically, wavenumber spectra are investigated throughout an oceanic basin by dividing the basin in square boxes where spectra are calculated to take account of the regional diversity of QG turbulence properties (Xu and Fu, 2011; Sasaki and Klein, 2012; Biri et al., 2016; Dufau et al., 2016). Here, the spectra analysis of the equatorial and off-

equatorial bands described above is revisited in  $10^\circ \times 10^\circ$  boxes for the off-equatorial region, and in  $20^\circ \times 20^\circ$  boxes for the equatorial region that are suited to recover the shape of the mesoscale range in the tropics (e.g., Sect. 3). Within each equatorial or off-equatorial latitude band, spectra in the different boxes are similar (not shown). Therefore, spectra are averaged over all the boxes and we present one mean spectrum representative of the square boxes for each band (equatorial and off-equatorial). In geostrophic turbulence, which is non-divergent to leading order, isotropy implies that 1-D (zonal/meridional) and 2-D azimuthally integrated wavenumber spectra (or wavenumber magnitude spectra) are identical and follow the same power law. In the tropics, there is a stronger anisotropic component of the dynamics, which will be explored in Fig. 6.

When we concentrate on the  $20^\circ \times 20^\circ$  equatorial box, we are limited to wavelengths smaller than 2000 km, and the meridional EKE spectrum has a higher level of energy



**Figure 5.** Zonal wavenumber EKE spectra averaged over the equatorial (orange line) and off-equatorial latitude bands (north: green; south: blue). Units are in  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-2} \text{cpkm}^{-1}$ .

than the zonal one (Fig. 6b). It reflects that a given level of energy corresponds to higher zonal than meridional wavelengths. It is consistent with the widely held notion that scales of variability near the Equator tend to be larger in the zonal direction than in the meridional direction for many kinds of variability (mean currents, inertia–gravity waves, Kelvin waves, Yanai waves, TIWs). The magnitude EKE spectrum is mostly representative of the meridional one. Note that since along-track altimetry is mainly orientated in the meridional direction in the tropics, altimetric SSH measurements are particularly well suited to account for the dominant meridional variability, within the limit of the geostrophic hypothesis. Despite the anisotropy at every scale, the different EKE spectral components have a similar shape, with a continuous  $k^{-3}$  slope between 100 and 600 km wavelength. The peak of the EKE spectra corresponds to a wavelength of 1000 km. These modeling results compare relatively well with the analysis of the submesoscale dynamics associated with the TIWs by Marchesiello et al. (2011). They observe a peak of energy around 1000 km corresponding to the TIW wavelength and a linear decay of the spectrum with a slope shallower than  $-3$ . It is doubtful to define an inertial band in the equatorial region, but we can say that at wavelengths from 100 to 600 km, the EKE spectral slope of  $k^{-3}$  is consistent with a QG cascade of turbulence.

In the  $10^\circ \times 10^\circ$  off-equatorial boxes, the energy at long wavelengths is greatly reduced compared to the equatorial band. The peak of the EKE spectra corresponds to a wavelength of 300 km. Yet the zonal, meridional, and magnitude EKE spectra are similar for wavelengths up to 250 km (Fig. 6a and c). So, poleward of  $10^\circ$ , the hypothesis of isotropy seems to be relevant for scales up to 250 km even if the flow is supposed to be weakly non-linear, and sensitive to the beta effect (Klocker and Abernathy, 2014). The EKE slope over the redefined mesoscale range from 100 to 250 km

is between  $-2$  and  $-3$ , which lies between the prediction of SQG and QG turbulence.

Our modeled zonal frequency–wavenumber spectra differ strongly across the equatorial and off-equatorial regions. They show a good representation of the tropical wave and TIW/TIV dynamics. The slope of the ridge of westward variance in the zonal  $k - \omega$  spectrum in Fig. 4 increases towards the Equator. As the slope becomes steeper, more power is concentrated at lower wavenumbers. The change in slope of the ridge itself is mainly related to the change in deformation radius, and expresses linear or non-linear variability propagating non-dispersively (Wortham and Wunsch, 2014). The equatorial region differs from the off-equatorial regions in having strong anisotropy with mainly zonally oriented structures (Fig. 6), higher energy at long wavelength due to the strong activity of long equatorial waves, and an overlap between geostrophic turbulence and Rossby wave timescales that produces long waves and slows down the energy cascade to eddies with scales consistent in the tropics with a generalized Rhines scale ( $L_r$ ) (Theiss, 2004; Tulloch et al., 2009; Klocker et al., 2016; Eden, 2007). Moreover, our modeled spectral analysis shows the contrasts between the equatorial and off-equatorial regions for the wavenumber range where a steep slope is observed. In the weakly non-linear regime of the off-equatorial regions, we find spectral slopes of  $k^{-2}/k^{-3}$  over a short 100–250 km wavenumber range. The equatorial dynamics are characterized by a peak of energy at 1000 km due to TIWs, and a large “mesoscale” range over 100–600 km wavelength with a  $k^{-3}$  spectral slope.

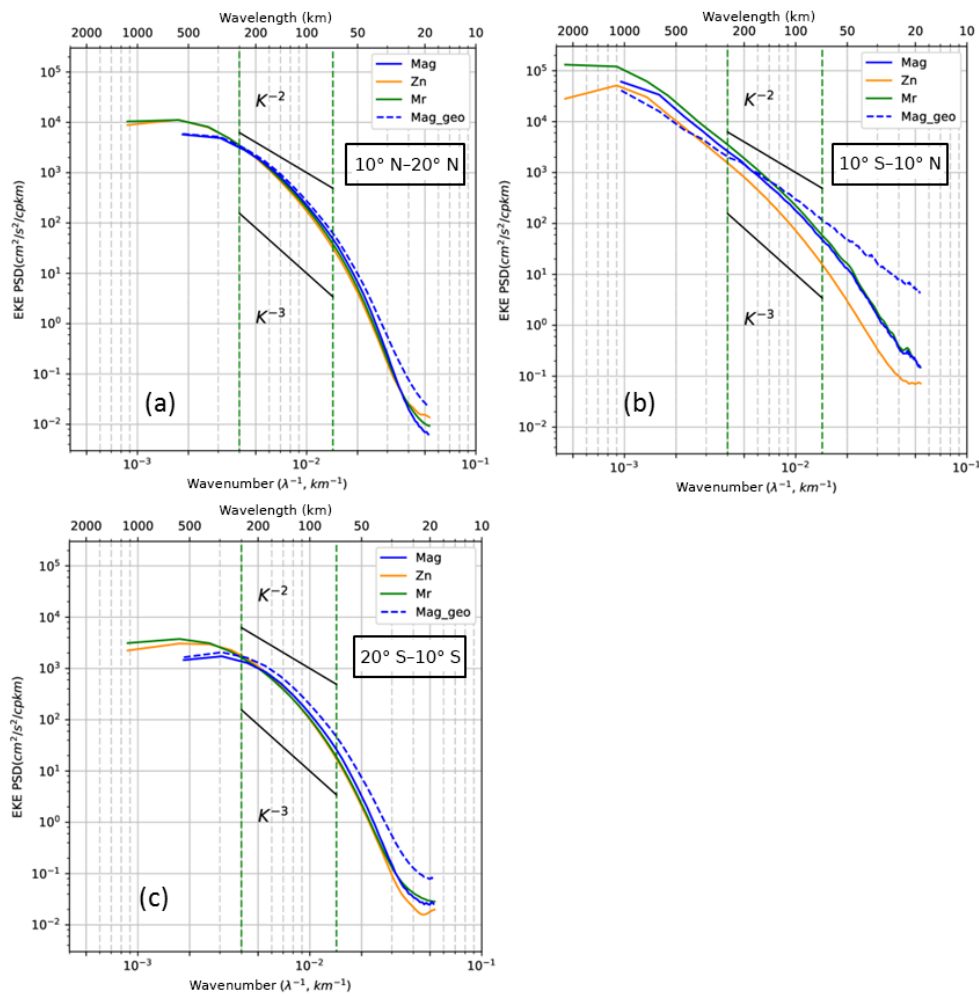
## 5 Modeled and altimetric SSH wavenumber spectra

### 5.1 Contribution from low-frequency dynamics

The SSH is a measure of the surface pressure field, an important dynamical variable, which may be balanced in the tropics by both geostrophic and ageostrophic motions. The ocean circulation is classically inferred from altimetric SSH through the geostrophic equilibrium. Here, we consider how the wavenumber spectra of geostrophic currents ( $\text{EKE}_g$ ) differ from those of the total currents analyzed in Sect. 4. Close to the Equator, as  $f$  approaches zero, the geostrophic current component can still be calculated using the beta approximation, following Picaut et al. (1989). Figure 6 shows the difference between the wavenumber spectra calculated from the total EKE averaged over the upper 40 m, and from the geostrophic component of EKE estimated at the surface.

In the equatorial band at scales from 300 to 1000 km, the ageostrophic EKE is more energetic, with a stronger contribution to the total EKE than the geostrophic component (Fig. 6b). In the off-equatorial bands (Fig. 6a and c), the geostrophic and total EKE spectra are similar at larger wavelengths. However, in all regions, the total EKE is steeper than the geostrophic EKE at scales from 250 km down to the



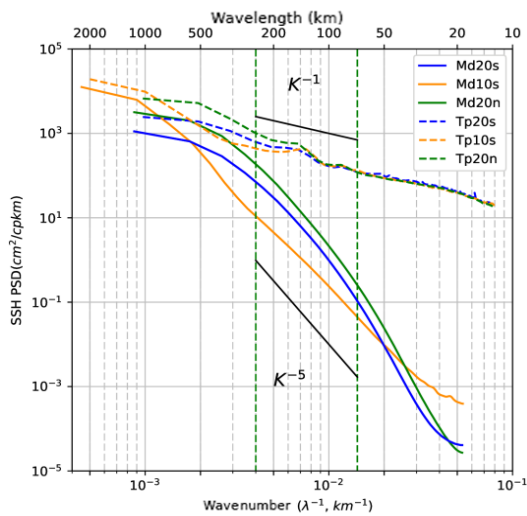


**Figure 6.** Zonal (orange), meridional (green), and magnitude (blue) EKE wavenumber spectra averaged over (a) 10–20° N, (b) 10° S–10° N, and (c) 10–20° S regions. The magnitude geostrophic EKE wavenumber spectrum is also shown ( $EKE_g$ , blue dashed line). The vertical green dashed lines delineate the fixed 70–250 km mesoscale range. For reference,  $k^{-2}$  and  $k^{-3}$  curves are plotted (black lines). Units are in  $\text{cm}^2 \text{s}^{-2} \text{cpkm}^{-1}$ .

20 km resolved by the model. In midlatitude regions, Ponte et al. (2013) also noted stronger geostrophic EKE at small wavelengths (and weaker spectral slopes) compared to upper ocean EKE spectra, associated with wind-driven mixed layer dynamics. In terms of spectral slope in the equatorial region, using the geostrophic EKE rather than the total EKE tends to flatten the spectra in the 600–110 km mesoscale range, and changes the spectral slope from  $k^{-3}$  to  $k^{-2}$ . In the off-equatorial regions, the geostrophic EKE has a slightly flatter spectral slope between  $-2$  and  $-3$  in the 100–250 km band.

Since the altimetric ground tracks have a more meridional orientation in the tropics, the altimetric SSH spectra should be like the model’s meridional SSH spectra that are shown in Fig. 7. SSH meridional wavenumber spectra (Fig. 7) confirm that in the off-equatorial regions, the northern zone has higher spectral power over all wavelengths, as expected from

the  $EKE_g$  spectra. Within the wavelength band from 100 to 250 km, both off-equatorial regions have SSH spectral slopes between  $k^{-4}$  and  $k^{-5}$  (equivalent to  $k^{-2}$  and  $k^{-3}$  in EKE) similar to QG dynamics. The modeled SSH spectra show a similar anisotropy in the equatorial zone as the EKE spectra, with a more energetic meridional SSH spectrum than the zonal spectrum (not shown). It is notable that although the level of energy is higher in the equatorial region than in the off-equatorial regions, the SSH variability is lower for wavelengths smaller than 500 km. This reduced SSH variability of the G12d5 model is not in agreement with the higher small “scale” SSH levels altimetry to be discussed in the next section (Sect. 5.2). From 100 to 600 km, the SSH spectral slopes in the equatorial region are close to  $k^{-4}$ , consistent with the  $k^{-2}$  spectral slopes in  $EKE_g$ . The fixed wavelength band used by previous studies (70–250 km) can be compared to this



**Figure 7.** Meridional SSH wavenumber spectra averaged over the equatorial (orange) and off-equatorial latitude bands (north: green, south: blue) for the G12d5 simulation (line). TOPEX/Poseidon along-track altimetric SSH wavenumber spectra are averaged over the same latitude bands (dashed). Units are in  $\text{cm}^2 \text{cpkm}^{-1}$ .

longer wavelength band. Using the fixed wavelength band leads to a slight reduction in the low-frequency SSH spectral slope estimate but without a drastic modification. These results indicate that if the internal balanced dynamics of our  $1/12^\circ$  model were the main contribution to the altimetric SSH, then we would expect a  $k^{-4}$  (SQG) slope in the equatorial band and closer to  $k^{-5}$  (QG) in the off-equatorial band.

Figure 7 also shows the along-track TOPEX/Poseidon SSH spectra over the same region and period as the G12d5 simulation. The altimetric data are selected with the same segment lengths and with the same pre-processing and spectral filtering as in the model. In the equatorial and off-equatorial zones, the altimetric SSH wavenumber spectra clearly exhibit the weaker  $k^{-2}/k^{-1}$  spectral slopes in the 70–250 km mesoscale range as described in previous studies (Xu and Fu, 2011, 2012; Zhou et al., 2015). At scales larger than our spectral slope range (600 km in the equatorial region, 200 km in the off-equatorial zones), the model–altimeter spectra have similar shapes, although the altimeter data have higher spectral power. Potentially, the high-frequency  $< 10$ -day rapid equatorial waves, with longer wavelengths not included in the model, may contribute to these differences. The spectral peaks in the altimetric data at 120–150 km wavelength are indicative of internal tides, as noted by Dufau et al. (2016), Savage et al. (2017), and others. In addition to the internal tide peaks, the general higher spectral energy in the altimetry data at wavelengths  $< 200$  km has been proposed to be due to high-frequency internal gravity waves (e.g., Richman et al., 2012; Savage et al., 2017) but may also include altimetric errors from surface waves and instrument noise (Dibarboure et al., 2014). We will investigate the high-

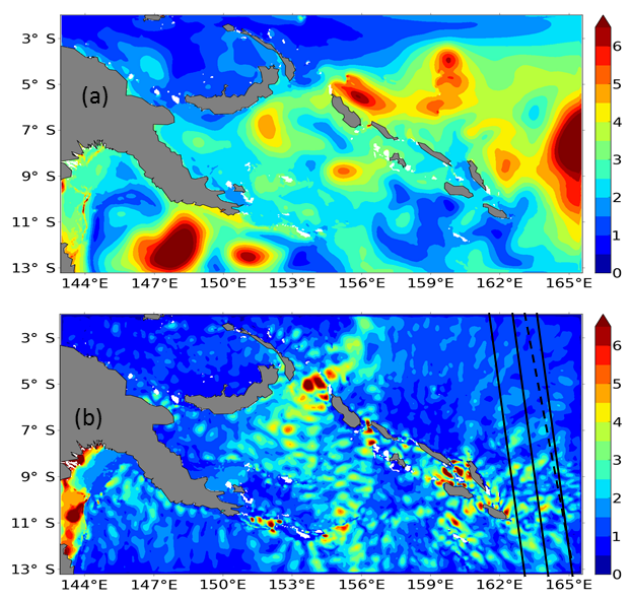
frequency contribution to the altimetric SSH spectra in the next section.

## 5.2 Contributions from high-frequency dynamics including internal tides

To investigate the contribution of the high-frequency SSH variations, we include an analysis of the meridional SSH spectra from a small region east of the Solomon Sea in the southwest Pacific. This spectral analysis is derived from the  $1/36^\circ$  model with high-frequency atmospheric forcing and instantaneous snapshots saved once per hour during a 3-month period, and run in the two configurations, with and without tides (see Sect. 2). The model has been validated and analyzed (Djath et al., 2014), and a companion paper will address the model with tides more in detail (Tchilibou et al., 2018). Here, we consider specifically the impact of the different high-frequency tides and non-tidal signals on the meridional SSH spectra.

The internal tide can be broken down into a coherent component that is predictable and can be separated with harmonic and modal analysis, and an incoherent component that varies over time, due to changing stratification (Zaron, 2017) or interaction with the mesoscale ocean circulation (Ponte and Klein, 2015). The coherent baroclinic (internal) tide and the barotropic tide are calculated in our study using a harmonic and modal decomposition (Nugroho, 2017) which separates the barotropic mode and nine internal tide modes, and provides a more stable energy repartition between the baroclinic and barotropic components (Florent Lyard, personal communication, 2017). Previous studies have addressed the internal tide and high-frequency components in the tropics by careful filtering of a model with tides (e.g., Richman et al., 2012; Savage et al., 2017). Aside from the issues of artifacts introduced by the tidal filtering, it is often tricky to cleanly separate the spectral contributions coming from the mesoscale ocean circulation and the incoherent component of the internal tides. The advantage of using our two-model configuration is that we can specifically calculate the high-frequency non-tidal components of the SSH spectra from the first model, and the component due to the interaction of the internal tide and the model’s eddy–current turbulence with the second model.

Figure 8 shows the geographical distribution of the standard deviation of SSH for the model including the tidal forcing for the low-frequency ( $> 48$  h) component of the ocean (mesoscale) dynamics and for the high-frequency component ( $< 48$  h) due mainly to internal waves and internal tides. The large mesoscale variability (up to 6 cm) east of the Solomon Sea in Fig. 8a is similar to the model without tides (not shown), and well documented as current instability from the SECC-SEC current system (Qiu and Chen, 2004). It is notable that the high-frequency variability from the model with tides in Fig. 8b is as high as the mesoscale variability, especially in the Solomon Sea, and comes mainly from

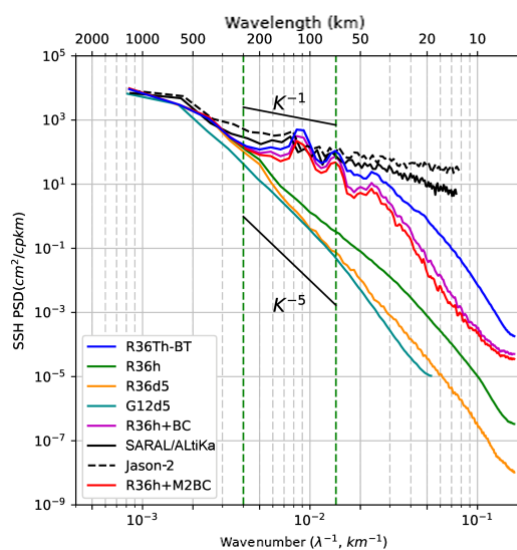


**Figure 8.** SSH variability of the  $1/36^\circ$  regional model with explicit tides (R36Th) over the 3-month simulation for (a) the mesoscale signal and (b) the internal waves and internal tides defined by a 48 h cutoff period. Units are in  $\text{cm}^2$ . The SARAL/ALtiKa (black line) and Jason-2 (dashed line) tracks used to compute the altimetric spectra in Fig. 9 are superimposed.

the M2 baroclinic tide. We note that the M2 barotropic tide amplitude within the Solomon Sea is relatively weak (not shown), and the largest internal tide amplitudes are close to their generation sites, particularly where the barotropic tide interacts with the northern and southern Solomon Islands and the southeastern Papua New Guinea (PNG) extremities (Tchilibou et al., 2018). For the model without tides, the high-frequency variability due to the atmospherically forced internal gravity waves is very low ( $\sim 1$  cm) compared to the model with tides, and shows a relatively uniform distribution (not shown).

The region used for our spectral analysis ( $2\text{--}13^\circ$  S,  $163\text{--}165^\circ$  E; Fig. 8b) is outside the Solomon Sea with its strong regional circulation delimited by the islands and bathymetric gradients, and is more representative of the open Pacific Ocean conditions analyzed in the previous sections. The latitude band from  $2$  to  $13^\circ$  S lies mostly the equatorial band defined in our previous analyses, and it is mainly representative of the SECC region (Fig. 2).

The meridional SSH spectrum from the  $1/36^\circ$  model run with no tides (R36h) with hourly outputs is shown in Fig. 9 (in green). The SSH from this version with no tides but averaged over 5 days is also shown (in orange), i.e., with equivalent temporal sampling to our  $1/12^\circ$  model analysis. The difference between these curves represents the non-tidal high-frequency component of the circulation ( $< 10$  days) due to rapid tropical waves and internal gravity waves forced



**Figure 9.** Meridional SSH wavenumber spectra averaged over  $163\text{--}165^\circ$  E for the hourly outputs of the  $1/36^\circ$  resolution regional model without tides (R36h, green) and 5-day averaged outputs (R36d5, orange). Meridional SSH spectra of the G12d5 simulation are in cyan. SSH meridional wavenumber spectra for the hourly outputs of the  $1/36^\circ$  regional model with explicit tides once the barotropic tides has been removed (R36Th-BT, in blue) are shown. The spectrum of the coherent baroclinic tides has been added to the spectrum of the model without tides (R36h + BC, purple); the contribution of the only M2 coherent baroclinic tide is in red (R36h + M2BC). The difference between the blue and purple curves corresponds to the incoherent internal tides. The corresponding along-track SSH altimetric spectra for SARAL/ALtiKa (line) and Jason-2 (dashed) are in black. Units are in  $\text{cm}^2 \text{cpkm}^{-1}$ .

by the atmospheric forcing and current–bathymetric interactions. Also shown is the spectrum calculated at the same location from our open ocean G12d5  $1/12^\circ$  model (in cyan) with similar spectral slope to the 5-day averaged version of our regional R36h  $1/36^\circ$  model, though with slightly lower energy at scales less than 70 km wavelength as expected but also in the 180 to 600 km wavelength band. So, the  $1/36^\circ$  model with no tides, when filtered to remove the high-frequency forcing, is quite close to the  $1/12^\circ$  model in this equatorial band. The main point is that the additional high-frequency dynamics in R36h increase the spectral SSH power from 300 km down to the smallest scales from  $0.4$  to  $0.5 \text{ cm}^2$  and reduce the spectral slope calculated in the fixed 70–250 km range from  $k^{-5}$  with the 5-day average (in orange) to  $k^{-4}$  for the full model with no tides (in green).

The  $1/36^\circ$  model with tides (R36Th) is also shown in blue but with the barotropic tide removed. The additional meridional SSH spectral power is due both to the coherent and incoherent internal tides, with a large increase in variance up to 300 km wavelength from  $0.5 \text{ cm}^2$  for R36h to  $2.8 \text{ cm}^2$  for R36Th. So, the main contributors to the high wavenumber SSH spectral power are from the baroclinic tides compared

to atmospherically forced high-frequency dynamics (green curve). To illustrate the respective part of coherent and incoherent baroclinic tides, the coherent baroclinic tide signature based on the nine tidal constituents summed over the first nine internal modes is calculated, and this signal is added to the model without tides (purple curve). The coherent baroclinic tides explain most of the tidal signature in the 300–30 km wavelength range, and the difference with the raw signal (blue curve) exhibits the signature of incoherent tides. The contribution of the incoherent component increases significantly at scales smaller than 30 km and explains 30 % of the SSH variance. The most energetic coherent internal tide component comes from the M2 tide, and the large increase in amplitude centered around 120–140 km wavelength corresponds to the first baroclinic mode (not shown). The other peaks around 70 km, and 40 km could be due to higher modes, and similar peaks are found in the tidal analysis of MITGCM model data by Savage et al. (2017) in the central equatorial Pacific. At the main M2 internal tide wavelengths, the incoherent internal tide has 1.6 times the SSH energy of the coherent tide, indicating that even at the main internal tide wavelengths, the incoherent internal tide is energetic.

We note that at wavelengths from 70 to 250 km used in the global altimetry spectral analysis, this  $1/36^\circ$  model with the full tidal and high-frequency forcing has a flat spectral slope of around  $k^{-1.5}$ , quite similar to the analysis of along-track spectral from Jason-2 (in dashed black) and SARAL (in solid black), in the same region but over the longer 2013–2014 period. We note that the barotropic tide has also been removed from the altimetric data, using the same global tide atlas applied at the open boundary conditions for our regional model (FES2014, Lyard et al., 2018). If we use the “mesoscale” range defined for the global model analysis in the equatorial band over 100–600 km wavelength, we still have a weak spectral slope of  $k^{-2}$  for both the model with tides and altimetry. Jason-2 has a higher noise level than SARAL at scales less than 30 km wavelength (Dufau et al., 2016); the small differences in spectral energy between Jason-2 and SARAL over wavelengths from 150 to 450 km may be influenced by the different repetitive cycles of the very few tracks available (one track for Jason-2 and three tracks for SARAL/ALtiKa) between both missions and their slightly different track positions.

This regional analysis provides a number of key results. The high-frequency, high-resolution regional model confirms our open ocean  $1/12^\circ$  analysis. The dynamics at scales  $> 10$  days, with no tidal forcing, give rise to SSH spectral slopes from 70 to 250 km of around  $k^{-5}$  in this equatorial band in accordance with the G12d5 simulation. Note that it differs from the  $k^{-4}$  slope typical of the equatorial region discussed above. It reflects modulation associated with low-frequency variability. This 3-month period corresponds to an El Niño event characterized by relatively low mesoscale activity in this region of the southwest Pacific (Gourdeau et al., 2014). Including the high-frequency but non-tidal forcing in-

creases the smaller-scale energy, and flattens the SSH spectra with slopes of around  $k^{-4}$ . This non-tidal high-frequency ( $< 10$ -day) component increases the SSH spectral energy out to scales of 200 km wavelength, suggesting a dominance of rapid small-scale variability of internal gravity waves (Garrett and Munk, 1975). But the higher-frequency atmospheric forcing and ocean instabilities alone cannot explain the very flat altimetric spectral slopes in this equatorial region.

When coherent and incoherent internal tides are included, the spectral slope in the 70–250 km wavelength band becomes very close to that observed with altimetric spectra. This confirms the recent results presented by Savage et al. (2017) for a small box in the eastern tropics, and previously proposed by Richman et al. (2012) and Dufau et al. (2016). The separation of the coherent M2 internal tide demonstrates that it clearly contributes SSH energy in the 50–300 km wavelength band, but the incoherent tide, and its cascade of energy into the supertidal frequencies, is the dominant signal at scales less than 50 km. The incoherent and coherent internal tides have similar energy partitioning within the 50–300 km wavelength band.

## 6 Discussion and conclusion

The processes that could contribute to the flat SSH wavenumber spectral slopes observed in the tropics by satellite altimetry have been examined in the tropical Pacific. This study has used two complementary approaches to better understand how the equatorial and off-equatorial dynamics impact the SSH wavenumber spectra. In the first part of this study, we have concentrated on the low-frequency ( $> 10$ -day) tropical dynamics to better understand how the complex zonal current system and dominant linear tropical waves affect the mainly meridional altimetric SSH wavenumber spectra. In the second part of the study, we have used a high-frequency, high-resolution regional modeling configuration, with and without tides, to explore the high-frequency contributions to the meridional SSH wavenumber spectra.

Our  $1/12^\circ$ , 5-day averaged model confirms the results from previous modeling studies that at seasonal to interannual timescales the most energetic large-scale structures tend to be anisotropic and governed by linear dynamics. At intraseasonal frequencies and in the tropical “mesoscale” band at scales less than 600 km wavelength, one major question was how the cascade of energy is affected by the expected high level of anisotropy and the weak non-linear regimes. Within the “mesoscale” range, the EKE wavenumber spectra are isotropic in the off-equatorial regions between  $10^\circ$  and  $20^\circ$ , and it is more anisotropic in the equatorial region between  $10^\circ$  N and  $10^\circ$  S, with a higher level of energy for the meridional EKE spectrum than for the zonal one that reveals larger scales of variability in the zonal direction than in the meridional direction, as expected. In the off-equatorial range, EKE peaks at around 300 km wavelength, and the

steep EKE decrease at smaller wavelength is characterized by spectral slopes between  $k^{-2}$  and  $k^{-3}$ , which lie between the regimes of SQG and QG turbulence. These weakly non-linear off-equatorial regions thus have a similar structure to the non-linear midlatitudes within the range from 100 to 250 km. In the equatorial band from 10° S to 10° N, the total EKE is more energetic than the off-equatorial region, and the EKE spectral slope approaches  $k^{-3}$  over a large wavenumber range, from 100 to 600 km, consistent with QG dynamics, even though there is a strong ageostrophic component here. Using the fixed wavelength (70–250 km) band to estimate “mesoscale” spectral slope leads to a slight reduction in the low-frequency spectral slope estimate but without a drastic modification. When geostrophic velocities (rather than the total surface flow) are used to calculate EKE, there is similar spectral energy in the off-equatorial regions at longer wavelengths. In the equatorial band 10° N–10° S, the ageostrophy is more evident with a more marked change in spectral slope based on geostrophic velocities and the beta approximation at the Equator. At large scales in the equatorial band, the ageostrophic equatorial currents are more active, related to the energetic zonal currents. In all regions, at wavelengths shorter than 200 km, the geostrophic spectra become more energetic and the small-scale ageostrophic components counteract the balanced geostrophic flow, as found at midlatitudes (Klein et al., 2008; Ponte and Klein, 2015). This gives a slightly flatter spectral slope over the 70–250 km wavelength, but the regime remains between  $k^{-2}$  and  $k^{-3}$  in the off-equatorial region, approaching  $k^{-2}$  (and  $k^{-4}$  in SSH) in the equatorial band. So, using SSH and geostrophic currents slightly flattens the EKE wavenumber spectra, but the modeled SSH wavenumber spectra maintain a steep slope that does not match the observed altimetric SSH spectra.

The choice of regional box size and filtering options also impacts on the spectra. Previous global altimetric studies have calculated along-track SSH wavenumber spectra in  $10^\circ \times 10^\circ$  boxes, and with varying segment lengths (512 km for Dufau et al., 2016; around 1000 km for Xu and Fu, 2011, Chassignet et al., 2017, etc.), and with different tapering or filtering applied (see Sect. 3). In the equatorial band where the EKE peak extends out to 600 km wavelength, it is important to have segment sizes and filtering that preserve this peak and shorter scales. The combined effects of a 10 % cosine taper and the short segment lengths lead to a much flatter altimetric SSH spectra, reaching  $k^{-1}$  in the Dufau et al. (2016) study. We find that the double periodic spectra, the Hanning and Tukey 50 % taper filter, all give similar results in the tropics, but it is necessary to extend the box size to a minimum of 15 to 20° in segment length or box size in the equatorial band. In the off-equatorial band, these filtering options with a 10° segment length or box size are sufficient. Even with the preferred pre-processing for the altimetric data, and larger segment lengths in our analyses, the altimetric SSH spectra remain quite flat ( $k^{-2}$  in the off-equatorial zone,  $k^{-1.3}$  in the

equatorial band), and do not reflect the steeper spectral slopes predicted by the model.

The regional high-resolution models with both high-frequency atmospheric and tidal forcing and high-frequency hourly outputs provide the last pieces of the puzzle. In contrast to previous results based on global ocean models with tidal forcing (Richman et al., 2012; Savage et al., 2017), this two-model configuration with and without tides has the same atmospheric and boundary forcing, which allows us to clearly separate the internal tide signals from the high-frequency dynamical component. Even though only a small region of the tropical Pacific is available for this analysis, the regional model and the global  $1/12^\circ$  model show similar QG spectral slopes when they are compared over the same domain and with 5-day averaged data. Using hourly data and no tides increases the SSH spectral power at scales smaller than 200 km, possibly due to internal gravity waves in the tropics (Farrar and Durland, 2012; Garrett and Munk, 1975). We note that Rocha et al. (2016) found a similar increase in their detided along-track model runs in Drake Passage but at scales less than 40 km wavelength, far below the noise level of our present altimeter constellation. In the tropics, this contribution of high-frequency non-tidal SSH signals out to 200 km wavelength will also impact today’s along-track altimeter constellation, whose noise levels block ocean signals at scales less than 70 km for Jason class satellites, and 30–50 km for SARAL and Sentinel-3 SAR altimeters (Dufau et al., 2016). So, non-tidal internal gravity waves will partially contribute to the higher small-scale SSH variance and flatter spectral slopes in today’s altimetric SSH data.

The regional model with tides shows the very important contribution of internal tides to the flat SSH slopes in the tropics. We have separated out the predictive part of the barotropic tide and internal tides, since open ocean barotropic tides are well corrected for in altimetric data today (Lyard et al., 2018; Stammer et al., 2014), and corrections are becoming available for the coherent part of the internal tide (Ray and Zaron, 2016). In this open ocean tropical region east of the Solomon Sea, when coherent and incoherent internal tides are included, the spectral slope in the 70–250 km wavelength band becomes very close to that observed with altimetric spectra. This confirms the recent results presented by Savage et al. (2017) for a small box in the eastern tropics, and previously proposed by Richman et al. (2012) and Dufau et al. (2016). The separation of the coherent M2 internal tide demonstrates that it clearly contributes significant SSH energy in the 50–300 km wavelength band, but around the main internal tide wavelengths, there is a strong signature of M2 incoherent internal tide. The incoherent tide, and its cascade of energy into the supertidal frequencies, is the dominant signal at scales less than 50 km. This strong incoherent internal tide is consistent with recent studies that suggest that internal tides interacting with energetic zonal jets can generate a major incoherent internal tide (Ponte and Klein, 2015), and may explain the reduction of the coherent internal tides

in the equatorial band in global models (Shriver et al., 2014) and altimetric analyses (Ray and Zaron, 2016). Our model highlights that the internal tide signal is strong in this equatorial region, and the incoherent tide accounts for 35 % of the SSH spectral power in the 50–300 km wavelength band, and is not predictable.

These results have important consequences for the analyses of along-track altimetric data today, and for the future high-resolution swath missions such as SWOT. Today's constellation of satellite altimeters have their along-track data filtered to remove noise at scales less than 70 km for all missions (Dibarboure et al., 2014; Dufau et al., 2016), and these data are now being used with no internal tide correction in the global gridded altimetry maps of SSH and geostrophic currents. The imprint of these internal tides is evident in the along-track data (see Fig. 1b from Dufau et al., 2016) but is also present in the gridded maps (Richard D. Ray, personal communication, 2017). In the future, a coherent internal tide correction may be applied to the along-track data based on Ray and Zaron (2016), to reduce some of this non-balanced signal. It is particularly important to remove the unbalanced internal wave signals from SSH before calculating geostrophic currents. But it is clear that the incoherent internal tide and internal gravity waves reach scales of 200 km in the tropics, and their signature in SSH remains a big issue for detecting balanced internal ocean currents from along-track altimetry and the future SWOT wide-swath altimeter mission. Removing this signal to detect purely balanced motions will be challenging, since filtering over 200 km removes much of the small-scale ocean dynamics of interest in the tropics. On the other hand, there will also be a great opportunity to investigate the interaction of the internal tide and ocean dynamics in the tropics in the future, with both models and fine-scale altimetric observations.

*Data availability.* Data is available upon request by contacting the correspondence author.

## Appendix A: Model configurations used in this study

### A1 Global model at 1/12°

The model used is the ORCA12.L46-MAL95 configuration of the global 1/12° OGCM developed and operated in the DRAKKAR consortium (<https://www.drakkar-ocean.eu/>, last access: 22 October 2018) (Lecointre et al., 2011). The numerical code is based on the oceanic component of the NEMO system (Madec, 2008). The model formulation is based on standard primitive equations. The equations are discretized on the classical isotropic Arakawa C grid using a Mercator projection. Geopotential vertical coordinates are used with 46 levels with a 6 m resolution in the upper layers and up to 250 m in the deepest regions (5750 m). The “partial step” approach is used (Adcroft et al., 1997) to allow the bottom cells thickness to be modified to fit the local bathymetry. This approach clearly improves the representation of topography effects (Barnier et al., 2006; Penduff et al., 2007). The bathymetry was built from the GEBCO1 dataset (<https://www.gebco.net/>, last access: 22 October 2018) for regions shallower than 200 m and from ETOPO2 (<https://www.ngdc.noaa.gov/mgg/global/relief/ETOPO2/>, last access: 22 October 2018) for regions deeper than 400 m (with a combination of both datasets in the 200–400 m depth range). Lateral boundary conditions for coastal tangential velocity have a strong impact on the stability of boundary currents (Veron and Blayo, 1996). Based on sensitivity experiments, a “partial-slip” condition is chosen, where the coastal vorticity is not set to 0 (“free-slip” condition) but is weaker than in the “no-slip” condition. The atmospheric forcing (both mechanical and thermodynamical) is applied to the model using the CORE bulk-formulae approach (Large and Yeager, 2004, 2009). The simulation started from rest in 1978 with initial conditions for temperature and salinity provided by the 1998 World Ocean Atlas (Levitus et al., 1998). It was spun up for 11 years using the CORE-II forcing dataset and then integrated from 1989 to 2007 using a 3-hourly ERA-Interim forcing (Dee et al., 2011).

### A2 Regional model at 1/36° with and without tides

As part of the CLIVAR/SPICE program, regional simulations of the Solomon Sea in the southwestern tropical Pacific have been performed (Ganachaud et al., 2014). The numerical model of the Solomon Sea used in this study has a 1/36° horizontal resolution and 75 vertical levels. It is based on the same oceanic component as the NEMO system presented above. This 1/36° resolution model is embedded into the global 1/12° ocean model presented above and one-way controlled using an open boundary strategy (Treguier et al., 2001). Its horizontal domain is shown in Fig. 8. The bathymetry of the high-resolution Solomon Sea model is based on the GEBCO08 dataset. Atmospheric boundary conditions, consisting in surface fluxes of momentum, heat, and

freshwater, are diagnosed through classical bulk formulae (Large and Yeager, 2009). Wind and atmospheric temperature and humidity are provided from the 3-hourly ERA-Interim reanalysis (Dee et al., 2011). A first version of the regional model with 45 vertical levels has been initialized with the climatological mass field of the World Ocean Atlas (Levitus et al., 1998) and was integrated from 1989 to 2007. More technical details on this configuration may be found in Djath et al. (2014). The new version used here is distinct from the former version by the number of vertical levels (75 levels in the new version) but above all by its ability to take account realistic tidal forcing (Tchilibou et al., 2018). The model is forced at the open boundary by prescribing the first nine main tidal harmonics (M2, S2, N2, K2, K1, O1, P1, Q1, M4) as defined from the global tides atlas FES2014 (Lyard et al., 2018) through a forced gravity wave radiation condition. The model is initialized by the outputs from the ORCA 1/12° version.

## Appendix B: Spectral sensitivity tests

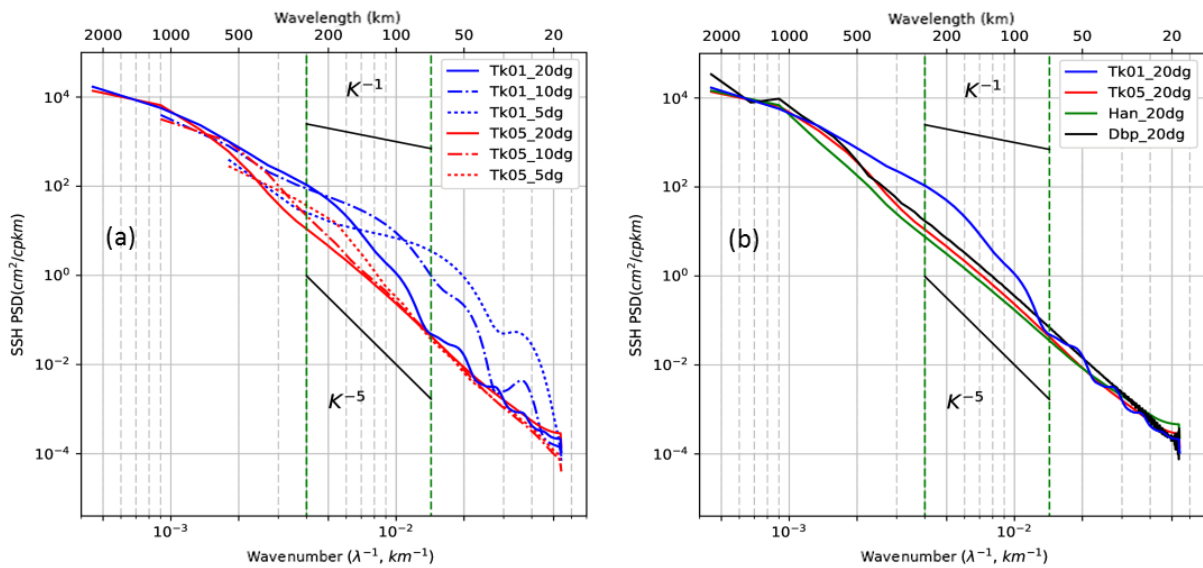
We tested the sensitivity of our G12d5 model’s SSH wavenumber spectrum to different tapering windows and the double periodic method, using different data length sizes, and in one or two dimensions. The following steps were performed for these test spectra, evaluated within 10° S–10° N/160–120° W: the model data are extracted meridionally and zonally in fixed segment lengths of 5, 10, and 20° and within a 20° × 20° square box; the mean and linear trend (fitted plane for two-dimensional case) were removed from each data segment or box; the filter window (Tk01, Tk05, Hann) or Dbp are applied; temporal and spatial (longitude, latitude) series spectra are calculated and averaged in Fourier space. The results are shown in Fig. B1.

Tk01 meridional spectra in the tropics are the most perturbed by the short segment lengths (Fig. B1a). In the 70–250 km range commonly used to define a global mesoscale band (delimited by the green vertical lines), the spectral slope flattens as the data segment length decreases. The 5° segment spectra with a Tk01 window have a  $k^{-1.3}$  slope, which explains the very shallow slope in the tropics observed by Dufau et al. (2016) who applied this short data segment size and a Tk01 window. Meridional spectra differ primarily at larger scales from 100 to 500 km, when short segment lengths are used (Fig. B1a). A comparison of the meridional spectrum using 20° segments and different windows (Tk01, Tk05, Hann, and Dbp) is shown in Fig. B1b. Even with the 20° segments, Tk01 is distorted. On the other hand, the Tk05, Hann, and Dbp match well, with a near-linear cascade of energy over the 30–1000 km wavelength range, and are more adapted for the tropics since they capture the main range of SSH mesoscale dynamics, particularly the spectral energy peaks around 1000 km wavelength.

Similar calculations were performed for the zonal spectra (not shown) and confirm that the Tk01 method deforms the zonal spectra and flattens the spectral slope within the 70–250 km wavelength band as the data segment size decreases. Tk05, Hann, and Dbp 20° segment spectra match, although the Dbp has more noise at small scale.

We also conducted a sensitivity test in the off-equatorial region (not shown): flattening and deformation of the spectrum by Tk01 persist, but the 10° segments or 10° square box are long enough to capture the off-equatorial dynamics.

The particular sensitivity of spectra in the tropics to the choice of spectral segment length and windowing is linked to energetic EKE and SSH signals extending out to longer wavelengths, and their spectral leakage from low to high wavenumbers. Tk01 gives the worst performance in the tropics, and the distortion of spectra is amplified for short data segments. Both the Tk05 and the Hann windowing are a good compromise for preserving much of the original signal and reducing leakage, but they need to be applied over larger segments.



**Figure B1.** Sensitivity experiments for different spectral processing techniques applied to meridional SSH wavenumber spectra representative of the equatorial region. (a) SSH wavenumber spectra using a Tukey 0.1 window (blue) and a Tukey 0.5 window (red) depending on segment lengths: 5° (dots), 10° (dashed), and 20° (line). (b) SSH wavenumber spectra using different windowing over a 20° segment length: Tukey 0.1 window (Tk01, blue), Tukey 0.5 window (Tk05, red), and Hanning window (Han, green). The double periodic method (Dbp, black) is also tested. For reference,  $k^{-1}$  and  $k^{-5}$  curves are plotted. Units are in  $\text{cm}^2 \text{cpkm}^{-1}$ .



*Author contributions.* MT is a PhD student under the supervision of LG and RM. GS participated in the calculation and interpretation of the spectra. BD ran the  $1/36^\circ$  model. FL participated in computing and analysing the baroclinic tides.

*Competing interests.* The authors declare that they have no conflict of interest.

*Acknowledgements.* The authors wish to acknowledge Ssalto/Duacs AVISO who produced the altimeter products, with support from CNES (<http://www.aviso.altimetry.fr/duacs/>, last access: 22 October 2018). The authors would like to thank the DRAKKAR team for providing them with the high-resolution global ocean simulation, and especially Jean Marc Molines for his support. This work benefited from discussions with Julien Jouanno, Frederic Marin, and Yves Morel from LEGOS. We particularly thank Tom Farrar (WHOI) and an anonymous reviewer for their constructive comments, and Jacques Verron (IGE), Claire Menesguen (LOPS), and Xavier Capet (LOCEAN) for their time, and their fruitful comments. Michel Tchilibou is funded by Université de Toulouse 3. Lionel Gourdeau and Guillaume Sérazin are funded by IRD; Rosemary Morrow is funded by CNAP; and Bughsin Djath was funded by CNES. This work is a contribution to the joint CNES/NASA SWOT project “SWOT in the tropics” and is supported by the French TOSCA programme.

Edited by: John M. Huthnance

Reviewed by: Tom Farrar and one anonymous referee

## References

- Adcroft, A., Hill, C., and Marshall, J.: Representation of topography by shaved cells in a height coordinate ocean model, *Mon. Weather Rev.*, 125, 2293–2315, 1997.
- Barnier B., Madec, G., Penduff, T., Molines, J.-M., Treguier, A.-M., Le Sommer, J., Beckmann, A., Biastoch, A., Böning, C., Dengg, J., Derval, C., Durand, E., Gulev, S., Remy, E., Talandier, C., Theetten, S., Maltrud, M., McClean, J., and De Cuevas, B.: Impact of partial steps and momentum advection schemes in a global ocean circulation model at eddy permitting resolution, *Ocean Dynam.*, 4, 543–567, <https://doi.org/10.1007/s10236-006-0082-1>, 2006.
- Bendat, J. S. and Piersol A. G.: *Random Data: Analysis and Measurement Procedures*, 4th Edn., Wiley-Intersci., Hoboken, NJ, 2000.
- Biri, S., Serra, N., Scharffenberg, M. G., and Stammer, D.: Atlantic sea surface height and velocity spectra inferred from satellite altimetry and a hierarchy of numerical simulations, *J. Geophys. Res.-Oceans*, 121, 4157–4177, <https://doi.org/10.1002/2015JC011503>, 2016.
- Capet, X., Klein, P., Hua, B., Lapeyre, G., and McWilliams, J. C.: Mesoscale to submesoscale transition in the California Current system. Part III: Energy balance and flux, *J. Phys. Oceanogr.*, 38, 2256–2269, 2008.
- Carrere, L. and Lyard, F.: Modeling the barotropic response of the global ocean to atmospheric wind and pressure forcing – comparisons with observations, *Geophys. Res. Lett.*, 30, 1275, <https://doi.org/10.1029/2002GL016473>, 2003.
- Chassignet, E. P. and Xu, X.: Impact of horizontal resolution ( $1/12^\circ$  to  $1/50^\circ$ ) on Gulf Stream separation, penetration, and variability, *J. Phys. Oceanogr.*, 47, 1999–2021, <https://doi.org/10.1175/JPO-D-17-0031.1>, 2017.
- Chelton, D. B., DeSzoeko, R. A., Schlax, M. G., El Naggar, K., and Siwertz, N.: Geographical variability of the first baroclinic Rossby radius of deformation, *J. Phys. Oceanogr.*, 28, 433–460, 1998.
- Chelton, D. B., Schlax, M. G., Samelson, R. M., and De Szoeko, R. A.: Global observations of westward energy propagation in the ocean: Rossby waves or nonlinear eddies?, *Geophys. Res. Lett.*, 34, L15606, <https://doi.org/10.1029/2007GL030812>, 2007.
- Cravatte, S., Picaut, J., and Eldin, G.: Second and first baroclinic Kelvin modes in the equatorial Pacific at intraseasonal timescales, *J. Geophys. Res.*, 108, 3266, <https://doi.org/10.1029/2002JC001511>, 2003.
- Dee, D. P., Uppala, S. M., Simmons, A. J., Berrisford, P., Poli, P., Kobayashi, S., Andrae, U., Balmaseda, M. A., Balsamo, G., Bauer, P., Bechtold, P., Beljaars, A. C. M., van de Berg, L., Bidlot, J., Bormann, N., Delsol, C., Dragani, R., Fuentes, M., Geer, A. J., Haimberger, L., Healy, S. B., Hersbach, H., Helm, E. V., Isaksen, L., Kallberg, P., Kahler, M., Matricardi, M., McNally, A. P., Monge-Sanz, B. M., Morcrette, J.-J., Park, B.-K., Peubey, C., de Rosnay, P., Tavolato, C., Thepaut, J.-N., and Vitart, F.: The ERA-Interim reanalysis: configuration and performance of the data assimilation system, *Q. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 137, 553–597, <https://doi.org/10.1002/qj.828>, 2011.
- Dibarboure, G., Boy, F., Desjonqueres, J. D., Labroue, S., Lasne, Y., Picot, N., Poisson, J. C., and Thibaut, P.: Investigating short-wavelength correlated errors on low-resolution mode altimetry, *J. Atmos. Ocean. Tech.*, 31, 1337–1362, 2014.
- Djath, B., Verron, J., Melet, A., Gourdeau, L., Barnier, B., and Molines, J.-M.: Multiscale dynamical analysis of a high-resolution numerical model simulation of the Solomon Sea circulation, *J. Geophys. Res.-Oceans*, 119, 6286–6304, <https://doi.org/10.1002/2013JC009695>, 2014.
- Dufau, C., Orszynowicz, M., Dibarboure, G., Morrow, R., and Le Traon, P.-Y.: Mesoscale resolution capability of altimetry: Present and future, *J. Geophys. Res.-Oceans*, 121, 4910–4927, <https://doi.org/10.1002/2015JC010904>, 2016.
- Eden, C.: Eddy length scales in the North Atlantic Ocean, *J. Geophys. Res.*, 112, C06004, <https://doi.org/10.1029/2006JC003901>, 2007.
- Farrar, J. T.: Observations of the dispersion characteristics and meridional sea level structure of equatorial waves in the Pacific Ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, 38, 1669–1689, 2008.
- Farrar, J. T.: Barotropic Rossby waves radiating from tropical instability waves in the Pacific Ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, 41, 1160–1181, 2011.
- Farrar, J. T. and Durland, T. S.: Wavenumber-frequency spectra of inertia-gravity and mixed Rossby-gravity waves in the equatorial Pacific Ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, 42, 1859–1881, 2012.
- Farrar, J. T. and Weller, R. A.: Intraseasonal variability near 10N in the eastern tropical Pacific Ocean, *J. Geophys. Res.*, 111, C05015, <https://doi.org/10.1029/2005JC002989>, 2006.
- Fu, L.: Latitudinal and Frequency Characteristics of the Westward Propagation of Large-Scale Oceanic Variability, *J. Phys. Oceanogr.*, 34, 1907–1921, [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(2004\)034<1907:LAFcot>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(2004)034<1907:LAFcot>2.0.CO;2), 2004.

- Fu, L. and Ubelmann, C.: On the Transition from Profile Altimeter to Swath Altimeter for Observing Global Ocean Surface Topography, *J. Atmos. Ocean. Tech.*, 31, 560–568, <https://doi.org/10.1175/JTECH-D-13-00109.1>, 2014.
- Fu, L.-L.: Pattern and velocity of propagation of the global ocean eddy variability, *J. Geophys. Res.*, 114, C11017, <https://doi.org/10.1029/2009JC005349>, 2009.
- Ganachaud, A., Cravatte, S., Melet, A., Schiller, A., Holbrook, N. J., Sloyan, B. M., Widlansky, M. J., Bowen, M., Verron, J., Wiles, P., Ridgway, K., Sutton, P., Sprintall, J., Steinberg, C., Brassington, G., Cai, W., Davis, R., Gasparin, F., Gourdeau, L., Hasegawa, T., Kessler, W., Maes, C., Takahashi, K., Richards, K. J., and Send, U.: The Southwest Pacific Ocean circulation and climate experiment (SPICE), *J. Geophys. Res.-Oceans*, 119, 7660–7686, <https://doi.org/10.1002/2013JC009678>, 2014.
- Garrett, C. and Munk, W.: Space-time scales of internal waves: A progress report, *J. Geophys. Res.*, 80, 291–297, <https://doi.org/10.1029/JC080i003p00291>, 1975.
- Gourdeau, L.: Internal tides observed at 2° S–156° E by in situ and TOPEX/POSEIDON data during COARE, *J. Geophys. Res.*, 103, 12629–12638, 1998.
- Gourdeau, L., Verron, J., Melet, A., Kessler, W., Marin, F., and Djath, B.: Exploring the mesoscale activity in the Solomon Sea: a complementary approach with numerical model and altimetric data, *J. Geophys. Res.-Oceans*, 119, 2290–2311, <https://doi.org/10.1002/2013JC009614>, 2014.
- Gourdeau, L., Verron, J., Chaigneau, A., Cravatte, S., and Kessler, W.: Complementary use of glider data, altimetry, and model for exploring mesoscale eddies in the tropical Pacific Solomon Sea, *J. Geophys. Res.-Oceans*, 122, 9209–9229, <https://doi.org/10.1002/2017JC013116>, 2017.
- Kennan, S. C. and Flament, P. J.: Observations of a tropical instability vortex, *J. Phys. Oceanogr.*, 30, 2277–2301, 2000.
- Kessler, W. S., McPhaden, M. J., and Weikmann, K. M.: Forcing of intraseasonal Kelvin waves in the equatorial Pacific, *J. Geophys. Res.*, 100, 10613–10631, 1995.
- Klein, P., Hua, B., Lapeyre, G., Capet, X., Gentil, S. L., and Sasaki, H.: Upper ocean turbulence from high 3-d resolution simulations, *J. Phys. Oceanogr.*, 38, 1748–1763, 2008.
- Klocker, A. and Abernathy, R.: Global Patterns of Mesoscale Eddy Properties and Diffusivities, *J. Phys. Oceanogr.*, 44, 1030–1046, <https://doi.org/10.1175/JPO-D-13-0159.1>, 2014.
- Klocker, A., Marshall, D. P., Keating, S. R., and Read, P. L.: A regime diagram for ocean geostrophic turbulence, *Q. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 142, 2411–2417, 2016.
- Kobashi, F. and Kawamura, H.: Seasonal variation and instability nature of the North Pacific Subtropical Countercurrent and the Hawaiian Lee Countercurrent, *J. Geophys. Res.*, 107, 3185, <https://doi.org/10.1029/2001JC001225>, 2002.
- Lambin J., Morrow, R., Fu, L. L., Willis, J. K., Bonekamp, H., Lillibridge, J., Perbos, J., Zaouche, G., Vaze, P., Bannoura, W., Parisot, F., Thouvenot, E., Coutin-Faye, S., Lindstrom, E., and Mignogno, M.: The OSTM/Jason-2 Mission, *Mar. Geod.*, 33, 4–25, <https://doi.org/10.1080/01490419.2010.491030>, 2010.
- Large, W. and Yeager, S.: Diurnal to decadal global forcing for ocean and sea-ice models: The data sets and Flux climatologies, in: *Climate and global dynamics division (Tech. Note NCAR/TN-4601STR)*, The National Center for Atmospheric Research, Boulder, CO, <https://doi.org/10.5065/D6KK98Q6>, 2004.
- Large, W. and Yeager, S.: The global climatology of an interannually varying air–sea flux data set, *Clim. Dynam.*, 33, 341–364, 2009.
- Lecointre, A., Molines, J.-M., and Barnier, B.: Definition of the interannual experiment ORCA12.L46-MAL95, 1989–2007, Internal Rep. MEOM-LEGI-CNRS, LEGI-DRA-21-10-2011, Drakkar, Grenoble, France, p. 25, 2011.
- Lee, T., Farrar, J. T., Arnault, S., Meyssignac, D., Han, W., and Durland, T.: Monitoring and interpreting the tropical oceans by satellite altimetry, in: *Satellite Altimetry Over Ocean and Land Surfaces*, chap. 7, edited by: Stammer, D. and Cazenave, A., CRC Press, Taylor and Francis Group, 40 pp., 2018.
- Le Traon, P. Y., Klein, P., Hua, B. L., and Dibarboue, G.: Do Altimeter Wavenumber Spectra Agree with the Interior or Surface Quasigeostrophic Theory?, *J. Phys. Oceanogr.*, 38, 1137–1142, <https://doi.org/10.1175/2007JPO3806.1>, 2008.
- Levitus, S., Boyer, T. P., Conkright, M. E., O'Brien, T., Antonov, J., Stephens, C., and Gelfeld, R.: NOAA Atlas NESDIS 18, World Ocean Data base 1998: VOLUME 1: Introduction, US Gov. Printing Office, Washington, D.C., 346 pp., 1998.
- Lin, X., Yang, J., Wu, D., and Zhai, P.: Explaining the global distribution of peak-spectrum variability of sea surface height, *Geophys. Res. Lett.*, 35, L14602, <https://doi.org/10.1029/2008GL034312>, 2008.
- Lyard, F., Cancet, M., Carrere, L., and Allain, D.: FES2014 global ocean tides atlas: design and performances, *Ocean Dynam.*, in preparation, 2018.
- Lyman, J., Chelton, D. B., de Szoeke, R. A., and Samelson, R. M.: Tropical instability waves as a resonance between equatorial Rossby waves, *J. Phys. Oceanogr.*, 35, 234–254, 2005.
- Lyman, J. M., Johnson, G. C., and Kessler, W. S.: Distinct 17- and 33-day tropical instability waves in subsurface observations, *J. Phys. Oceanogr.*, 37, 855–872, 2007.
- Madec, G.: NEMO ocean engine, Note du Pole de Modélisation, Tech. Rep. 27, Inst. Pierre Simon Laplace, France, 300 pp., 2008.
- Marchesiello, P., Capet, X., Menkes, C., and Kennan, S. C.: Sub-mesoscale dynamics in tropical instability waves, *Ocean Model.*, 39, 31–46, <https://doi.org/10.1016/j.ocemod.2011.04.011>, 2011.
- Masina, S., Philander, S. G. H., and Bush, A. B. G.: An analysis of tropical instability waves in a numerical model of the Pacific Ocean: 2. Generation and energetics of the waves, *J. Geophys. Res.*, 104, 29637–29661, <https://doi.org/10.1029/1999JC900226>, 1999.
- Morten, A. J., Arbic, B. K., and Flierl, G. R.: Wavenumber-frequency analysis of single-layer shallow-water beta-plane quasi-geostrophic turbulence, *Phys. Fluids*, 29, 106602, <https://doi.org/10.1063/1.5003846>, 2017.
- Niwa, Y. and Hibiya, T.: Estimation of baroclinic tide energy available for deep ocean mixing based on three-dimensional global numerical simulations, *J. Oceanogr.*, 67, 493–502, <https://doi.org/10.1007/s10872-011-0052-1>, 2011.
- Nugroho, D.: The Tides in a general circulation model in the Indonesian Seas, in: *Ocean, Atmosphere, Université Toulouse 3 Paul Sabatier, UT3 Paul Sabatier, Toulouse*, 017.
- Penduff, T., Le Sommer, J., Barnier, B., Treguier, A.-M., Molines, J.-M., and Madec, G.: Influence of numerical schemes on current topography interactions in 1/48 global ocean simulations, *Ocean Sci.*, 3, 509–524, <https://doi.org/10.5194/os-3-509-2007>, 2007.

- Picaut, J., Hayes, S. P., and McPhaden, M. J.: Use of the geostrophic approximation to estimate time-varying zonal currents at the equator, *J. Geophys. Res.*, 94, 3228–3236, <https://doi.org/10.1029/JC094iC03p03228>, 1989.
- Ponte, A. L. and Klein, P.: Incoherent signature of internal tides on sea level in idealized numerical simulations, *Geophys. Res. Lett.*, 42, 1520–1526, <https://doi.org/10.1002/2014GL062583>, 2015.
- Ponte, A. L., Klein, P., Capet X., Le Traon, P. Y., Chapron, B., and Lherminier, P.: Diagnosing Surface Mixed Layer Dynamics from High-Resolution Satellite Observations: Numerical Insights, *J. Phys. Oceanogr.*, 43, 1345–1355, <https://doi.org/10.1175/JPO-D-12-0136.1>, 2013.
- Qiu, B. and Chen, S.: Seasonal Modulations in the Eddy Field of the South Pacific Ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, 34, 1515–1527, [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(2004\)034<1515:SMITEF>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(2004)034<1515:SMITEF>2.0.CO;2), 2004.
- Ray, R. D. and Zaron, E. D.:  $M_2$  Internal Tides and Their Observed Wavenumber Spectra from Satellite Altimetry, *J. Phys. Oceanogr.*, 46, 3–22, <https://doi.org/10.1175/JPO-D-15-0065.1>, 2016.
- Rhines, P. B.: Waves and turbulence on a beta-plane, *J. Fluid Mech.*, 69, 417–443, 1975.
- Richman, J. G., Arbic, B. K., Shriver, J. F., Metzger, E. J., and Wallcraft, A. J.: Inferring dynamics from the wavenumber spectra of an eddying global ocean model with embedded tides, *J. Geophys. Res.*, 117, C12012, <https://doi.org/10.1029/2012JC008364>, 2012.
- Rocha, C. B., Chereskin, T. K., Gille, S. T., and Menemenlis, D.: Mesoscale to Submesoscale Wavenumber Spectra in Drake Passage, *J. Phys. Oceanogr.*, 46, 601–620, <https://doi.org/10.1175/JPO-D-15-0087.1>, 2016.
- Sasaki, H. and Klein, P.: SSH wavenumber spectra in the North Pacific from a high-resolution realistic simulation, *J. Phys. Oceanogr.*, 42, 1233–1241, <https://doi.org/10.1175/JPO-D-11-0180.1>, 2012.
- Sasaki, H. and Nonaka, M.: Far-reaching Hawaiian Lee Countercurrent driven by wind-stress curl induced by warm SST band along the current, *Geophys. Res. Lett.*, 33, L13602, <https://doi.org/10.1029/2006GL026540>, 2006.
- Savage, A. C., Arbic, B. K., Alford, M. H., Ansong, J. K., Farrar, J. T., Menemenlis, D., O'Rourke, A. K., Richman, J. G., Shriver, J. F., Voet, G., Wallcraft, A. J., and Zamudio, L.: Frequency content of sea surface height variability from internal gravity waves to mesoscale eddies, *J. Geophys. Res.-Oceans*, 122, 2519–2538, <https://doi.org/10.1002/2016JC012331>, 2017.
- Shriver, J. F., Richman, J. G., and Arbic, B. K.: How stationary are the internal tides in a high resolution global ocean circulation model?, *J. Geophys. Res.-Oceans*, 119, 2769–2787, <https://doi.org/10.1029/2013JC009423>, 2014.
- Soufflet Y., Marchesiello, P., Lemaire, F., Jouanno, J., Capet, X., Debreau, L., and Benshila, R.: On effective resolution in ocean models, *Ocean Model.*, 98, 36–50, 2016.
- Stammer, D.: Global characteristics of ocean variability estimated from regional TOPEX/POSEIDON altimeter measurements, *J. Phys. Oceanogr.*, 27, 1743–1769, 1997.
- Stammer, D., Ray, R. D., Andersen, O. B., Arbic, B. K., Bosch, W., Carrère, L., Cheng, Y., Chinn, D. S., Dushaw, B. D., Egbert, G. D., Erofeeva, S. Y., Fok, H. S., Green, J. A. M., Griffiths, S., King, M. A., Lapin, V., Lemoine, F. G., Luthcke, S. B., Lyard, F., Morison, J., Müller, M., Padman, L., Richman, J. G., Shriver, J. F., Shum, C. K., Taguchi, E., and Yi, Y.: Accuracy assessment of global barotropic ocean tide models, *Rev. Geophys.*, 52, 243–282, <https://doi.org/10.1002/2014RG000450>, 2014.
- Tchilibou, M., Gourdeau, L., Djath, B., Lyard, F., Allain, D., and Morrow, R.: Internal tide in the Solomon Sea, PS44A-2299, in: Ocean Science meeting, 11–16 February 2018, Portland, 2018.
- Theiss, J.: Equatorward energy cascade, critical latitude, and the predominance of cyclonic vortices in geostrophic turbulence, *J. Phys. Oceanogr.*, 34, 1663–1678, 2004.
- Treguier, A. M., Barnier, B., deMiranda, A. P., Molines, J. M., Grima, N., Imbard, M., Madec, G., Messenger, C., Reynaud, T., and Michel, S.: An eddy-permitting model of the Atlantic circulation: Evaluating open boundary conditions, *J. Geophys. Res.*, 106, 22115–22129, <https://doi.org/10.1029/2000JC000376>, 2001.
- Tulloch, R., Marshall, J., and Smith, K. S.: Interpretation of the propagation of surface altimetric observations in terms of planetary waves and geostrophic turbulence, *J. Geophys. Res.*, 114, C02005, <https://doi.org/10.1029/2008JC005055>, 2009.
- Ubelmann, C. and Fu, L. L.: Vorticity structures in the tropical Pacific from a numerical simulation, *J. Phys. Oceanogr.*, 41, 1455–1464, <https://doi.org/10.1175/2011JPO4507.1>, 2011.
- Verron, J. and Blayo, E.: The no-slip boundary condition and the Gulf Stream separation problem, *J. Phys. Oceanogr.*, 26, 1938–1951, [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1996\)026<1938:TNSCAS>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1996)026<1938:TNSCAS>2.0.CO;2), 1996.
- Verron J., Sengenes, P., Lambin, J., Noubel, J., Steunou, N., Guillot, A., Picot, N., Coutin-Faye, S., Sharma, R., Gairola, R. M., Raghava Murthy, D. V. A., Richman, J. G., Griffin, D., Pascual, A., Rémy F., and Gupta, P. K.: The SARAL/AltiKa Altimetry Satellite Mission, *Mar. Geod.*, 38, 2–21, <https://doi.org/10.1080/01490419.2014.1000471>, 2015.
- Wakata, Y.: Frequency wavenumber spectra of equatorial waves detected from satellite altimeter data, *J. Oceanogr.*, 63, 483–490, <https://doi.org/10.1007/s10872-007-0043-4>, 2007.
- Willett, C. S., Leben, R. R., and Lavin, M. F.: Eddies and tropical instability waves in the eastern tropical Pacific: A review, *Prog. Oceanogr.*, 69, 218–238, <https://doi.org/10.1016/j.pocean.2006.03.010>, 2006.
- Wortham, J. C. and Wunsch, C.: A multidimensional spectral description of ocean variability, *J. Phys. Oceanogr.*, 44, 944–966, <https://doi.org/10.1175/JPO-D-13-0113.1>, 2014.
- Wunsch, C.: Towards a mid-latitude ocean frequency-wavenumber spectral density and trend determination, *J. Phys. Oceanogr.*, 40, 2264–2281, 2010.
- Xu, Y. and Fu, L.-L.: Global variability of the wavenumber spectrum of oceanic mesoscale turbulence, *J. Phys. Oceanogr.*, 41, 802–809, 2011.
- Xu, Y. and Fu, L.-L.: The Effects of Altimeter Instrument Noise on the Estimation of the Wavenumber Spectrum of Sea Surface Height, *J. Phys. Oceanogr.*, 42, 2229–2233, <https://doi.org/10.1175/JPO-D-12-0106.1>, 2012.
- Zaron, E. D.: Mapping the nonstationary internal tide with satellite altimetry, *J. Geophys. Res.-Oceans*, 122, 539–554, <https://doi.org/10.1002/2016JC012487>, 2017.
- Zhou, X.-H., Wang, D.-P., and Chen, D.: Global wavenumber spectrum with corrections for altimeter high-frequency noise, *J. Phys. Oceanogr.*, 45, 495–503, 2015.

### 7.3 Complément sur la signature spectrale de la dynamique tropicale

Dans cette section, je vais essayer de compléter l'interprétation dynamique des spectres présentés ci-dessus en analysant la décomposition spectrale en nombre d'onde des termes non linéaire des transferts d'énergie (T) et de conversion barotrope/barocline (instabilité barocline, I) pour les couches de surface 0-40 m. Si pour nombre d'études ces deux termes sont souvent suffisants pour expliquer le spectre d'énergie, dans les tropiques d'autres termes méritent d'être pris en compte comme je vais le montrer. Peu de travaux se sont intéressés à décrire ces termes du bilan d'énergie dans les tropiques. De telles analyses ont été faites à partir de l'altimétrie par Scott and Wang (2005) qui ont montré à partir des spectres de flux d'énergie la variation avec la latitude des échelles d'injection d'énergie (voir chapitre 3), ou à partir de modèle pour l'étude de la sous mésoéchelle associée aux TIWs (Marchesiello et al., 2011). Je cherche ici à apporter des réponses sur les échelles spatiales impliquées dans les transferts d'énergie, les directions privilégiées de ces cascades d'énergie, et sur les sources d'énergie impliquées en prenant en compte le caractère anisotrope des tropiques. Je m'intéresse aussi au niveau d'énergie contenu dans la bande 250-70 km, c'est une étape supplémentaire qui permet de voir si elle est adaptée pour le calcul de pente spectrale dans les régions tropicales du Pacifique. Ce sont des premiers résultats prospectifs qui montrent la difficulté dans les tropiques à relier l'allure d'un spectre d'EKE ou de SSH aux théories de la turbulence.

L'équation du bilan d'énergie dans le domaine spectrale s'obtient suite à l'application de la transformée de Fourier aux termes de l'équation du mouvement horizontal. De façon simple, l'équation du bilan d'énergie dans le domaine spectrale lie les variations de la densité spectrale d'énergie (KE) aux trois termes que sont : l'advection non linéaire (A), le forçage (P) et la dissipation (D) (Eq. 7.4). Chacun des termes est exprimé en fonction du temps ainsi que des longueurs d'ondes zonale ( $k_x$ ) et méridienne ( $k_y$ ).

$$\frac{\partial \text{KE}(k_x, k_y, t)}{\partial t} = A(k_x, k_y, t) + P(k_x, k_y, t) - D(k_x, k_y, t) \quad (7.4)$$

En moyenne temporelle, il est admis qu'un équilibre s'établit entre A, P et D (Qiu et al., 2008).

$$-\overline{A(k_x, k_y, t)} \approx \overline{P(k_x, k_y, t)} - \overline{D(k_x, k_y, t)} \quad (7.5)$$

Le forçage P, le travail des forces de pression horizontale, se décompose respectivement en un terme de travail de pression 3D (P3D) et un terme de conversion d'énergie potentielle en énergie cinétique appelé aussi terme d'injection (I) :

$$P = P3D + I \quad (7.6)$$

$$P3D = -\frac{1}{\rho_0} \widehat{u}^* \cdot \widehat{\nabla p} \quad (7.7)$$

$$I = \widehat{\omega}^* \widehat{b} \quad \text{avec} \quad b = -\frac{g\rho}{\rho_0} \quad (7.8)$$

Dans ces formules,  $u$  et  $w$  sont la vitesse zonale et la vitesse verticale, le "chapeau" indique la transformée Fourier, l'astérisque marque le conjugué de la transformée de Fourier,  $p$  est la pression,  $\rho$  est la densité et  $g$  correspond à la constante de gravité universelle.

Le travail de pression 3D (P3D) participe à redistribuer l'énergie cinétique à travers les échelles horizontales tandis que le terme d'injection (I) indique les sources d'énergie pour le développement d'instabilités baroclines (transfert d'APE en KE, Capet et al., 2008). C'est ce dernier terme que nous allons prendre en compte.

Le terme D est la combinaison de la dissipation et du travail du vent (génération/dissipation). La dissipation provient du mélange horizontal, du mélange vertical et de la friction. Dans le cas du modèle, la dissipation dépend des paramétrisations et des schémas numériques. La dissipation est censée dominée aux toutes petites échelles et le travail du vent aux grandes échelles. Aussi pour les échelles caractéristiques de la méso/sous mésoéchelle, l'équilibre se fait principalement entre l'advection et le travail des forces de pression.

L'advection (A) comprend l'advection horizontale et l'advection verticale :

$$A = -\widehat{u}_h^* \cdot (\widehat{u}_h \cdot \nabla) \widehat{u}_h - \widehat{u}_h^* \cdot \widehat{\omega} \partial_z \widehat{u}_h \quad (7.9)$$

L'advection horizontale tend à dominer sur l'advection verticale et le terme spectral de transfert d'énergie,  $T(k_x, k_y, t)$ , se définit par :

$$T(k_x, k_y, t) = -\Re \left[ \widehat{u}^* u_j \frac{\partial \widehat{u}}{\partial x_j} + \widehat{v}^* u_j \frac{\partial \widehat{v}}{\partial x_j} \right] / \Delta k^2 \quad (7.10)$$

T représente la redistribution d'énergie entre les différentes échelles spatiales via les interactions des tourbillons entre eux. Une valeur de T négative indique une perte d'énergie tandis qu'une valeur positive correspond à un gain d'énergie. Le transfert ou la cascade d'énergie se discute davantage par le biais du flux d'énergie. Le flux d'énergie se déduit par intégration du transfert d'énergie.

$$\pi(k) = F(k) = \int_k^{k_{\max}} T dk \quad (7.11)$$

Comme les transferts d'énergie n'impliquent ni source ni puits d'énergie, l'intégration sur l'ensemble du domaine amène à la condition que  $\pi(0)=0$ . Un flux négatif indique une cascade inverse d'énergie tandis qu'un flux positif correspond à une cascade directe. D'autre part, la dérivée du flux d'énergie par rapport à la longueur d'onde n'est autre que le terme de transfert.

En général, les analyses sont faites à partir de spectre 1D en nombre d'onde horizontal après intégration azimutal des nombres d'onde dans les différentes directions. Cette façon de faire à tout son sens si l'on considère des signaux isotropes. Dans notre cas afin de rendre compte des effets de l'anisotropie, j'ai travaillé à partir de spectres 3D (Nombres d'onde zonal, méridien et fréquence) et chaque direction est considérée. Aussi pour la région équatoriale, les composantes géostrophique/agéostrophique sont discutées.

Un spectre 3D revient à considérer la propagation d'ondes planes caractérisées par un nombre d'onde horizontale  $k = (k_x, k_y)$  selon la direction  $r = (x, y)$  :

$$\psi(\mathbf{r}, t) = \sum_{\omega} \sum_{\mathbf{k}} \hat{\psi}(\mathbf{k}, \omega) e^{i2\pi(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r} - \omega t)} \quad (7.12)$$

où  $\omega$  est la fréquence et  $\hat{\psi}(\mathbf{k}, \omega)$  est la transformée de Fourier 3D de  $\psi(\mathbf{r}, t)$ . Pour les fréquences positives, les propagations vers l'est (ouest) correspondent à des nombres d'onde zonaux positifs (négatifs), et les propagations vers le nord (sud) correspondent à des nombres d'onde méridiens positifs (négatifs).

La densité de puissance d'énergie cinétique KE ( $k_x, k_y, \omega$ ) fonction de la longueur d'onde zonale ( $k_x$ ), de la longueur d'onde méridienne ( $k_y$ ) et de la fréquence ( $\omega$ ) s'obtient par application de la transformée de Fourier "3D" aux composantes du courant (voir relation 7.13). Intégrer KE ( $k_x, k_y, \omega$ ) entre deux fréquences  $\omega_i$  et  $\omega_f$  donne le spectre KE( $k_x, k_y$ ) exprimant la variance d'énergie cinétique dans  $[\omega_i, \omega_f]$  (voir formule 7.14). De même KE( $k_x, \omega$ ) et KE( $k_y, \omega$ ) se déduisent par intégration suivant une des deux dimensions horizontales.

$$\widehat{\text{KE}}(k_x, k_y, \omega) = \frac{1}{2} [\hat{u}(k_x, k_y, \omega) \times \hat{u}^*(k_x, k_y, \omega) + \hat{v}(k_x, k_y, \omega) \times \hat{v}^*(k_x, k_y, \omega)] \quad (7.13)$$

$$\widehat{\text{KE}}(k_x, k_y) = \int_{\omega=\omega_i}^{\omega=\omega_f} \widehat{\text{KE}}(k_x, k_y, \omega) d\omega \quad (7.14)$$

Les spectres KE( $k_x, k_y$ ) permettent de mettre en évidence l'anisotropie des mouvements (Fig.7.6 par exemple). Pour un milieu isotrope, l'énergie est répartie le long de cercles de rayons  $k$  ( $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ ) donnés. Pour un milieu anisotrope, l'énergie pour une longueur d'onde donnée va se concentrer entre 2 diagonales du spectre qui délimitent les secteurs propices à des propagations privilégiées (Fig.7.11 par exemple). Les secteurs à gauche et à droite sont caractéristiques d'une anisotropie méridienne. Celle-ci donne lieu à des structures allongées dans la direction méridienne, l'énergie a donc tendance à se propager suivant la direction méridienne. Les deux autres portions en haut et en bas du spectre marquent l'anisotropie zonale.

Pour discuter le contraste entre les mouvement zonaux et méridiens, le spectre 1D en fonction de  $k$ , déduit par intégration azimutale des longueurs d'onde ( $k_x, k_y$ ), a été séparé entre un spectre 1D privilégiant les propagations zonales, EKE<sub>z</sub>, et un spectre 1D privilégiant les propagations méridiennes, EKE<sub>m</sub> (Qiu et al., 2008) :

$$\text{EKE}_z = \sum_{k_y > k_x} \overline{\text{EKE}}(k_x, k_y, t) \Delta k^2 \quad (7.15)$$

$$\text{EKE}_m = \sum_{k_x > k_y} \overline{\text{EKE}}(k_x, k_y, t) \Delta k^2 \quad (7.16)$$

Dans la suite, je vais m'intéresser à trois quantités : la distribution en nombre d'onde de KE ( $k_x, k_y$ ), des transferts d'énergie T ( $k_x, k_y$ ) ainsi que le flux d'énergie  $\pi(k)$ , et des sources d'énergie associées aux instabilités baroclines I( $k_x, k_y$ ). Je vais illustrer les résultats pour les régions équatoriales (10°N-10°S) et non équatoriale ou tropicale (10°-20°). Les spectres correspondent à la moyenne des spectres calculés dans des boites carrées représentatives de ces régions comme décrites dans l'article au-dessus. Les résultats sont discutés dans la logique des travaux de Qiu

et al. (2008) et Sérazin et al. (2018) qui se sont intéressés aux régions des STCCs (Subtropical Countercurrent), des courants de bord ouest, et de l'ACC (Antarctic Circumpolar Current).

### 7.3.1 Régions non équatoriales

Les spectres d'EKE décrits dans le papier en section 7.2 montraient pour les régions non équatoriales un maximum d'énergie aux alentours de 200-300 km de longueur d'onde et une décroissance de l'énergie avec une pente de l'ordre de -3 jusqu'aux longueurs d'onde de 100 km. Cette gamme d'échelle est clairement associée à de la sous mésoéchelle si l'on considère que ces échelles sont nettement plus courtes que la longueur d'onde associée à  $L_d$  ( $\sim 500 \text{ km} = 2 \times \pi \times 80 \text{ km}$ ). La longueur d'onde associée à  $L_r$  est du même ordre de grandeur. Nous sommes donc dans une région où  $L_d \sim L_r$  est propice à une dynamique mésoéchelle associée aux ondes de Rossby, aux interactions faiblement non linéaires entre ondes et tourbillons (Theiss, 2004). Cette dynamique faiblement non linéaire associée à une circulation grande échelle zonale suggère une anisotropie des mouvements, la déformation de tourbillons dans une direction privilégiée. Pour ces régions, les spectres d'EKE tel que discuté dans la section 7.2 apparaissent relativement isotrope (Fig. 7.6a et Fig. 7.9a), mais l'EKE qui intègre à la fois les courants zonaux et méridiens ne peut distinguer l'anisotropie entre les mouvements zonaux et méridiens. Je vais essayer de décrire de façon plus exhaustive la dynamique qui se cache derrière ces spectres d'EKE en nombre d'onde. A la base, le spectre est intégré sur toutes les fréquences possibles couvrant une large gamme de fréquence entre basse fréquence ( $> 90$  jours) et haute fréquence ( $< 90$  jours). Nous allons séparer ces deux régimes fréquentielles pour distinguer un régime basse fréquence et grande échelle dont on peut imputer une partie de l'énergie au forçage du vent, et un régime haute fréquence méso et sous mésoéchelle davantage associé à la variabilité intrinsèque de l'océan. Les spectres 1D d'EKE présentés ci-dessous sont maintenant en variance préservée afin de mieux appréhender les échelles d'intérêt ainsi que l'énergie contenue dans les bandes de longueur d'onde.

#### 7.3.1.1 10°N-20°N

Le spectre d'EKE 2D en nombre d'ondes zonal et méridien montre clairement une anisotropie zonale avec des propagations préférentiellement vers l'ouest pour les longueurs d'onde supérieures à  $\sim 200$  km. Cette anisotropie de signaux se propageant vers l'ouest traduit à la fois la propagation des ondes de Rossby et l'advection des signaux mésoéchelle par le NEC. A noter que pour les longueurs d'ondes inférieures à 100 km les signaux deviennent de plus en plus isotropes (Fig. 7.6a). La décomposition en basse et haute fréquence montre que :

1. L'énergie basse fréquence (BF, voir Fig. 7.6c) est associée aux longueurs d'ondes supérieures à 350 km et à des propagations zonales caractéristiques des ondes de Rossby.
2. L'énergie haute fréquence (HF, voir Fig. 7.6b) est associée aux longueurs d'ondes inférieures à 500 km (de l'ordre de  $L_d$ ) et se propage de façon principalement méridienne.

Il semble qu'il y ait un continuum d'énergie entre la haute et la basse fréquence avec des structures  $\ll$  sous mésoéchelle  $\gg$  allongées préférentiellement dans la direction méridienne et des structures zonales sous formes d'ondes longues basses fréquences ou de jets zonaux.

Le spectre 1D d'EKE en nombre d'onde horizontal montre un pic d'énergie autour de  $\sim 300$  km qui correspond aux contributions des signaux haute et basse fréquence à part équivalente (Fig. 7.6d). Cette longueur d'onde est associée au pic d'EKE HF tandis que le pic d'EKE BF est décalé légèrement vers les plus grandes longueurs d'onde ( $\sim 450$  km). L'intégration de l'EKE selon les directions préférentiellement zonales (EKE<sub>Z</sub>) ou méridiennes (EKE<sub>m</sub>) confirme que la basse fréquence est associée aux mouvements préférentiellement zonaux et la haute fréquence aux mouvements préférentiellement méridiens. Cette description spectrale est en accord avec la description des cartes d'EKE et d'anisotropie en section 7.1. Elle montre aussi que, le grande partie de l'énergie "mésoéchelle" est contenue dans la bande 250-70 km. De ce fait, la bande 250-70 km est bien adaptée pour le calcul de pentes spectrales pour cette région.

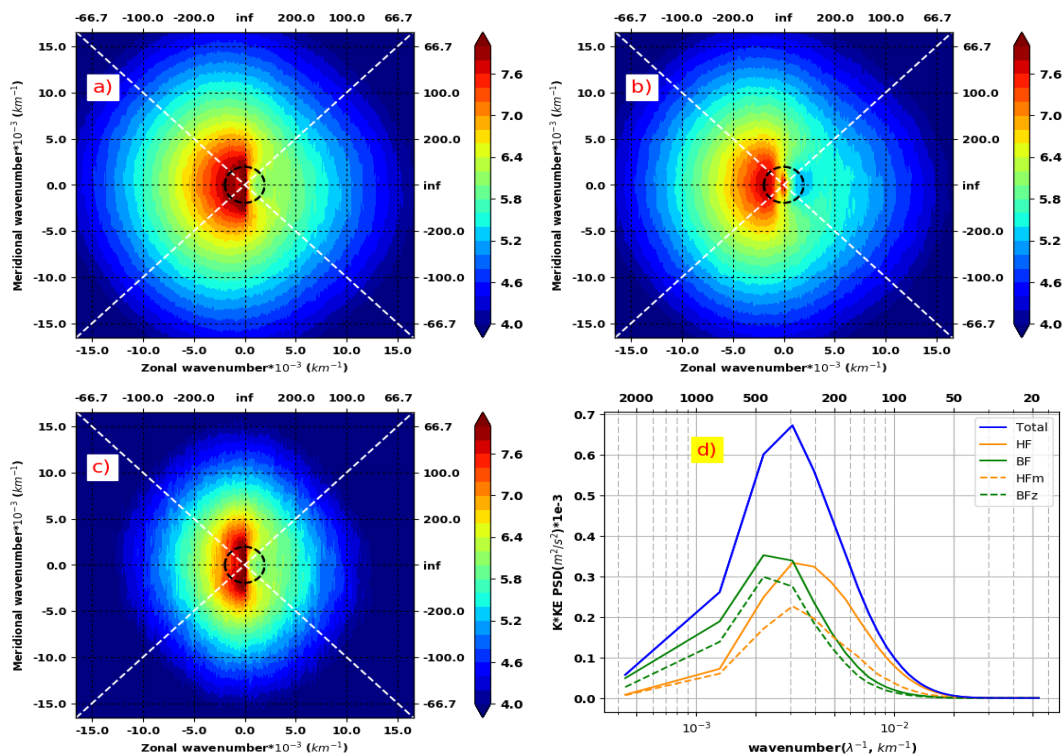


FIGURE 7.6 – Spectre d'EKE ( $k_x, k_y$ ) en  $\text{Log}_{10}$  et intégré sur : a) toutes les fréquences, b) les fréquences supérieures à 90 jours et c) les fréquences inférieures à 90 jours. Le cercle en pointillé indique  $L_d$  et  $L_r$  (500 km). Les diagonales blanches séparent les spectres en quatre secteurs. Les secteurs de gauche et de droite à longueurs d'ondes méridiennes supérieures aux zonales, sont ceux où l'anisotropie est méridienne. En d), spectres d'EKE en variance préservée et intégré sur toute les longueurs d'onde pour le signal total (bleu), la basse fréquence (vert), la haute fréquence (orange), la basse fréquence zonale (pointillés vert) et la haute fréquence méridienne (pointillés orange). Unité :  $\text{m}^2 / \text{s}^2 / \text{cpm}^2$

Ces résultats sont concordants avec ceux de Tulloch et al. (2009) qui montrent l'importance de l'effet  $\beta$  dans les tropiques avec pour les longueurs d'onde supérieures à 600 km une dynamique associée aux ondes de Rossby. Les échelles de Rossby et de Rhines équivalentes font que ce sont des régions idéales où les fines échelles en grossissant jusqu'à l'échelle de Rhines génèrent des ondes de Rossby. Ces fines échelles correspondent à de la sous mésoéchelle relativement anisotrope avec des échelles méridiennes dominantes. Un peu au nord de notre région, au niveau du STCC, Qiu et al. (2008) ont montré l'existence d'une telle anisotropie au niveau des échelles des instabilités baroclines avec une redistribution par cascade inverse de cette énergie vers des



tourbillons déformés zonalement.

Dans cette région caractérisée par une dynamique faiblement non linéaire, on peut se poser la question du rôle de l'advection pour transférer de façon non linéaire l'énergie entre les échelles. Le spectre 2D des transferts non linéaires ( $T(k_x, k_y)$ ) montre des similarités avec celui d'EKE avec des pertes d'énergie non linéaire (en bleu) pour des longueurs d'ondes horizontales inférieures à 200 km et des gains d'énergie non linéaire (en rouge) pour les plus grandes longueurs d'ondes concentrées dans les mouvement vers l'ouest (Fig.7.7a). Les transferts positifs correspondent à la distribution maximale d'énergie dans le spectre 2D d'EKE( $k_x, k_y$ ). Ainsi, une cascade inverse d'énergie est à même d'expliquer la distribution de l'EKE en dépit d'autres sources possibles d'énergie. Cette distribution des transferts implique une cascade inverse des petites échelles vers les grandes échelles. Ce spectre est relativement bruité, ainsi pour étudier plus précisément cette cascade d'énergie il est préférable de se concentrer sur les spectres de flux d'énergie non linéaires (Fig.7.7a).

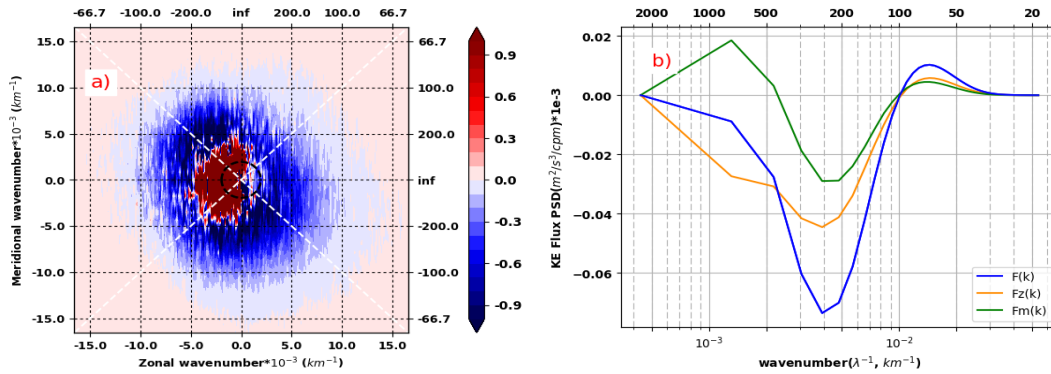


FIGURE 7.7 – a) Spectre des transferts non linéaires ( $T(k_x, k_y)$ ) en  $\text{Log}_{10}$  b) Flux d'énergie ( $F(k)$ ) issus des transferts suivant toute les directions (en bleu), des transferts de préférence dans la direction zonale (orange) et de préférence dans la direction méridienne (vert). Unité :  $\text{m}^3/\text{s}^3/\text{cpm}^2$  pour  $T(k_x, k_y)$  et  $\times 10^{-3} \text{m}^2/\text{s}^3/\text{cpm}$  pour  $F(k)$ .

Le spectre de flux non linéaire d'énergie ( $F(k)$ ) permet de voir l'impact de la sous mésoéchelle sur les plus grandes échelles en regardant les interactions non linéaires. On observe une petite cascade directe pour les échelles inférieures à 100 km et pour les plus grandes longueurs d'onde une importante cascade inverse qui est maximum autour de 250 km. Si elle commence à s'atténuer à partir de 250 km, elle continue d'exister jusqu'aux très grandes échelles. On peut donc penser que les transferts non linéaires d'énergie jouent un rôle non négligeable pour transférer de l'énergie des petites vers les grandes échelles et contribuent à expliquer l'allure du spectre d'EKE avec un maximum d'énergie pour les signaux hautes fréquences autour de 250-300 km (Fig.7.6d).

Afin d'explorer l'anisotropie mise en évidence à partir du spectre d'EKE (Fig.7.7b),  $F$  est décomposé selon les modes de directions privilégiées (zonale :  $F_z$  ; méridien :  $F_m$ ). Pour les longueurs d'onde inférieures à 100 km, les deux flux montrent des cascades directes équivalentes qui traduisent une isotropie des transferts d'énergie.  $F_m$  et  $F_z$  ont tous deux des lobes négatifs centrés autour 200-250 km mais l'intensité de la cascade inverse est plus forte pour  $F_z$ . Cela suggère une cascade inverse anisotrope qui transfère de l'énergie des modes allongés méridionalement vers des modes allongés zonalement. Ceci est consistant avec la théorie de la turbulence

géostrophique sur le plan  $\beta$  où cette cascade inverse anisotrope est censée être associée au mode barotrope. Je n'ai pas étudié la distribution verticale de l'énergie mais l'aspect barocline étant très important dans les tropiques, on peut penser que l'effet  $\beta$  est capable également d'induire une cascade inverse d'énergie barocline en accord avec les travaux de Qiu et al. (2008) et Scott and Arbic (2007). Cette cascade inverse est censée s'arrêter au niveau de l'échelle de Rhines ( $\sim 500$  km). Au-delà de 250 km, la cascade inverse ralentit.  $F_m$  change de signe autour de 450 km ( $\sim L_r$ ) alors que  $F_z$  reste largement négatif. Le fait que  $F_z$  reste fortement négatif pour les échelles supérieures à 500 km implique qu'une part de l'EKE est transférée à la grande échelle zonale par le biais d'interaction non linéaires entre les ondes. Cela est en accord avec la théorie de la turbulence 2D qui prédit une anisotropie de la cascade inverse à même de générer des jets zonaux.

Les longueurs d'onde caractéristiques de la cascade ont été défini au chapitre 3, il s'agit notamment de :

- $L_{\text{end}}$  : la longueur d'onde associée à l'arrêt de la cascade inverse (correspond aux grandes échelles où  $F(L_{\text{end}})=0$ )
- $L_{\text{max}}$  : la longueur d'onde associée au début de l'arrêt de la cascade (correspond à l'échelle où  $F(L_{\text{max}})$  est minimum)
- $L_{\text{inj}}$  : la longueur d'onde associée à une injection d'énergie qui va permettre la redistribution de cette énergie par les transferts non linéaires (correspond aux petites échelles où  $F(L_{\text{inj}})=0$ )

L'anisotropie joue un rôle certain pour  $L_{\text{end}}$  mais a peu d'effet sur  $L_{\text{max}}$  et  $L_{\text{inj}}$ . Si dans la plus part des régions, les spectres de flux d'énergie montrent une cascade inverse à partir de 200 km (Scott and Wang, 2005), mes résultats mettent en avant de plus courte longueur d'onde pour  $L_{\text{inj}}$  de l'ordre de 100 km. Une explication est peut-être la sensibilité de  $L_{\text{inj}}$  à la résolution des jeux de données utilisés qui montre que plus la résolution est fine plus  $L_{\text{inj}}$  a tendance à se décaler vers les petites échelles

La théorie de la turbulence géostrophique voudrait que  $L_{\text{inj}}$  corresponde à la longueur d'onde d'injection d'énergie par instabilité barocline ( $L_{\text{bci}}$ ) qui est censée s'accorder avec le rayon de Rossby ( $L_d$ ) (Scott and Wang, 2005). Je présente le spectre d'énergie associé aux instabilités baroclines traduisant la conversion d'énergie potentielle (PE) en énergie cinétique (KE) (Fig.7.8). Le pic d'énergie associé à l'injection d'énergie barocline correspond à  $L_{\text{bci}}=250$ km. L'échelle caractéristique des instabilités baroclines ( $L_{\text{bci}}$ ) est nettement plus grande que  $L_{\text{inj}}$  mais aussi nettement plus petite que celle du rayon de Rossby ( $L_d \sim 500$  km). En fait, le scénario présenté au-dessus est celui d'une turbulence QG « intérieur » typique des moyennes latitudes où les conditions de génération des instabilités baroclines sont associées à un changement de signe du gradient méridien de la vorticité planétaire sur la verticale (régime de Phillips, 1954). Dans les tropiques, les instabilités baroclines de type « Philipps » ne peuvent exister au vu de la structure verticale des courants mais un autre régime d'instabilité barocline est possible, c'est celui de Charney (1947), généré par les interactions entre un gradient méridien de la vorticité potentielle constant sur la verticale et un gradient méridien de densité en surface (Tulloch et al., 2011). Si le régime de « Philipps » se caractérise par  $L_{\text{bci}} \geq L_d$ , le régime de « Charney

» se caractérise par des  $L_{bc} < L_d$  comme l'ont montré les travaux de modélisation de Tulloch et al. (2011), Schlösser and Eden (2007), en accord avec mes résultats. Les courtes échelles d'injection,  $L_{inj}$ , signifient qu'il y a d'autres sources d'énergie autres que les instabilités baroclines. On pense aux instabilités barotropes (Qiu et al., 2008) mais les instabilités barotropes qui traduisent un transfert d'énergie entre la circulation moyenne et tourbillonnaires sont censées apporter une contribution au flux d'énergie davantage aux grandes échelles (Marchesiello et al., 2011). La région considérée ici intègre un fort cisaillement de courant entre le NEC et STCC/HLCC propice aux développements d'instabilité barotrope. Il serait intéressant de tester si cette situation pourrait expliquer la cascade inverse aux grandes longueurs d'ondes que j'ai décrite. Les sources potentielles d'énergie à petites échelles proviennent de processus des couches de surface comme la turbulence SQG avec la frontogenèse associée aux gradients horizontaux de densité (Capet et al., 2016; Klein et al., 2008), ou la turbulence de la couche mélangée (Sasaki et al., 2014). Nos résultats sont conformes avec ceux de Wang et al. (2015) qui montrent que l'échelle caractéristique des instabilités baroclines est nettement plus grande que  $L_{inj}$  dans les tropiques.

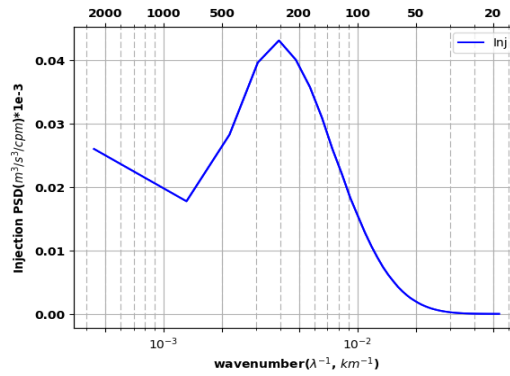


FIGURE 7.8 – Spectre du terme d'injection [ $\times 10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}^3/\text{cpm}$ ]

### 7.3.1.2 10°S-20°S

Les spectres typiques de la région tropicale (non équatoriale) de l'hémisphère sud ressemblent en grande partie à ceux de l'hémisphère nord. Je ne montrerai donc que quelques spectres. Les spectres d'EKE présentent les mêmes caractéristiques en termes d'anisotropie et de signaux basse et haute fréquence que ceux du nord (Fig.7.9a). La différence marquante est le niveau d'énergie beaucoup plus faible d'un facteur 3 et un pic d'énergie vers des échelles plus courtes (250 km) comme le montre le spectre 1D d'EKE (Fig.7.9d).

Si à grande échelle ( $> LD \sim 500 \text{ km}$ ) on retrouve la dominance des mouvements zonaux associés à la basse fréquence, la sous mésoéchelle, notamment pour les échelles inférieures à 250 km, est marquée par une isotropie plus remarquable comme le montrent les niveaux d'énergie d'EKE<sub>m</sub> et EKE<sub>z</sub> identiques (Fig.7.9d). La bande 250-70 km reste aussi celle qui contient le plus d'énergie "mésoéchelle" et donc est propice pour l'analyse spectrale ou la caractérisation de la mésoéchelle via les pentes spectrales.

Le spectre de flux d'énergie non linéaire ressemble (Fig.7.10a) à celui de l'hémisphère nord (Fig.7.7b) notamment avec un  $L_{inj}$  ( $\sim 100 \text{ km}$ ) et un  $L_{max}$  ( $\sim 200 \text{ km}$ ) similaires à ceux de la

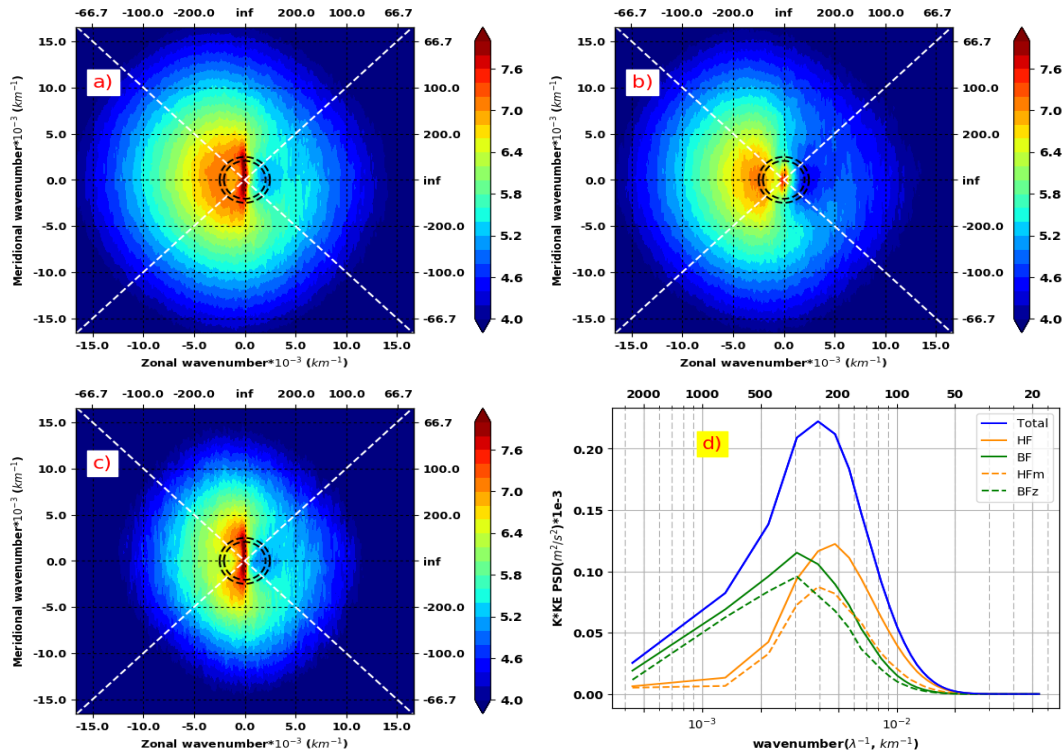


FIGURE 7.9 – Idem qu'à la figure 7.6 pour la région 10°S-20°S. Le cercle en trait plein correspond à l'échelle de Rhines(403 km).

région non équatoriale du nord. Une différence notable est à grande échelle avec une cascade inverse qui change de signe autour de 480 km ( $\sim L_d$ ).

Pour ces grandes longueurs d'ondes on trouve des résultats opposés à ceux de l'hémisphère nord avec une cascade inverse plus forte en méridien qu'en zonal qui reste négative aux grandes longueurs d'ondes alors qu'en zonal la cascade s'arrête et change de signe autour de 300 km. L'interprétation à ce stade est difficile, nous avons des flux d'énergie non linéaires qui montrent un transfert d'énergie dans la direction méridienne alors que le spectre d'EKE semble dominé par les mouvements zonaux à ces grandes échelles. En fait si on sépare le flux d'énergie entre HF et BF, on s'aperçoit que le flux HF est davantage associé à des transferts des modes méridiens vers les modes zonaux et cela à toutes les échelles, alors que c'est le contraire pour le flux BF. Si la description du flux HF est cohérente avec une déformation zonale des structures, l'interprétation du flux BF est difficile et est contradictoire avec le spectre d'EKE BF. A noter, que les amplitudes ici sont très faibles. Si le niveau d'EKE est plus faible d'un facteur 3 par rapport à celui au nord, le flux d'énergie est plus faible d'un facteur 6. Il semble donc que ces flux d'énergie non linéaires soient moins à même d'expliquer le spectre d'EKE, ce qui n'est pas surprenant dans cette région où les non linéarités sont moins prononcées qu'au nord. Le spectre d'énergie associée aux instabilités baroclines pique à la même longueur d'onde (250 km) et présente la même allure (pas montré) que celui de l'hémisphère nord.

En résumé, une partie de nos résultats dans les régions tropicales (non équatoriales) peuvent s'interpréter à partir de la littérature. Si on considère notre région comme faiblement non linéaire, la cascade inverse pourrait provenir soit d'interaction faiblement non linéaire entre les ondes, soit d'interaction entre un régime ondulatoire et un régime davantage non linéaire (Sérazin et al.,

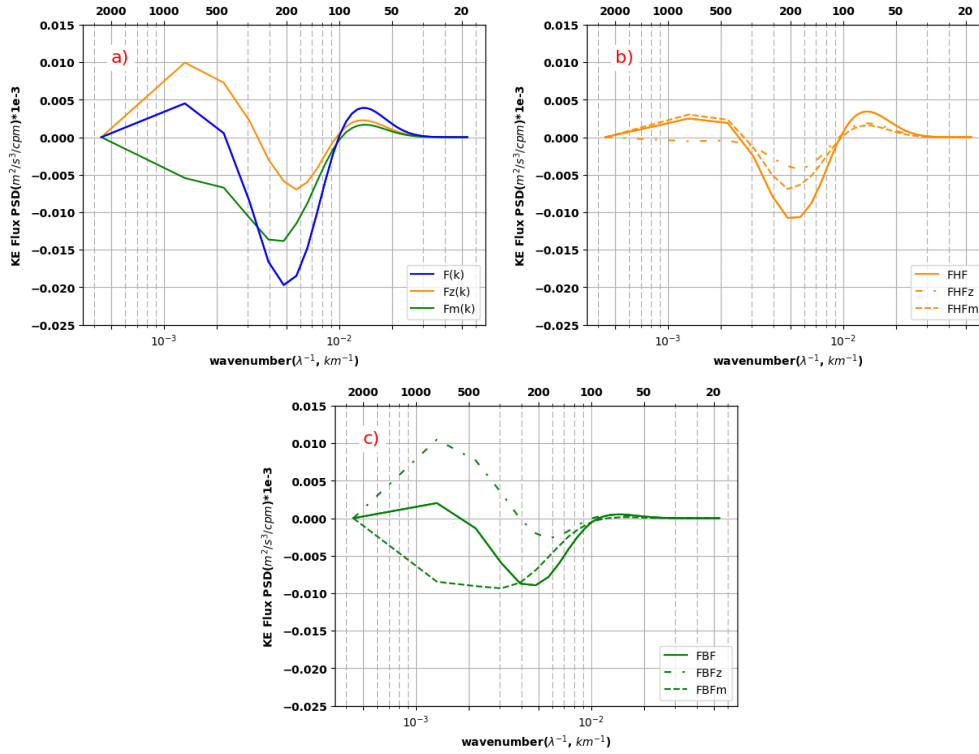


FIGURE 7.10 – Flux d'énergie non linéaire dans la bande 10°S-20°S : a) Idem qu'à la figure 7.7b. b) les flux haute fréquence totale (trait fort), méridien (trait interrompu) et zonal (trait mixte). c) Idem qu'en b pour la basse fréquence.

2018). D'autres sources d'énergie autres que l'instabilité barocline semblent exister à la fois à petite échelle mais également à grande échelle pour expliquer le décalage du pic d'EKE vers les plus grandes longueurs d'ondes. A ce stade, il serait important de calculer le terme d'énergie associée au forçage du vent pour voir la part du forçage directe sur le spectre d'EKE.

### 7.3.2 région équatoriale : 10°S-10°N

La région équatoriale se distingue très nettement des régions « tropicales » décrites plus haut. Les échelles de Rossby et de Rhines deviennent très sensibles aux fortes variations de la force de Coriolis avec la latitude. Les longueurs d'onde caractéristiques des nombres de Rossby et de Rhines valent respectivement 1200 km et 650 km. Nous sommes dans une situation où  $L_d > L_r$  donc propice à l'excitation d'ondes. Le spectre 2D d'EKE( $k_x, k_y$ ) distingue 2 patches d'énergie associés à des gammes de longueurs d'ondes zonales bien définies. Ces 2 patches sont clairement associés à des fréquences distinctes comme le montrent les spectres 2D BF et HF d'EKE (Fig.7.11a à c) :

- ▶ Les mouvements basse fréquence sont associés à un patch d'énergie centrés sur les très grandes longueurs d'ondes zonales qui traduisent la signature des ondes longues équatoriales se propageant zonalement (Fig.7.11c). Le spectre basse fréquence correspond en grande partie à la circulation grande échelle géostrophique comme le montre le spectre KEgeo (Fig.7.11d).
- ▶ Les mouvements haute fréquence présentent deux zones d'énergie maximale (Fig.7.11b). Un premier patch est centré sur les grandes longueurs d'ondes zonales, il intègre les ondes

de Kelvin intrasaisonnaire. Le second patch est centré sur une plus courte échelle zonale autour de 1000 km et doit correspondre au signal des TIWs. Le maximum d'énergie est compris entre les échelles de Rossby et de Rhines. Ce signal des TIWs est associé à une forte anisotropie dominée par les échelles méridiennes, il est en plus associé à une forte composante agéostrophique (Fig.7.11d).

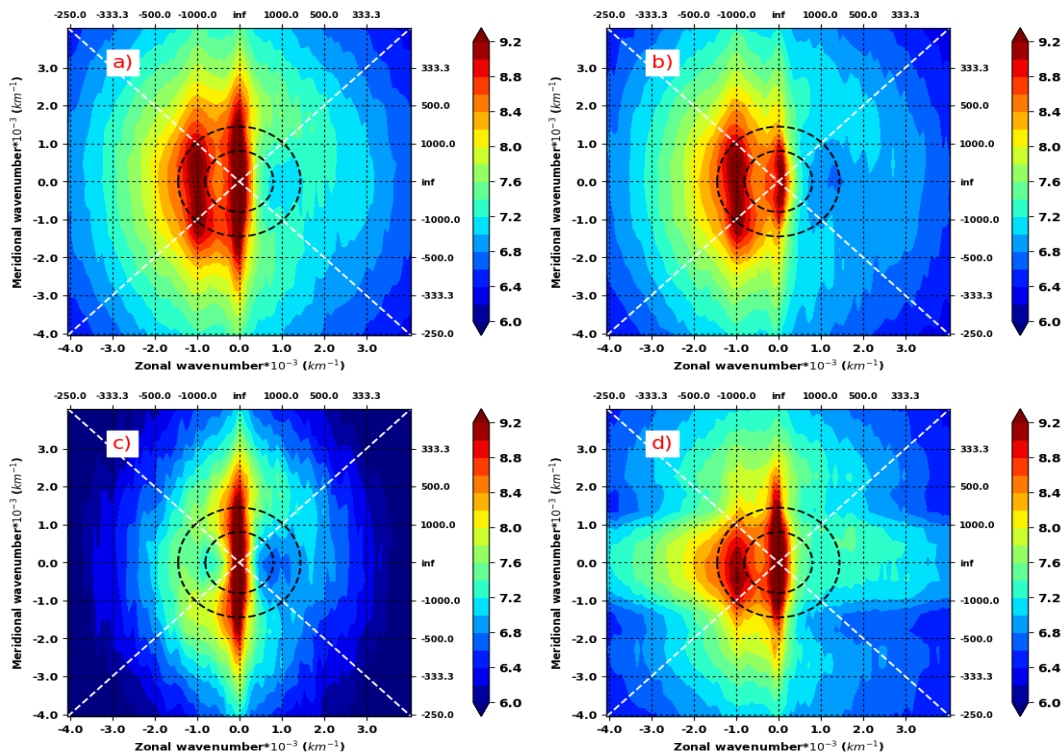


FIGURE 7.11 – a), b) et c) Idem à la figure 7.6 pour la région 10°S-10°N. d) Spectre d'énergie cinétique géostrophique intégré sur toutes les fréquences. L'échelle de Rhines (cercle noir) est de 692 km et le rayon de déformation de Rossby de 1245 km.

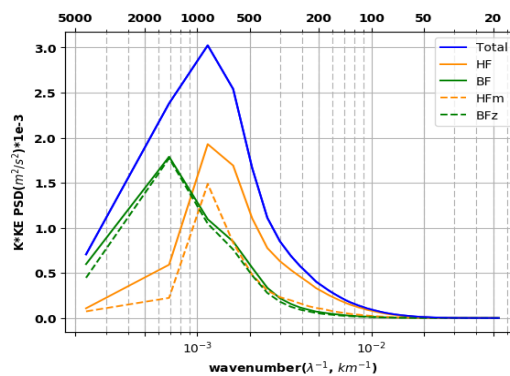


FIGURE 7.12 – Idem à la figure 7.6d pour la bande latitudinale 10°S-10°N

Les spectres 1D en nombre d'onde horizontal (intégration azimutal du spectre 2D) sont présentés en figure 7.12. Le spectre d'EKE a un pic d'énergie autour de 900 km. Ce pic rassemble les contributions des signaux haute et basse fréquence. Pour la basse fréquence, le spectre d'EKE est associé à un pic d'énergie autour de 1800 km qui correspond aux mouvements principalement

zonaux. Pour la haute fréquence, le spectre d'EKE est associé à un pic d'énergie entre 600 et 900 km correspondant aux mouvements principalement méridiens. Cette longueur d'onde est représentative de tourbillons de  $\approx 400$  km de diamètre, taille caractéristique des TIVs. Sur ces spectres 1D, le gros de l'énergie "mésoséchelle" est contenue hors de la bande 250-70 km, signe que la mésoéchelle en région équatoriale est davantage grande échelle.

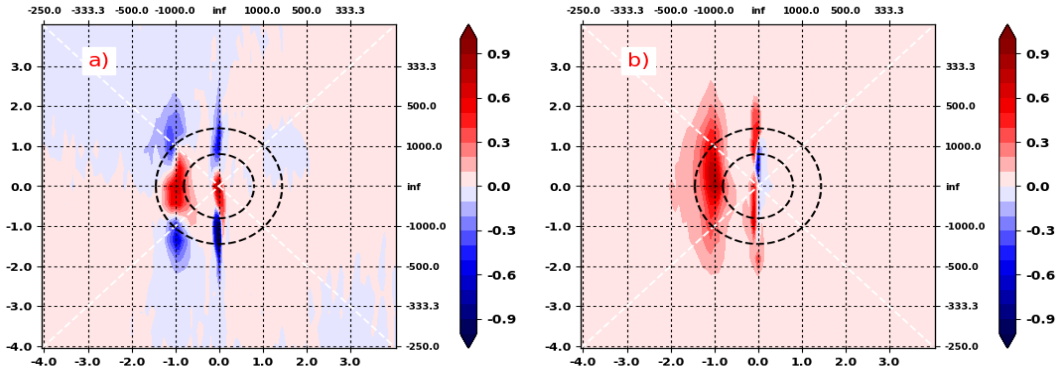


FIGURE 7.13 – Pour la région  $10^{\circ}\text{S}$ - $10^{\circ}\text{N}$  et en  $\text{Log}_{10}$  : a) spectre des transferts non linéaires,  $T(k_x, k_y)$  et b) spectre du terme d'injection  $I(k_x, k_y)$ . Unité :  $\text{m}^3/\text{s}^3/\text{cpm}^2$

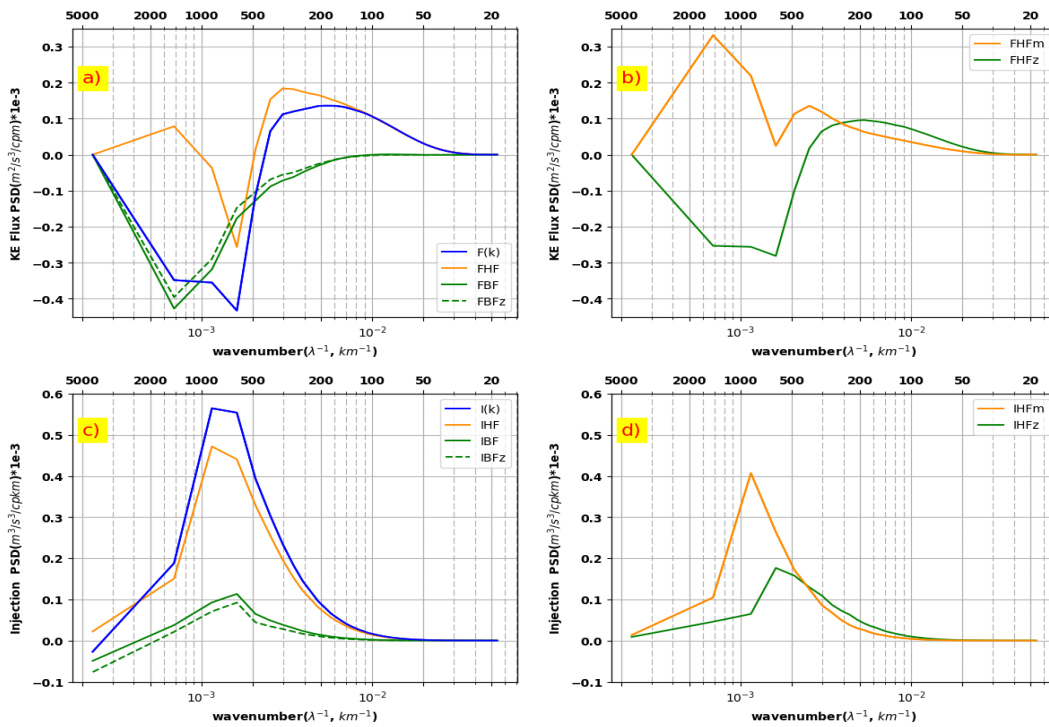


FIGURE 7.14 – a) Spectre flux d'énergie [ $\times 10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}^3/\text{cpm}$ ] issus des transferts intégrés suivant toute les directions et fréquence (en bleu), la haute fréquence (orange), la basse fréquence (vert), la basse fréquence Zonale (pointillés vert). Le spectre du flux de la différence entre les transferts basse et haute fréquence (rouge). b) Spectre du flux basse fréquence zonale (vert) et méridien (orange). c) et d) Spectre du terme terme d'injection avec le même code de couleur que sur les courbes en a) et b)

Les spectres de transfert d'énergie (T) et d'injection d'énergie barocline (I) montrent les mêmes spécificités que le spectre d'EKE en distinguant les grandes longueurs d'ondes zonales à celles associées aux TIWs (Fig.7.13 et 7.14). Pour chacun de ces régimes distincts, on observe

un transfert d'énergie pour les longueurs d'ondes méridiennes entre 500-1000 km (bleu) vers les longueurs d'ondes supérieures à 1000 km (rouge). Pour les grandes longueurs d'ondes zonales correspondantes aux mouvements basse fréquence, les transferts d'énergie sont associés à des mouvement principalement zonaux (jets). Pour les TIWs, les transferts d'énergie centrés sur une gamme de longueurs d'ondes zonales entre 800 et 1400 km sont associés à des mouvements plutôt méridiens.

Si l'allure du spectre de transfert d'énergie ressemble à celui du spectre d'EKE, ces transferts d'énergie ne peuvent seuls expliquer le spectre d'EKE avec des patchs d'énergie qui s'étendent au travers des échelles de perte et de gain des transferts d'énergie. Le spectre de flux d'énergie montre une cascade directe importante pour les échelles inférieures à 400 km et une cascade inverse pour les échelles supérieures à 400 km (Fig.7.14a). La cascade inverse s'étend aux très grandes échelles et présente un maximum autour de 600 km. Les spectres BF et HF présentent des comportements très différents.

Le spectre de flux basse fréquence se caractérise par une cascade inverse pour toutes les échelles avec une cascade maximum autour de 1600 km. Cette cascade inverse correspond uniquement à des mouvements principalement zonaux (Fig.7.14a).

Le spectre de flux haute fréquence montre des échelles bien marquées. Il se caractérise par une cascade directe à partir de 500 km, une cascade inverse avec un maximum autour de 600 km et qui change de signe à partir de 1000 km (Fig.7.14a). La cascade directe vers les petites échelles semble se faire de manière isotrope (on n'observe pas de directions privilégiées pour les transferts d'énergie) alors que la cascade inverse est largement anisotrope, dominée par les mouvements zonaux (Fig.7.14b). Ce flux d'énergie pour les mouvements zonaux continue de transférer de l'énergie vers la grande échelle où la cascade directe correspondante aux mouvements méridiens doit transférer de l'énergie vers les mouvements zonaux de la cascade inverse.

En plus des transferts non linéaires, l'injection d'énergie par instabilité barocline (Fig.7.13b) contribue à expliquer la distribution d'énergie du spectre 2D d'EKE( $k_x, k_y$ ) : on retrouve un fort signal centré sur les deux régimes décrits plus haut. Le spectre 1D présente un maximum entre 600-800 km correspondant au pic d'EKE (Fig.7.13b). Ainsi les transferts non linéaires et l'injection d'énergie barocline participent tous deux au maximum d'EKE. L'injection barocline est clairement associée à la haute fréquence et au mode méridien. On retrouve ici des échelles d'injection barocline qui correspondent à celles décrites par Marchesiello et al. (2011) dans leurs études des TIWs. Les échelles où l'injection d'énergie barocline est concentrée correspondent approximativement à la moitié de la longueur d'onde du rayon de Rossby. Ceci est consistant avec les analyses d'instabilité barocline (Scott and Wang, 2005; Smith, 2007; Tulloch et al., 2011) qui montrent que l'échelle des instabilités baroclines aux basses latitudes est plus petite que celle du rayon de déformation d'un facteur 2.

Contrairement à Marchesiello et al. (2011), les échelles des instabilités baroclines ( $L_{bc}$ ) ne correspondent pas tout à fait à celles de séparation entre cascade inverse et directe ( $L_{inj}$ ) qui montrent des injection d'énergie à plus courte longueur d'onde ( $L_{inj}=500$  km). L'analyse de ces termes (injection d'énergie associée aux instabilités baroclines, transferts non linéaires d'énergie) permet une première interprétation du spectre d'EKE. Les flux spectraux d'EKE montrent une redistribution de l'énergie entre les nombres d'onde. Une partie de l'énergie injectée suit une



cascade inverse vers les échelles des tourbillons  $\sim 1000$  km (Smith, 2007) et les tourbillons mésoéchelle résultent d'une cascade d'énergie à partir de l'échelle d'injection autour de 500 km. Aux échelles inférieures à 500 km, on observe une cascade directe avec une pente de spectre d'EKE en  $-3$ . La décomposition en haute et basse fréquence semble nécessaire si l'on veut interpréter correctement nos spectres. L'analyse des spectres intégrant toutes les fréquences montrent des allures mélangeant les deux types de signaux avec des échelles caractéristiques très différentes. Nos résultats montrent qu'il n'y a, à priori, pas d'échanges d'énergie entre la haute et basse fréquence. Si les échelles d'injection couvrent un large spectre, l'advection joue également un rôle en transférant l'énergie de la mésoéchelle vers les grandes échelles (cascade inverse) et vers la sous mésoéchelle (cascade directe) avant qu'elle ne se dissipe. Si les niveaux d'énergie entre signaux BF et HF sont équivalents, il semblerait que les transferts d'énergie sont particulièrement importants pour expliquer l'EKE BF alors que le terme d'injection barocline semble important pour l'EKE HF même si les transferts d'énergie témoignent aussi d'une cascade inverse.

A l'équateur les instabilités barotropes sont censées apporter une contribution au flux d'énergie aux échelles comprises entre celles des tourbillons et la grande échelle. Les termes d'instabilité barotrope sont compris dans les spectres de flux d'énergie (Scott and Wang, 2005) et introduisent une contribution positive entre la grande échelle et celle des tourbillons qui pourraient correspondre à la cascade directe des flux d'énergie méridien. Aussi le travail du vent est une source de KE aux échelles des TIWs comme montré par Baturin and Niiler (1997) et Scott and Xu (2009). Le travail du vent, les instabilités baroclines et barotropes doivent contribuer au spectres d'EKE aux échelles plus grandes que 500 km. L'étude des autres termes de l'équation de l'énergie semble nécessaire pour appréhender les sources d'énergie à plus petites échelles ; notamment les termes de dissipation verticale qui semblent importants (Marchesiello et al., 2011). Pour les échelles inférieures à 70 km, la dissipation latérale du modèle devient active et il n'y a plus d'accumulation d'EKE et la pente du spectre d'EKE augmente.

En résumé, la zone du Pacifique équatoriale ( $10^{\circ}\text{S}$ - $10^{\circ}\text{N}$ ) se distingue très largement des zones du Pacifique tropicale ( $10^{\circ}$ - $20^{\circ}\text{NS}$ ) avec deux régimes qui coexistent. Un régime basse fréquence ( $> 90$  jours) où l'anisotropie est zonale. On a donc un signal basse fréquence associé à des propagations vers l'ouest avec un maximum d'énergie autour de 1800 km qui correspond à une composante géostrophique. un régime haute fréquence (10-90 jours) dominé par les TIWs/TIVs. La dynamique haute fréquence se décrit parfaitement à travers le comportement de structures allongées suivant la méridienne et se déplaçant vers l'ouest, un maximum d'énergie autour de 700 km qui correspond à un mixte de géostrophie/agéostrophie. A noter que les spectre 1D intégrant toutes les directions et toutes les fréquences présentent une allure qui est un mélange des spectres  $\ll$  directionnels  $\gg$  qui ne permet pas d'interpréter correctement le signal.

Le spectre d'EKE pour la région équatoriale décrit en section 7.2 présente une pente en  $-3$ , comme pour les régions non équatoriales, mais sur une gamme de longueurs d'onde nettement plus grandes s'étendant jusqu'à 1000 km. Ainsi, la mésoéchelle tropicale se caractérise par des pentes spectrales en  $-3$  sur les spectres d'EKE 1D. Ces pentes sont plutôt caractéristiques d'une cascade directe typique d'un régime de Phillips et ne sont donc pas en accord avec la description de la dynamique que je viens d'évoquer qui est davantage en accord avec un régime de Charney et des pentes spectrales en  $-5/3$  caractéristiques de cascade inverse. Il existe d'autres sources

d'instabilités à petite échelle autre que les instabilités de Phillips ou de Charney, il s'agit notamment de la frontogenèse pour la turbulence SQG (Klein et al., 2008) et des instabilités de la couche de mélange (MLI)(Sasaki et al., 2017), mais ces autres régimes se distinguent par des pentes en -2 plus plates que celles simulées par notre modèle. Cela illustre que cette méso échelle tropicale ne représente pas une gamme inertielle mais conjugue différents processus. Il reste encore certainement à faire dans cette partie afin de décrire davantage la turbulence tropicale en prenant en compte les autres termes du bilan d'énergie (comme celui associé au forçage du vent), et en considérant également l'enstrophie. La dissipation du modèle se faisant ressentir à partir de 70 km de longueur d'onde, un complément de cette étude serait de conduire des analyses à l'image de Sasaki et al. (2017) sur la base d'un modèle plus haute résolution dans lequel la sous mésoéchelle sera davantage développée.



# Chapitre 8

## Méso/sous mésoéchelle et marée interne en mer des Salomon

### Sommaire

---

<b>8.1</b>	<b>Validation «basse fréquence» du modèle avec marée. . . . .</b>	<b>139</b>
<b>8.2</b>	<b>marée barotrope/marée barocline en mer des Salomon . . . . .</b>	<b>142</b>
8.2.1	Séparation marée barotrope- marée barocline . . . . .	142
8.2.2	Validation de la marée . . . . .	143
<b>8.3</b>	<b>Caractéristiques de la marée interne . . . . .</b>	<b>145</b>
8.3.1	Génération, propagation et dissipation de la marée interne . . . . .	145
8.3.2	Répartition modale et profil vertical . . . . .	149
8.3.3	Une vision in situ . . . . .	151
<b>8.4</b>	<b>Impact de la marée sur les propriétés des masses d'eaux . . . . .</b>	<b>155</b>
<b>8.5</b>	<b>Effet de la marée sur la dynamique des courants et la mésoéchelle : . . . . .</b>	<b>159</b>
8.5.1	MKE et EKE : . . . . .	159
8.5.1.1	Distribution verticale : . . . . .	159
8.5.1.2	Distribution horizontale . . . . .	160
8.5.2	Instabilité barotrope et instabilité barocline : . . . . .	162
<b>8.6</b>	<b>Conclusion : . . . . .</b>	<b>164</b>

---

---

Dans le chapitre précédent, nous avons mis en évidence comment les ondes internes et notamment la marée interne sont à l'origine de l'aplatissement du spectre de SSH dans les tropiques. Ainsi dans les tropiques, les dynamiques méso/sous-mésoéchelle et haute fréquence sont supposées interagir fortement. Je vais me concentrer dans ce chapitre à l'étude de la marée et de ses effets sur la circulation et le mélange dans la région de la mer des Salomon. Nous nous sommes concentrés sur cette région car le Pacifique Sud-Ouest, et la mer des Salomon en particulier, est une zone d'importante génération de marées internes (Niwa and Hibiya, 2001). De part les courants de bord qui la traversent, elle joue un rôle dans le système climatique du Pacifique (voir chapitre 2). De fortes marées internes, des courants puissants, une forte activité mésoéchelle sont autant de facteurs responsables des transformations de masse d'eaux observées en mer des Salomon. Un effort important en terme d'observations et de modélisation a été fait dans la mer des Salomon en vue d'étudier ces différentes dynamiques et leurs interactions

Germineaud et al. (2016) ont illustré l'érosion du maximum de sel des eaux de la thermocline à partir des données des campagnes Pandora et MoorSpice. Grâce à ces observations, Alberty et al. (2017) ont pu dresser des cartes de distribution spatiale des coefficients de dissipation et de diffusion dans la mer des Salomon. Elles mettent en évidence les effets combinés du mélange interne provenant de la dynamique à mésoéchelle / sous-mésoéchelle et de la marée interne. À partir d'un modèle et d'observation altimétrique, Gourdeau et al. (2017) ont étudié les structures mésoéchelles présentes en mer des Salomon et se sont intéressés à décrire les transformations de masses d'eaux associées à ces structures. En reprenant les travaux de Koch-Larrouy et al. (2007), Melet et al. (2011) ont introduit la paramétrisation de la marée interne dans leur modèle et ont montré l'importance de la marée dans les transformations des masses d'eaux observées. Djath et al. (2014a) ont développé une modélisation au  $1/36^\circ$  de la mer des Salomon à même de mieux prendre en compte les interactions courants/bathymétrie et mieux modéliser la dynamique méso et sous mésoéchelle. Ce modèle a été étendu au forçage par la marée barotrope afin de rendre compte des interactions entre marée interne et la méso/sous mésoéchelle. Il est décrit en section 1 du chapitre 5.

Ce chapitre est consacré à l'analyse de ce modèle. Nous disposons de simulations avec (R36T) et sans marée (R36) qui vont nous permettre d'appréhender le rôle de la marée dans la circulation « basse » fréquence et le mélange. Cette marée sera d'autant plus réaliste que les caractéristiques « moyennes » du modèle en terme de circulation et de masses d'eaux seront bien représentées. Cette étude porte dans un premier temps sur l'analyse de la marée. Pour ce faire, je dispose de sorties horaires pour deux périodes de trois mois qui se distinguent par une forte variabilité interannuelle liée à ENSO perceptible au travers de forts contrastes de la circulation et de la stratification des masses d'eaux en mer des Salomon :

- ▶ Une période du 31 décembre 1997 au 19 avril 1998 qui correspond à El Niño (R36(T)h\_niño)
- ▶ Une période 31 mars 1999 au 08 juillet 1999 qui correspond à La Niña (R36(T)h\_niña)

Dans un second temps, j'ai étudié l'impact de la marée interne sur les propriétés des masses d'eaux et leur interaction avec l'activité tourbillonnaire à mésoéchelle. Pour ce faire j'ai utilisé des sorties journalières sur une période de 2.75 ans de simulations avec et sans marée (du 31/12/1996 au 30/09/1999) (R36(T)d).

Dans une première section de ce chapitre, je vais brièvement décrire les caractéristiques moyennes de cette simulation avec marée (R36Td) en référence aux résultats déjà publiés et à des observations indépendantes décrites à la section 2 du chapitre 2. Dans une seconde section, je vais valider la marée simulée par notre modèle (R36Th), que ce soit la composante barotrope ou barocline. Dans la section 3, je vais présenter les caractéristiques de la marée interne en mer des Salomon, en terme de génération, propagation, dissipation de son énergie et de structure verticale. J'examine ensuite comment la présence de la marée modifie les masses d'eau à travers la mer des Salomon (Section 4) et l'activité énergétique mésoéchelle ainsi que la structure des courants (section 5) en analysant les simulations avec et sans marée (R36Td et R36d, respectivement).

## 8.1 Validation «basse fréquence» du modèle avec marée.

Notre période de simulation, de 2.75 ans, est contrainte par une forte variabilité interannuelle qui rend difficile une validation stricte de l'état «moyen» du modèle. Nous ne disposons pas d'observations in situ durant la période de simulation, et la comparaison avec la climatologie CARS (Ridgway et al., 2002) est sensible à la forte variabilité interannuelle inhérente à notre période de simulation. Toutefois, les circulations « moyennes » de surface relatives à l'ensemble de la période ou aux états El Niño, et La Niña s'accordent avec celles décrites dans Djath et al. (2014b), Hristova et al. (2014), Cravatte et al. (2011), Melet et al. (2013) (Fig.8.1).

On retrouve sur la carte de circulation moyenne, les différentes sources de courant alimentant la mer des Salomon que sont : le SEC au détroit des Salomon, le SSI (Solomon Strait Inflow), le NJV(North Vanuatu Jet) au sud des îles Salomon et le GPC (Gulf of Papua Current) au sud de la PNG (Papouasie Nouvelle Guinée) (voir description section 2 du chapitre 2). A l'intérieur de la mer des Salomon, le GPC et le NJV alimentent le courant de bord ouest, NGCC(New Guinea Coastal Current) dont une partie recircule le long des côtes de la nouvelle Bretagne (NBCU, New Britain coastal undercurrent). La variabilité interannuelle de la circulation est également conforme à ce que l'on connaît. En période El Niño, le NGCC s'intensifie et augmente de ce fait le transport vers l'équateur (Fig.8.1 au milieu) tandis qu'en période La Niña, le NGCC s'affaiblit pendant que le SSI s'intensifie (Fig.8.1 en bas).

Afin de «valider» les caractéristiques des masses d'eau en mer des Salomon, je présente une section de salinité à 154°E (Fig.8.2). Cette section a l'avantage de traverser entièrement la mer des Salomon, de l'extrémité sud est de la PNG au détroit des Salomon. La section du modèle est comparée ici à celle de la climatologie CARS. Conformément à CARS, on retrouve le maximum de salinité associé aux eaux de la STMW (SubTropical Mode water) au niveau de la thermocline ( $\sigma=24.5$ ,  $z=150$  m), et un minimum de sel en profondeur ( $z=800$ m) associé aux eaux de l'AAIW (Antartic Intermediate Water). Ces différentes masses d'eaux sont bien décrites dans Germeaud (2016).

Pour illustrer les changements des propriétés des masses d'eaux avec le cycle ENSO, nous avons calculé les anomalies de salinité pour les périodes El Niño et La Niña en référence à la période complète (Fig.8.3). Les principaux changements en salinité concernent les premiers 500 m sous la surface et sont particulièrement concentrés au niveau de la thermocline. Pendant La Niña, les eaux de la thermocline supérieure présentent des anomalies positives, alors que

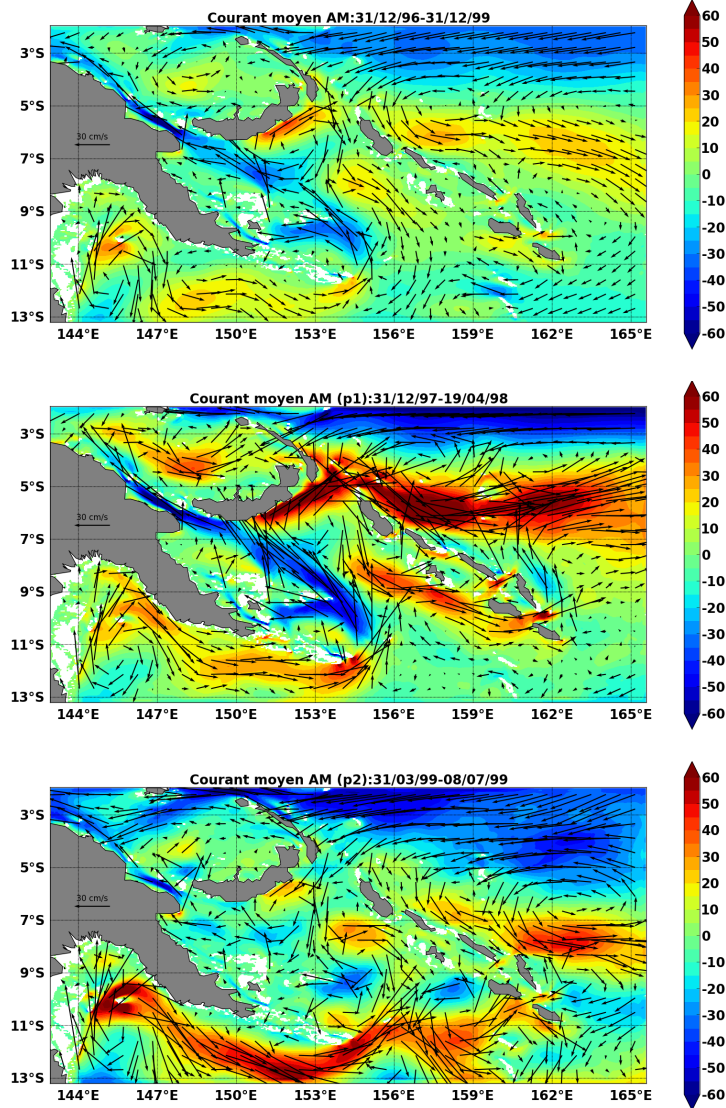


FIGURE 8.1 – Courant zonal moyen (en couleur) et circulation moyenne (flèches) journalière de surface sur la période de la simulation (en haut), la période Niño ( au milieu) et la période Niña (en bas)

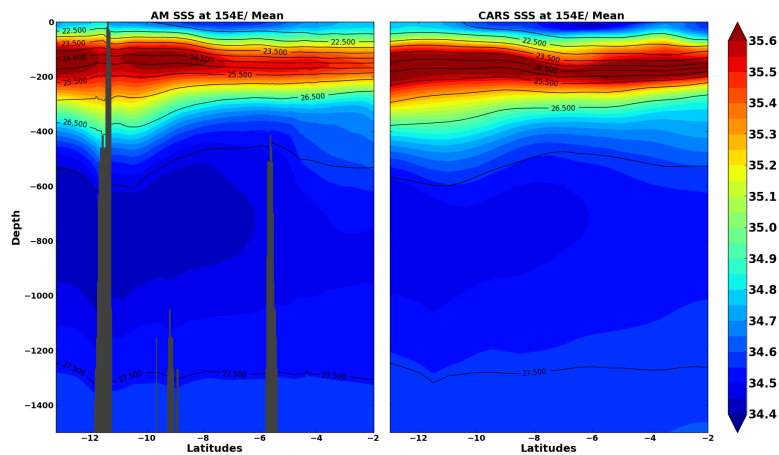


FIGURE 8.2 – Coupe verticale de la salinité journalière moyenne à 154°E pour le modèle à gauche et la climatologie Cars à droite. Les contours noirs correspondent à la densité potentielle.

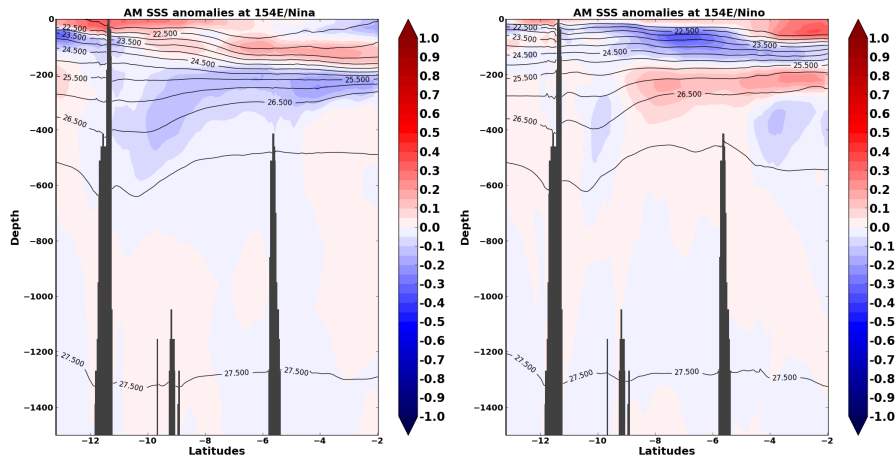


FIGURE 8.3 – Coupe verticale d’anomalie de salinité pendant la Niña à gauche et pendant la Niño à droite par rapport à la salinité journalière moyenne à 154°E

les eaux de la thermocline inférieure présentent des anomalies négatives. Les anomalies sont de signes opposés pour la période El Niño. Ces anomalies de salinité interannuelles traduisent principalement une variabilité grande échelle décrite dans Melet et al. (2013).

Les profils de densité traduisent des changements de la stratification représentée par le profil de Brünt Vaisala ( $N^2$ , Fig.8.4) à 154°E. Le profil de stratification moyen du modèle avec marée est en assez bon accord avec CARS.  $N^2$  est maximal entre 50 et 200m. On observe une variabilité de ce profil de  $N^2$  entre les périodes El Niño et La Niña. La période Niña est marquée par des valeurs de  $N^2$  légèrement plus faibles mais qui s’étendent plus profond (250 m). En période El Niño  $N^2$  est marquée par des valeurs nettement plus forte, notamment dans les couches de surface et s’étend moins profondément (150 m). Les marées internes étant très sensibles au profil de  $N^2$ , on peut supposer des caractéristiques différentes entres les deux périodes.

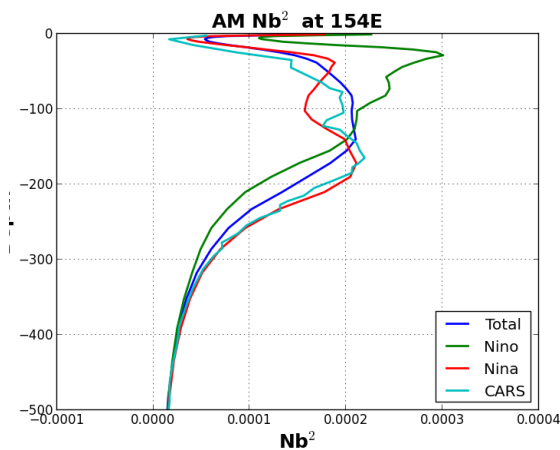


FIGURE 8.4 – Moyenne latitudinale et temporelle de la fréquence de Brünt Vaisala du modèle avec marée à 154°E. Moyenne temporelle sur : la période de la simulation (bleu), la période Niño (vert), la période Niña (rouge). Moyenne temporelle et latitudinale de la climatologie CARS à 154°E (cyan). Unité :  $s^{-2}$

Dans cette section, j’ai donc montré que les états « moyens » du modèle avec marée sont consistants avec les modélisations précédentes. Ces états moyens sont en partie responsables du conditionnement de la marée. J’illustre la marée de mon modèle dans la section ci-dessous.



## 8.2 marée barotrope/marée barocline en mer des Salomon

Dans cette section, je présente le signal de marée tel que simulé par notre modèle. Je procède à la validation à la fois de la marée barotrope et de la marée barocline. La marée est forcée aux frontières par FES 2014 (voir section 1 du chapitre 5). Je vais regarder comment la marée barotrope de notre modèle régional se comporte vis à vis de la solution FES 2014. La validation de la composante barotrope est essentielle pour espérer pouvoir reproduire correctement le champ de marée interne. Afin de valider la marée barocline, je vais m'appuyer sur les résultats de Ray and Zaron (2016) qui fournissent une description globale des ondes internes de la marée à partir de l'altimétrie. Il est donc nécessaire dans un premier temps de séparer correctement le mode barotrope des modes baroclines dans notre modèle.

### 8.2.1 Séparation marée barotrope- marée barocline

La question de la séparation de la marée barotrope et de la marée barocline sur un champ océanique quelconque est largement abordée dans le chapitre 6 de la thèse de Nugroho (2017). Cette thèse avait pour objet l'étude de la marée interne et de ses effets dans la région du continent maritime où de forts mélanges des masses d'eaux sont observés entre les océans Pacifique et Indien. Je reprends ici quelques grandes lignes de sa discussion.

Classiquement, le mode barotrope  $V_{bt}$  associé à une variable  $V(z)$ ,  $z$  étant la profondeur, est calculé par intégration sur la verticale de cette variable ( $V_{bt} = \langle V(z) \rangle$ ). La partie barocline du signal se déduit de la différence entre  $V(z)$  et  $V_{bt}$ . La technique a été largement utilisée (Nagai and Hibiya, 2015; Niwa and Hibiya, 2001, 2011) mais elle ne permet pas une séparation propre des modes barotrope/barocline. En effet, Kurapov et al. (2003) ont noté la présence d'énergie barotrope parasite dans le bilan d'énergie barocline suite à l'application de cette méthode. En fait, la méthode simple ne permet pas d'extraire correctement les variations de pression associées à la dynamique purement barotrope (Nugroho, 2017). Notamment, elle ne prend pas en compte les variations de pression à la surface libre. Pour corriger ces erreurs, Kelly et al. (2010) proposent une autre approche dans laquelle la pression barotrope est définie comme étant la moyenne sur la verticale plus un profil vertical lié aux fluctuations de la surface libre. Ses résultats et ses hypothèses se rapprochent de la méthode des modes verticaux.

Nugroho (2017) suggère que la séparation barocline/barotrope est presque parfaite à travers l'analyse en mode vertical. Pour rappel, les modes verticaux sont des solutions de l'équation de Sturm Liouville. Le système d'équation peut être résolu pour la vitesse verticale ou pour la pression. Cette méthode a l'avantage de s'affranchir de la condition de toit rigide en surface. Le mode barotrope (le mode zéro) correspond au mode "rapide". Les modes baroclines ou modes «lents» ont des structures verticales qui varient avec la profondeur. La décomposition en mode verticaux pour un profil discret permet d'écrire toute variable  $X$  (pression ou vitesse) fonction des coordonnées spatiales  $x$ ,  $y$  et  $z$ , et du temps  $t$  sous la forme 8.1. Dans cette relation  $M$  est le nombre total de modes. La part du signal fonction du temps (avec le tilde) est écrite sous forme complexe avec l'amplitude "a" et la phase "G" (relation 8.2). La forme complexe s'obtient en général par analyse en harmonique voire par démodulation complexe.

$$X(x, y, z, t) = \hat{X}_0(z)\tilde{X}_0(x, y, t) + \sum_1^{M-1} \hat{X}_m(z)\tilde{X}_m(x, y, t) = X_{bt} + X_{bc} \quad (8.1)$$

$$\tilde{X}_m(x, y, t) = \Re \left( a_{x,y,m} e^{-G_{x,y,m}} e^{j\omega t} \right) \quad (8.2)$$

L'analyse en harmonique se fait avant la projection en mode verticaux. J'ai utilisé les outils de la SIROCCO TOOLS développée au LEGOS pour résoudre l'équation des modes verticaux à l'aide du solveur DGGEV LAPACK et ainsi j'ai pu séparer la marée barotrope de la marée barocline. Les principales composantes diurnes (K1,O1,P1) et semi diurnes (M2,K2,N2,S2) de la marée sont prises en compte et leur projection sur la verticale est limitée aux dix premiers modes verticaux (9 modes baroclines) qui concentrent plus de 90% de l'énergie de la marée.

### 8.2.2 Validation de la marée

La façon la plus simple de mettre en évidence le signal de la marée se fait à travers un spectre temporel. Les spectres temporels de la SSH moyennés, à l'intérieur de la mer des Salomon et calculés à partir des simulations R36Th\_Niño et R36Th\_niña sont présentés sur la figure 8.5. La marée diurne K1 est la composante dominante du spectre avec une amplitude de l'ordre de 20 cm. La marée diurne O1 et la marée semi diurne M2 se distinguent également avec des amplitudes de l'ordre de 10 cm, vient ensuite la marée S2 avec une amplitude autour de 7 cm. Cette signature spectrale de la marée correspond de façon majoritaire à la marée barotrope. Il est à noter des différences remarquables d'amplitude de l'ordre de 5 cm pour la marée K1 entre les deux périodes ENSO qui peuvent traduire l'effet de la marée interne. En général, le signal de marée est plus fort en période La Niña pour la composante K1 mais aussi pour M2. Je vais me concentrer ci-dessous sur les 2 principales composantes K1 et M2.

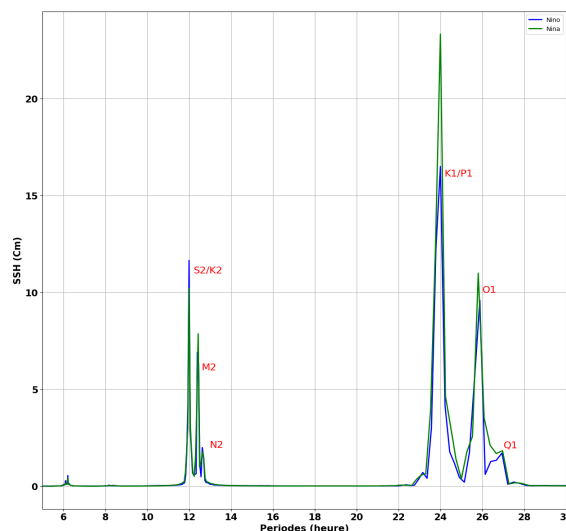


FIGURE 8.5 – Amplitude moyenne de la SSH à l'intérieur de la mer des Salomon déduite par analyses spectrales pour les périodes Niña (vert) et Niño (Bleu). Unité : cm

#### - La marée barotrope

Je vais décrire ici la marée barotrope K1 et M2 simulée par notre modèle au regard des

résultats de FES 2014.

En mer des Salomon, K1 est la composante barotrope dominante (Fig.8.6), son amplitude décroît d'ouest en Est. Elle est de l'ordre de 25 cm dans la mer des Salomon et chute pour n'être plus que de quelques cm à l'est des îles Salomon. La marée M2 est maximale à l'extérieur de la mer des Salomon et quasiment nulle à l'intérieur de la mer des Salomon. Cette description des marées K1 et M2 est en accord avec les résultats de FES 2014. Ce point est crucial pour la capacité du modèle à générer des ondes internes les plus réalistes possibles.

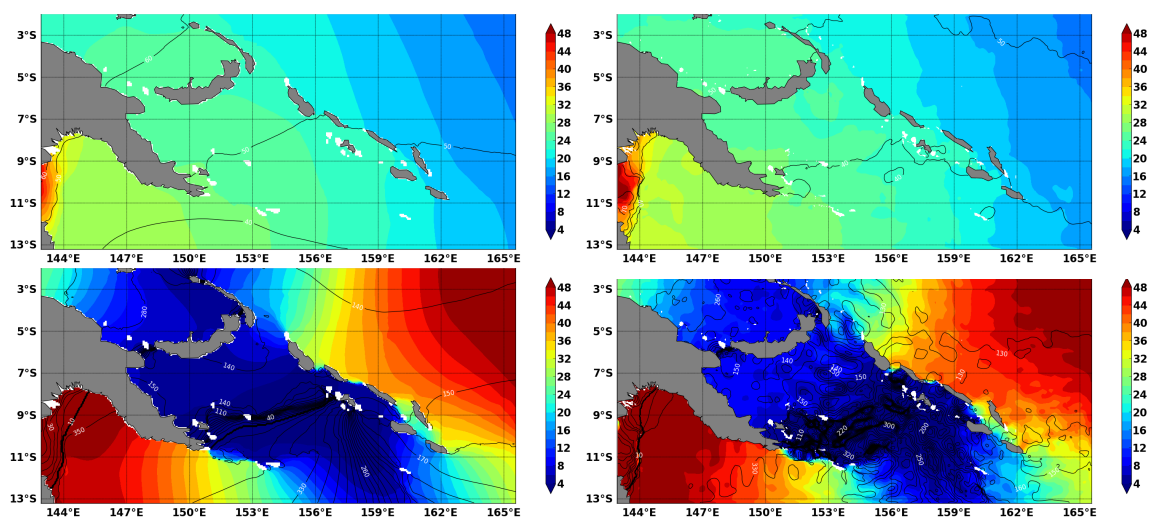


FIGURE 8.6 – Amplitude (couleur) et phase (contour) de la SSH des composantes de marée barotrope K1 (en haut) et M2 (en bas) pour le modèle (à droite) et FES 2014 (à gauche). Le résultat de l'analyse en harmonique du modèle présentée concerne la période Niña, des résultats similaires sont obtenus pour la période Niño. Unité : cm et degré

### - La marée barocline

Si K1 est la composante principale de la marée barotrope en mer des Salomon, M2 apparaît comme la composante principale de la marée barocline. Je vais donc ici me limiter à l'analyse de la marée M2 barocline.

Une estimation de la marée barocline basée sur plus de 20 ans de mesures altimétriques est donnée dans Ray and Zaron (2016). Leur résultat est présenté sur la figure 8.7 (en haut). La marée interne M2 est forte préférentiellement au cœur de la mer de Salomon. Elle la traverse entre le détroit des Salomon et l'extrémité sud est de la PNG. L'amplitude de la marée barocline (cohérente) est de l'ordre de 3-5 cm en mer des Salomon avec une longueur d'onde approximative de 150 km. L'estimation de la marée interne M2 par le modèle est conforme à l'altimétrie quoique l'on note des amplitudes supérieures à 10 cm au niveau du détroit des Salomon. Il existe des différences notables distinctes entre les périodes La Niña et El Niño. La marée interne M2 estimée par R36Th\_Niña ressemble beaucoup aux observations, celle estimée par R36Th\_Niño se caractérise par des longueurs d'ondes plus courtes et une dispersion sur l'ensemble du domaine de la mer des Salomon. Si pendant La Niña, la circulation en mer des Salomon se caractérise par un NGCC plus faible que normal, pendant El Niño le NGCC devient plus fort que normal (Fig. 8.1). Ainsi les interactions entre la circulation en mer des Salomon (qui diffèrent drastiquement entre les deux périodes) et la marée interne pourraient expliquer les différences entre les deux estimations de la marée interne M2. Je vais essayer dans la section 8.5 de quantifier l'impact de

ces interactions marée interne/courant.

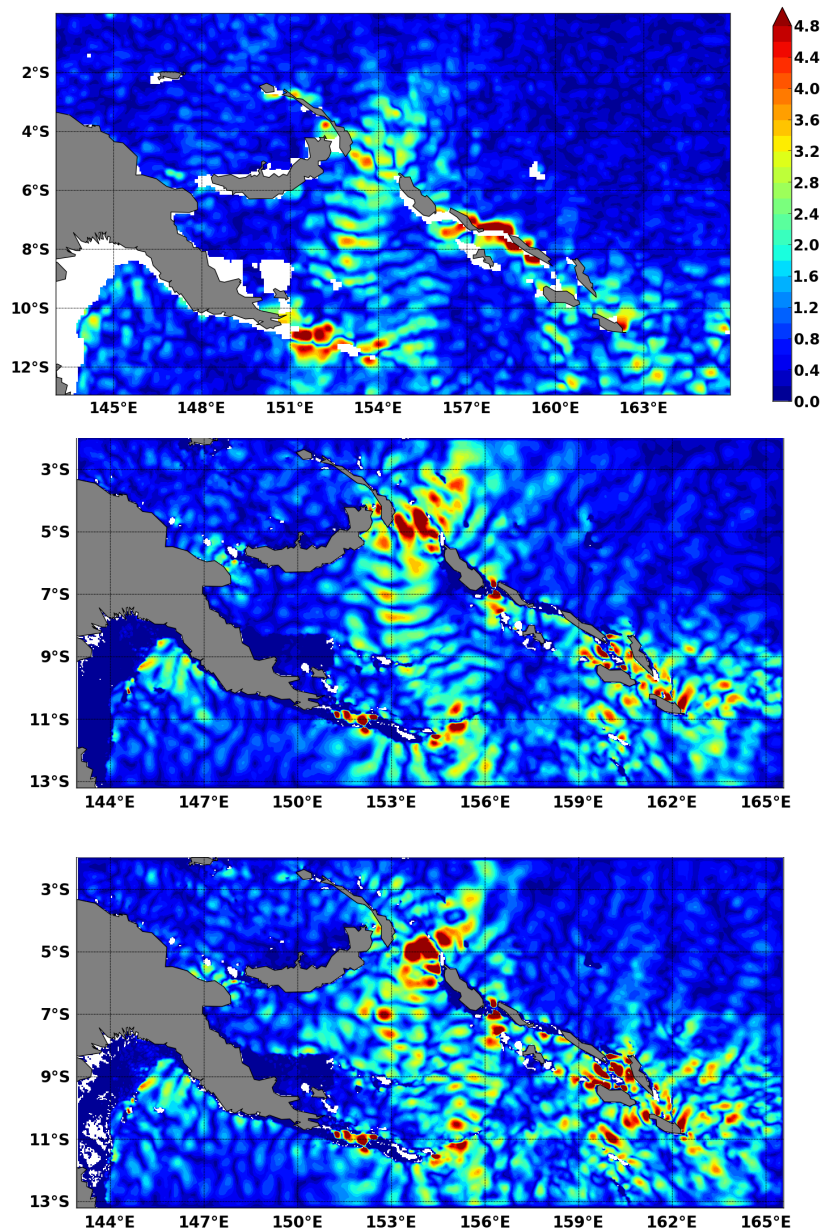


FIGURE 8.7 – Amplitude de la SSH M2 barocline selon : Ray and Zaron (2016) en haut et le modèle sur les périodes Niña (au milieu) et Niño (en bas). Unité : cm

En résumé, il ressort de cette partie que le modèle simule de façon satisfaisante à la fois la marée barotrope et la marée barocline.

## 8.3 Caractéristiques de la marée interne

### 8.3.1 Génération, propagation et dissipation de la marée interne

Dans cette sous section, je vais calculer les différents termes du bilan énergétique associés à la marée. Le bilan énergétique renseigne sur la génération, la propagation et la dissipation de la marée interne. La variation temporelle d'énergie cinétique du modèle s'écrit comme ci-dessous :

$$\frac{1}{2}\rho_0\partial_t u_h^2 = -\rho_0 u_h(\vec{u}_h \cdot \vec{\nabla}_h) - \rho_0 \vec{u}_h \cdot \vec{\omega} \nabla_z u_h - \vec{u}_h \cdot \vec{\nabla}_h p + \rho_0 u_h \cdot D_h + \rho_0 u_h \cdot \nabla_z (\mathcal{K}_v \nabla_h u_h) + D_{\text{time}} \quad (8.3)$$

Dans cette relation  $u_h$  est la vitesse horizontale,  $w$  la vitesse verticale,  $\rho_0$  la densité,  $p$  la pression hydrostatique,  $\mathcal{K}_v$  la viscosité verticale,  $D_h$  la diffusion latérale,  $D_{\text{time}}$  la dissipation d'énergie par le schéma numérique du modèle,  $h$  désigne l'horizontale. Les deux premiers termes de droite de la relation 8.3 constituent l'advection horizontale et verticale respectivement, le troisième le travail de la force de pression, les quatrième et cinquième sont respectivement la diffusion horizontale et verticale.

Intégré sur la verticale, ainsi que sur la période de la marée, les variations d'énergie cinétique sont nulles. Ainsi, le travail des forces de pression équilibre le travail des autres forces (Nugroho, 2017). Ce travail est maximum lorsque la pression et le courant sont en phase et nul si le déphasage est de  $\pi/2$ . Intégré sur la verticale, le travail des forces de pression est égale à la divergence du flux d'énergie horizontale. La divergence du flux d'énergie peut être évaluée séparément pour le barotrope et le barocline. Sur un cycle de marée, les termes d'advection, de Coriolis et de forçage de surface sont négligeables. Si on néglige en plus la dissipation, les énergies cinétiques barotrope ( $E_{bt}$ ) et barocline ( $E_{bc}$ ) s'expriment alors respectivement suivant les equations ci-dessous dans lesquelles  $H$  indique l'horizontale,  $d(h+\eta)$  est la profondeur totale,  $\eta$  la hauteur de la surface libre et  $h$  la profondeur du fond.

$$E_{bt} = \int_d^\eta \nabla_H u_{bt} p_{bt} - (u_{bt} p_{bc})_{z=-h} \nabla_H d \quad (8.4)$$

$$E_{bc} = \int_d^\eta \nabla_H u_{bc} p_{bc} + (u_{bt} p_{bc})_{z=-h} \nabla_H d \quad (8.5)$$

Les premiers termes de droite des relations 8.4 et 8.5 sont respectivement la divergence du flux d'énergie barotrope et la divergence du flux d'énergie barocline. Le deuxième terme, commun aux deux équations est le terme de conversion ou le taux de conversion. Le terme de conversion quantifie le taux de génération de marée interne par interaction de la marée barotrope avec la bathymétrie (Kelly et al., 2010), il évalue le transfert d'énergie entre barotrope et barocline. Par convention dans le SIROCCO TOOLS, le passage de l'énergie du barotrope vers le barocline correspond à des valeurs négatives du taux de conversion.

Le taux de conversion et la divergence du flux d'énergie barocline sont du même ordre (s'équilibrent) lorsque la dissipation est négligeable. Sinon, la différence (ou somme suivant la convention utilisée ici) entre ces deux termes donne une idée approximative de la dissipation de la marée. Toutefois, dans le cas d'un modèle numérique, la différence entre taux de conversion et divergence contient en plus la dissipation numérique. Je ne me suis pas attardé sur cette question car la dissipation n'est pas l'objet principal de ma thèse. Je vais décrire les flux d'énergie barotrope, barocline, la conversion barotrope/barocline et la dissipation de la marée en me concentrant uniquement sur la composante principale de la marée interne M2, ce sont évidemment les résultats de la simulation R36Th.

Le flux d'énergie barotrope M2 est principalement orienté plein sud à l'est des îles Salomon et vers le nord-ouest au sud des îles Salomon et au niveau du détroit des Salomon ( $5^{\circ}$ - $6^{\circ}$ S, Fig.8.8 haut). Une partie de cette énergie barotrope s'oriente également vers l'ouest au large du détroit des Salomon. La marée barotrope interagit avec la bathymétrie au niveau du détroit de Salomon, des extrémités sud des îles Salomon et sud-est de la PNG. Il est à noter que le flux barotrope M2 au cœur de la mer des Salomon est très faible comparé au flux à l'extérieur de la mer des Salomon.

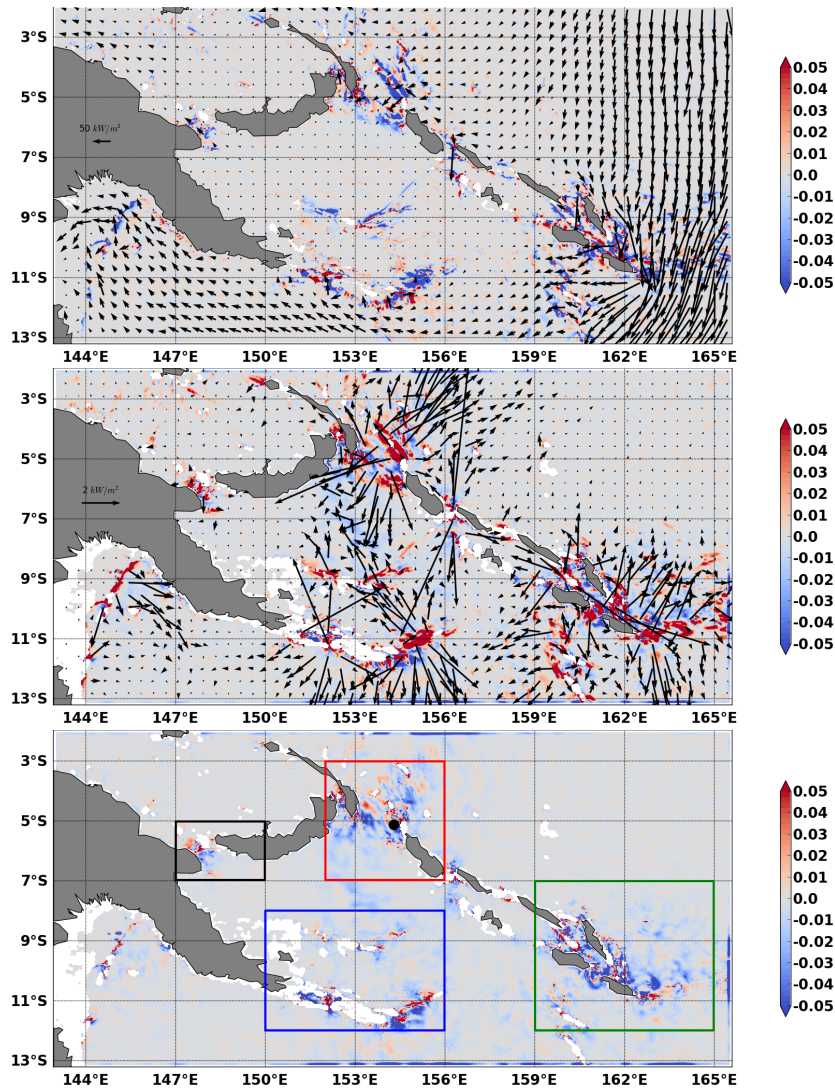


FIGURE 8.8 – Bilan énergétique de la marée M2 du modèle : en haut, taux de conversion en (couleur) et flux d'énergie de la marée barotrope (flèches). Au milieu divergence du flux (couleur) et flux d'énergie barocline (flèches). En bas, somme du taux de conversion et de la divergence du flux barocline : c'est une estimation de la dissipation. Les carrés délimitent les boîtes dans lesquelles le bilan chiffré est indiqué au tableau 8.1. Les zones correspondantes sont : le Canal de St Georges et le détroit de Salomon (en rouge), le détroit de Vitiaz (en noir), la PNG (en bleu) et les îles Salomon (en vert). Le point noir indique la position du mouillage. Unité :  $W/m^2$

L'interaction de la marée barotrope avec la bathymétrie génère de la marée barocline, le taux de conversion barotrope/barocline est représenté en couleur sur la figure 8.8 haut). Selon la convention adoptée ici, les valeurs négatives indiquent les zones de génération. Il existe trois principales zones de génération : le détroit de Salomon, le long des extrémités sud des îles Salomon

et sur les deux pointes de la PNG. Ces trois zones majeures sont confirmées par les valeurs maximales positives de la divergence du flux barocline.

Le flux d'énergie barocline se propage dans toutes les directions à partir des sites de génération. Une partie de ce flux d'énergie barocline pénètre en mer des Salomon. Il s'agit principalement de celui formé à la pointe de la PNG qui se propage vers le Nord ouest et de celui formé au détroit des Salomon dont le sens de propagation est le sud-ouest. Ainsi, on observe un flux d'énergie barocline qui se concentre dans le milieu de la mer des Salomon entre 153°E et 156°E : Description en accord avec la signature en niveau de la mer mentionnée plus haut. La figure 8.8 du bas montre que la dissipation est principalement localisée au niveau des zones de génération de la marée interne et plus spécifiquement dans la partie nord de la mer des Salomon.

Sur l'ensemble du bassin (en période Niña), 16 GW de marée barotrope M2 sont convertis en marée barocline. Je vais m'intéresser à ce qui se passe au niveau des zones de génération. J'ai donc défini quatre boîtes pour lesquelles j'ai confronté les chiffres des termes du bilan décrits plus haut. La boîte 1 correspond au détroit des Salomon et au canal Saint-George, la boîte 2 au détroit de Vitiaz, la boîte 3 à l'extrémité sud des îles Salomon et la boîte 4 à l'extrémité sud est de la PNG (voir figure.8.8). J'ai estimé les flux d'énergie barotrope entrant (BTFin) et sortant (BTfout) des boîtes. La différence entre les flux barotropes entrant et sortant d'une boîte peut être vu comme l'énergie de marée barotrope disponible dans la boîte pour la transformation en marée barocline, nous l'appelons le flux barotrope disponible (BTfdis). La conversion d'énergie barotrope/barocline (CVR) est intégrée dans la boîte. Le rapport entre le taux de conversion et le flux barotrope disponible donne le pourcentage d'énergie barotrope transformée en énergie barocline (P1 au tableau 8.1). D'un autre côté, le rapport entre l'énergie barocline qui a été généré (CVR) et le flux barocline à travers la boîte (Bcout-Bcin) donne une idée sur le pourcentage de la marée barocline qui se dissipe dans la boîte (P2 au tableau 8.1).

Les principaux foyers de génération de marée interne sont : le sud de l'île de Salomon (5,39 GW en période Niña), l'extrémité sud-est de la péninsule de PNG (3,76 GW en période Niña) et l'ensemble des détroits de Salomon et Saint-Georges (2,61 GW en période Niña). Le taux de conversion d'énergie barotrope en énergie barocline est de l'ordre de 66%-74% (Tableau 8.1). Le détroit de Vitiaz n'apparaît pas comme une zone importante de génération d'ondes internes (0.2 GW). Cela peut s'expliquer par le peu de flux d'énergie barotrope à même d'interagir avec la bathymétrie au niveau du détroit de Vitiaz. Une grande partie de l'énergie de marée barocline est dissipée localement au niveau du site de génération. La dissipation locale atteint 85% pour la boîte au sud de la mer des Salomon, 76% pour la boîte PNG et 63% au détroit des Salomon. Au final, pour chacune des boîtes, de l'ordre de 0.8 GW de marée barocline se propage à l'extérieur des boîtes dont une partie entrante en mer des Salomon.

En comparaison à la période la Niña, les analyses sur la période El Niño donnent des patterns similaires et un bilan énergétique relativement proche. On peut toutefois noter une différence sensible du flux d'énergie barocline à travers la boîte qui comprend le détroit de Salomon et le Canal de St Georges. Le flux est plus important en période Niña, ceci est du à un taux de dissipation plus faible de 10%. Cette analyse a aussi été effectuée pour les composantes S2, N2, K1. Les pourcentages de conversion sont un peu plus faible ou quelque fois du même ordre que ceux de M2. Il faut noter que les flux des composantes diurnes de la marée traversent la mer des

Unité GW	St Georges et Salomon		Vitiaz		Iles Salomon		PNG	
	Niño	Niña	Niño	Niña	Niño	Niña	Niño	Niña
BTFin	7.25	7.20	1.36	1.34	43.84	43.29	8.48	9.17
BTFout	3.06	3.25	1.13	1.09	35.57	36	3.48	3.85
BTFdis	4.19	3.95	0.23	0.25	8.27	7.29	5	5.32
CVR	2.66	2.61	0.2	0.25	6.09	5.39	3.67	3.76
P1%	63	66	86	100	74	74	73	71
BCin	0.12	0.07	0.03	0.02	0.03	0.08	0.22	0.08
BCout	0.73	0.96	0.04	0.07	1.03	0.8	0.97	0.92
BCout-BCin	0.61	0.89	0.01	0.05	1.	0.72	0.75	0.84
P2%	73	63	80	72	83	85	74	76

TABLEAU 8.1 – Bilan énergétique de marée dans quatre zones principales de la mer de Salomon. BT-Fout, BTFin, BCout et BCin sont respectivement les flux barotrope et barocline de marée sortant et entrant dans les boîtes. BTFdis= BTFout-BTFin, CVR est le taux de conversion barotrope/barocline. P1 et P2 représentent respectivement les pourcentages de flux barotrope transformée en flux barocline et de marée barocline dissipée dans la boîte

Salomon de façon identiques à la circulation des courants de bord-ouest (non montré).

### 8.3.2 Répartition modale et profil vertical

Jusqu'à ce niveau, j'ai donnée la vision intégrée sur la verticale de la marée barocline. Mais cette marée générée au niveau de la topographie se propage en raies de la surface au fond avant de se dissiper et son énergie est répartie selon les différents modes verticaux.

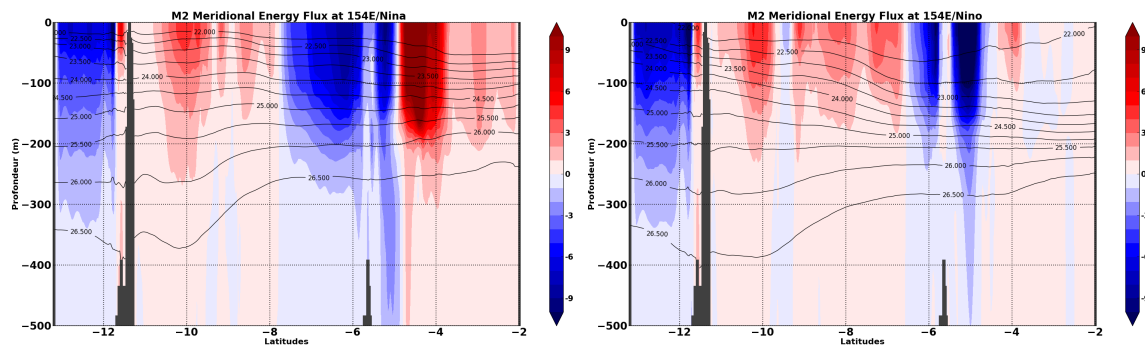


FIGURE 8.9 – Profil vertical à 154°E du flux barocline M2 méridien (en couleur) en fonction de la latitude (en abscisses) pour les périodes Niña (à gauche) et Niño (à droite). Les lignes noires indiquent la densité potentielle. Unité :  $\text{kW/m}^2$  pour le flux et  $\text{Kg/m}^3$  pour la densité

Le flux d'énergie barocline pris sur la section verticale à 154°E (centrée sur le signal de marée interne traversant la mer des Salomon) montre une énergie concentrée dans les couches de surface inférieures à 300 m. Pendant La Niña, le flux venant du détroit de Salomon est plus fort que le flux venant de la PNG mais les deux couvrent la même distance pour interférer au milieu de la mer des Salomon. Pendant El Niño, c'est le contraire et le flux venant de la PNG parcourt toute la mer des Salomon. Ces différences, montrent l'importance des interactions de la marée interne et la circulation, précisément avec le NGCC en El Niño et le SSI en La Niña.

Grâce à la décomposition modale, je peux aussi extraire l'énergie associée à chacun des modes. Dans la mer des Salomon (Fig.8.10), le mode 1 de M2 est largement dominant. Il explique plus



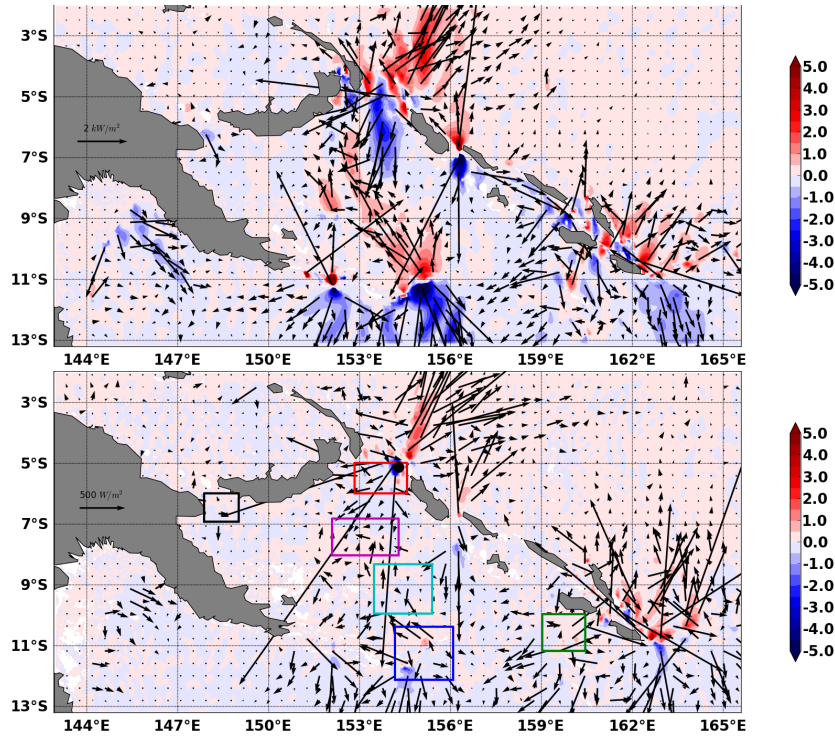


FIGURE 8.10 – Mode 1 et Mode 2 du flux M2 barocline méridien pendant la période Niña (en couleur). Les flèches sur les figures indiquent la direction de propagation du flux total suivant le mode. Les carrés correspondent aux boîtes dans lesquelles les diagrammes TS de la figure 8.16 sont réalisés. Les histogrammes de la figure 8.11 sont fait dans la boîte rouge. Le point noir dans la boîte rouge rappelle la position du mouillage. Unité :  $\text{kW}/\text{m}^2$

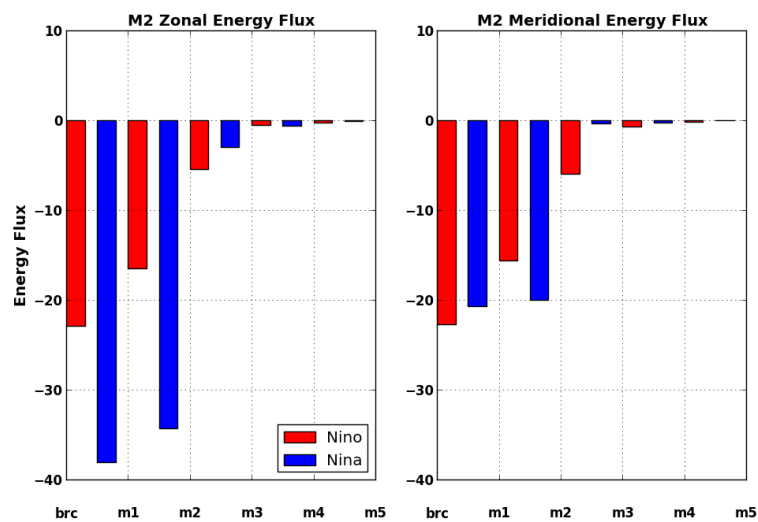


FIGURE 8.11 – Histogramme du flux zonal (à gauche) et méridien (à droite) d'énergie barocline M2 intégré dans la boîte  $6\text{S}-5\text{S}/152.8\text{E}-154.6\text{E}$ . Le flux total barocline (brc) et les 5 premiers modes non nul (m1 à m5) sont représentés pour les période Niña (en bleu) et Niño (en rouge). Unité :  $\text{kW}/\text{m}^2$

de 80% du flux à l'entrée du détroit de Salomon, le mode 2 explique en grande partie les 20% restant (Fig. 8.11). Pendant El Niño, le mode 2 est un peu plus fort.

En somme, la marée barotrope et la marée barocline du modèle sont très proches des observations. La signature en surface de la marée barocline dans la mer des Salomon atteint 5 cm en moyenne. Cette marée barocline reste confinée environ à 2° de part et d'autre de 154°E pendant la circulation normale ou en période La Niña. En période El Niño, les interactions entre courant et marée disperse la marée barocline au sein de la mer des Salomon. La marée barocline du modèle est générée en trois endroits principalement. Une large partie se dissipe localement, une partie se propage au travers la mer des Salomon selon le mode barocline 1. Dans la suite, je vais explorer la marée à la l'aide des mesures de mouillages sans toutefois chercher à faire une comparaison pointue avec le modèle.

### 8.3.3 Une vision in situ

Très peu de données existent dans la région pour l'étude des processus à haute fréquence. Au large de la mer des Salomon, lors de l'expérience COARE, Gourdeau (1998) a analysé les mesures d'un mouillage situé un peu plus au nord et à l'est (2°S/156E) de la mer des Salomon. Il a conclu que la marée barocline semi-diurne y compris M2, S2 et N2 expliquait 59% de la variance du niveau de la mer et que 70% de la variance du déplacement vertical était le fait des modes verticaux 1 et 2. Il a noté que le signal de marée interne qu'il analysait aurait sa source au niveau des îles Salomon.

Dans cette section, je vais essayer de confronter les résultats du modèle avec les quelques observations acquises au cours des campagnes Pandora et Moorspice. Neuf mouillages ont été déployés dans les régions de courants de bord (Fig.5.5, voir section 3 du chapitre 5). Seul le mouillage situé à l'extrémité Nord des îles Salomon (SM3 sur la figure 5.5, voir section 3 chapitre 5) présente une couverture sur la verticale acceptable pour l'étude de la marée. Néanmoins, les mesures au dessus de 100 m sont inexistantes. La plus longue série de mesures à ce mouillage et qui est commune aux différents instruments couvre la période du 06/05/2013 au 02/01/2014, période correspondante à une situation neutre par rapport à ENSO. J'ai exploité ces données sachant que les résultats ne peuvent servir de validation du modèle : la période de mesure étant très différente de celle du modèle.

Le mouillage est situé à 5.14°S/154.3°E sur une pointe de bathymétrie. Le paramètre de Coriolis à la latitude du mouillage vaut  $1.3 \times 10^{-5}$  rads<sup>-1</sup>, soit une période d'inertie d'un peu plus de 5 jours et demi. Ainsi, sur un spectre en fréquence les mouvements d'inertie sont bien séparés des oscillations semi diurne et diurne liées à la marée. On déduit d'ailleurs du spectre d'énergie cinétique que, le signal de marée à 119 m au niveau du mouillage est dominé par les composantes semi-diurne (Fig.8.12). Il s'agit dans l'ordre de M2, S2 (et ou K2, ces ondes de périodes respectives de 12 et 11.97 h ne peuvent être séparées correctement dans cette courte série) et de N2. Le reste du signal de marée est constitué essentiellement de fréquences diurnes K1 (et ou P1, périodes respectives de 23.97 et 24.07 h) et S1. Un signal plus haute fréquence : le quatrième diurne (M4 et ou Ms4 de périodes respectives 6.21 et 6.10 h), d'amplitude proche du diurne est présent dans le spectre.

Afin d'extraire les caractéristiques de la marée au mouillage, nous avons utilisé la période

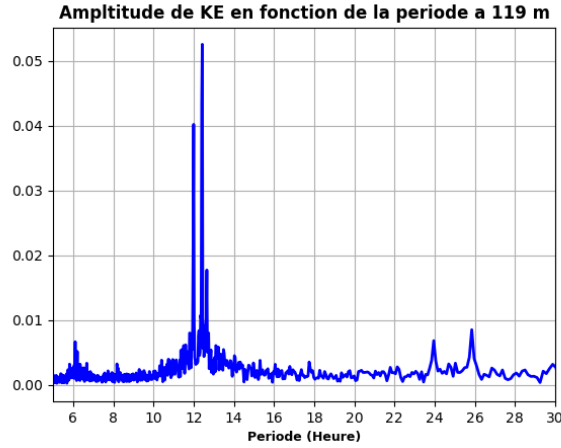


FIGURE 8.12 – Amplitude de l'énergie cinétique au premier niveau du mouillage SM3 (119m) en fonction de la fréquence. Les amplitudes sont obtenues de l'analyse spectrale temporelle. Unité :  $\text{m}^2/\text{s}^2$

d'inertie comme période de coupure (5 jours) pour mettre en place un filtre (moyenne glissante). Par cette opération, nous isolons le signal de marée des ondes d'inertie, de la mésoéchelle et du reste des variations basse fréquence. Les composantes diurnes et semi-diurnes sont obtenues par démodulation complexe. A la différence de l'analyse en harmonique, la démodulation complexe du signal permet d'obtenir des séries à une fréquence donnée permettant d'accéder aux modulations temporelles de l'amplitude et de la phase du signal d'intérêt et par exemple d'accéder à la modulation morte/vive eaux. Je l'ai appliqué aux fréquences 12 h et 24 h pour déduire respectivement les composantes semi-diurne et diurne.

Je présente ci-dessous les déplacements verticaux des isopycnes ( $\xi(z, t)$ ) associés aux marées internes diurnes et semi diurnes et évalués selon la relation 8.6 telle que décrite dans Mohanty et al. (2017); Vic et al. (2018). La densité instantanée  $\rho(z, t)$  de 8.7 est calculée à partir des champs de température et de salinité du mouillage, l'anomalie de densité  $\rho'(z, t)$  est la différence de  $\rho(z, t)$  avec la moyenne sur 5 jours à chaque niveau vertical ( $\bar{\rho}(z)$ ).

$$\xi(z, t) = \frac{\rho'(z, t)}{(\bar{\rho}/g)N^2} \quad (8.6)$$

$$\rho'(z, t) = \rho(z, t) - \bar{\rho}(z) \quad (8.7)$$

A la profondeur de 119 m, le déplacement vertical des isopycnes atteint 30 m (Fig.8.13). Comme sur le spectre, la composante semi diurne domine sur la composante diurne (Fig.8.13)

Les profils verticaux moyens de la fréquence de Brunt Väisala calculés respectivement avec les mesures du mouillage ainsi que les données climatologiques CARS sont représentés à la figure 8.14. Les deux profils sont assez bien corrélés sur les profondeurs pour lesquelles il existe des mesures du mouillage à savoir donc 110-1600m. Par conséquent, les modes verticaux au point du mouillage sont évalués à partir du profil CARS, car celui-ci est complet de la surface au fond. Toutefois, les données existantes du mouillage sont suffisantes pour faire leur projection sur les différents modes verticaux. J'ai donc pu évaluer les flux d'énergie barocline diurne et semi diurne pour chaque mode en suivant la technique décrite en section 8.2.1.

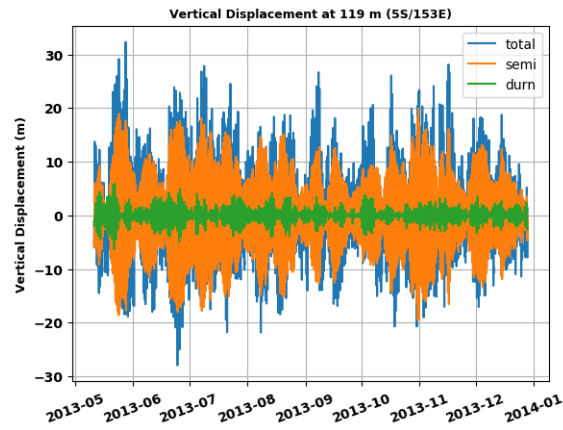


FIGURE 8.13 – Série temporelle du déplacement vertical des isopycnés à 119m. En bleu le signal total, en orange le semi-diurne et en vert le diurne. Unité : m

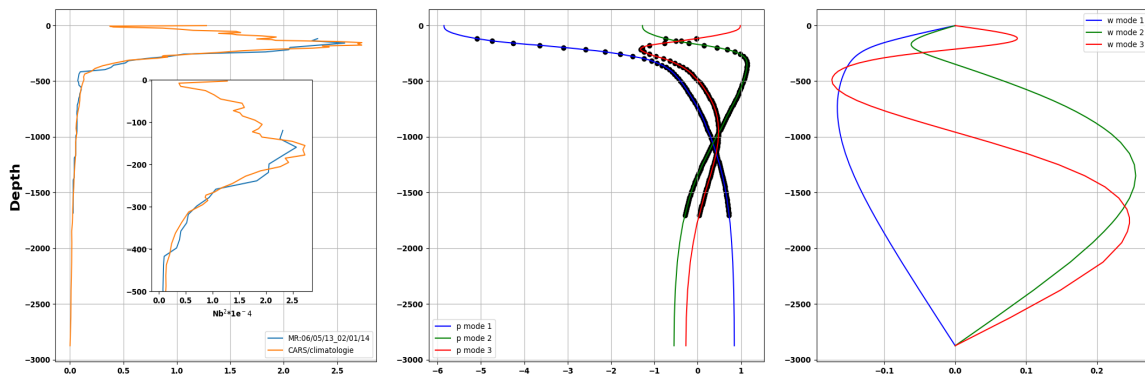


FIGURE 8.14 – À gauche, Fréquence de Brunt vaisala obtenue avec les mesures du mouillage (en bleu) et la climatologie Cars (en orange) au point le plus proche du mouillage. Au milieu et à droite, les structures verticales des trois premiers modes verticaux de pression et de vitesse verticale respectivement. Les pointillés noirs sont les points de mesure du mouillage.

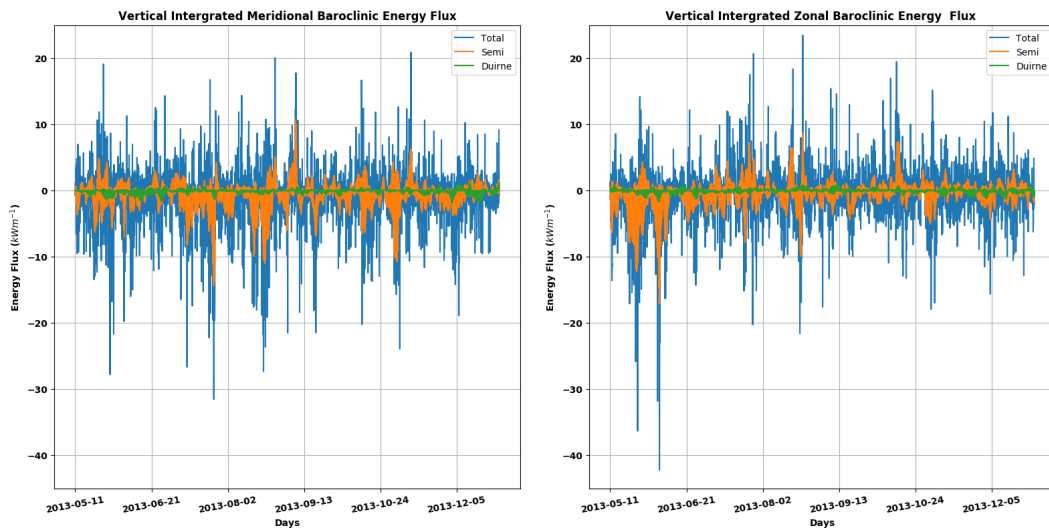


FIGURE 8.15 – Série temporelle du flux méridien (à gauche) et zonal (à droite) d'énergie barocline issue du mouillage. Les flux sont intégrés sur la verticale : en bleu le flux total, en orange le flux semi diurne et en vert le flux diurne. Unité : Kw

Au niveau du mouillage, les flux baroclines intégrés sur la verticale sont élevés aussi bien pour les composantes zonales que méridiennes (Fig.8.15). Sans surprise, le flux d'énergie est constitué presque exclusivement du semi diurne. Le flux d'énergie semi diurne se propage majoritairement vers le sud ouest en direction donc de la mer de Salomon, avec quelques renversements vers le nord est loin de la mer des Salomon.

La figure 8.16 donne la répartition du flux d'énergie en fonction des modes. Le mode 1 semi-diurne domine et montre un flux d'énergie moyen vers l'ouest et vers le sud. Bien que les périodes diffèrent de celle du modèle, je retrouve les mêmes tendances. Le semi-diurne du mouillage combine M2,S2 et K2 ceci peut expliquer que les ordres de grandeurs des flux entre mouillage et modèle ne soient pas équivalents.

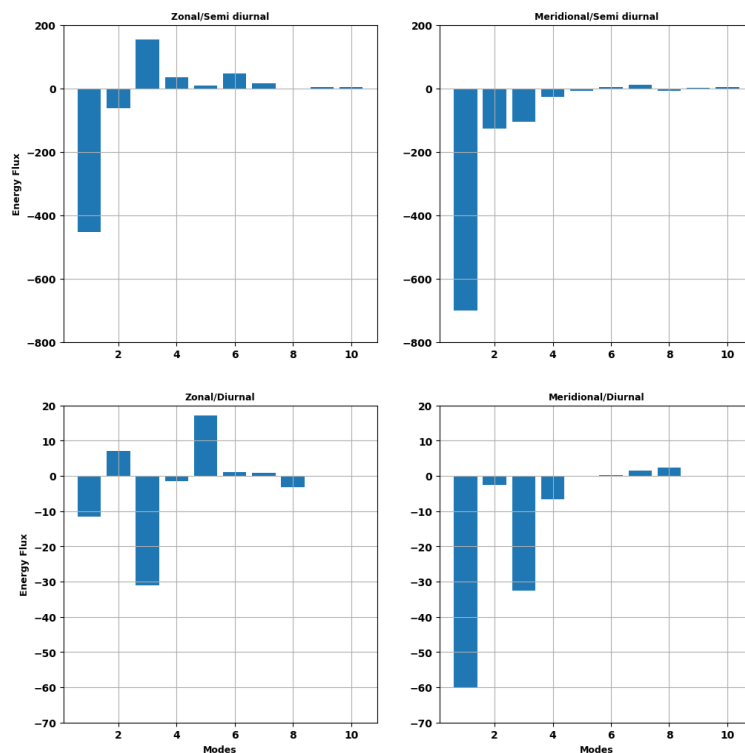


FIGURE 8.16 – Flux d'énergie barocline en fonction des 10 premiers modes verticaux : A gauche les flux zonaux, à droite les flux méridiens. En haut les flux semi-diurne et en bas les flux diurnes. Unité : W

Les différentes analyses effectuées à l'aide du mouillage donnent une vision de la marée interne au détroit des Salomon. Les flux sont très forts au niveau du mouillage et dirigés Nord-est ou Sud-ouest. Des flux aussi intenses, se propageant dans les directions obtenues par le mouillage ont été observés dans la zone du mouillage avec le modèle. Le modèle montre que le mouillage a été placé dans une zone de génération, ce qui justifie les fortes valeurs de flux. Le modèle et le mouillage s'accordent sur le fait que la marée interne dans la mer des Salomon est dominée par le mode 1, par le semi-diurne et notamment la composante M2. Dans la suite, je vais regarder les éventuels changements en terme de propriétés des masses d'eaux (en température et salinité) ainsi que de dynamique des courants et la mésoéchelle que pourrait apporter l'introduction de la marée dans le modèle.

## 8.4 Impact de la marée sur les propriétés des masses d'eaux

Ce travail sur les effets de la marée sur les masses d'eaux est fait dans la continuité des travaux de Melet et al. (2011) et Germeineaud et al. (2016) qui ont décrit les transformations de masses d'eaux ayant lieu en mer des Salomon (section 2.2.2.4). Melet et al. (2011) ont appliqué dans leur modèle la paramétrisation développée par Koch-Larrouy et al. (2007) où l'énergie des ondes internes est entièrement dissipée à l'intérieur de la mer des Salomon et cela en grande partie au niveau de la thermocline. Ainsi Melet et al. (2011) apporte une première réponse quant au rôle des marées pour transformer les masses d'eaux en mettant en avant le mélange diapycnal. A noter que ces résultats sont dépendants des hypothèses inhérentes à cette paramétrisation, notamment sur la façon dont se dissipe cette énergie des marées internes. Germeineaud et al. (2016) ont quant à eux décrit à travers les mesures des campagnes Pandora et Moorspice les transformations de masses d'eaux observées.

Dans un premier temps, j'illustre à partir des sorties journalières pour toute la période de la simulation sans marée (SM) les transformations de masses d'eaux en mer des Salomon à travers des diagrammes TS moyennés dans des boîtes définies à la figure 8.10. Une vision boîte par boîte permet de voir comment les eaux se transforment en mer des Salomon. Les eaux entrant en mer des Salomon sont transportées par le NVJ (boîte 1) et les courants de bord NGCC/NGCU (boîte 2). Le NVJ transporte les eaux très salées de la SPTW au niveau de la thermocline (section 2) comme le montrent les diagrammes TS des boîtes correspondantes. Les eaux des boîtes 1 et 2 se retrouvent ensuite au niveau de la boîte 3 au large de Woodlark où le diagramme TS, situé entre les 2 précédents, montre le mélange de ces différentes masses d'eaux. La boîte 4 centrée au milieu du bassin nord montre un mélange important avec une forte érosion du maximum de sel que l'on retrouve au détroit de Vitiaz (boîte 5). Les courants de bords sortant au détroit des Salomon (boîte 6) transportent des eaux de la thermocline où le maximum de sel a été encore largement érodé. Cette évolution ou changement progressif des masses d'eau à travers la mer de Salomon est conforme à celle décrite dans la littérature (Germeineaud et al., 2016; Melet et al., 2011).

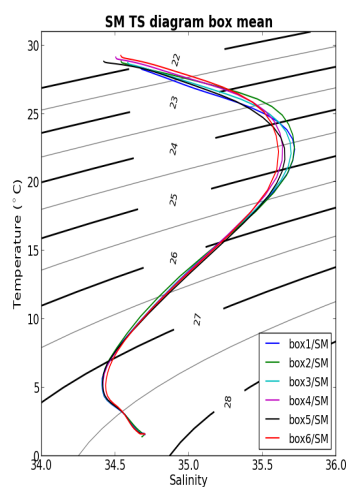


FIGURE 8.17 – Diagramme TS (SM) moyenné dans différentes boîtes dans la mer des Salomon. La position des boîtes est indiquée en figure 8.10

Le scénario est similaire pour la configuration avec marée (AM). Il n'en demeure pas moins que des différences existent entre ces deux configurations. Pour quantifier les effets de la marée sur les masses d'eaux, j'ai travaillé à partir des sorties journalières sur la période commune des configurations avec et sans marée (31/12/1996 au 30/03/1999). En rapport avec les travaux de Melet et al. (2013, 2011), les masses d'eaux sont classées comme suit : les eaux de surface (SW, Surface Water :  $\sigma < 23.3$ ), les eaux de la thermocline supérieure (TW, thermocline water :  $23.3 < \sigma \leq 25.7$ ) et les eaux intermédiaires (IW, Intermediate Water :  $26.7 < \sigma \leq 27.5$ ). Je présente sur la figure 8.18 de gauche, les anomalies de salinité AM-SM en fonction de la densité pour les différentes boîtes. On observe des anomalies de salinité atteignant 0.06 pour les eaux de la thermocline supérieure et 0.02 pour les eaux intermédiaires. En plus des anomalies de salinité, on observe également dans les différentes boîtes des anomalies de températures en fonction de la densité (8.18 de droite). Les boîtes mettent en avant le refroidissement des eaux de surfaces et de la thermocline ainsi que le réchauffement des eaux intermédiaires. Par conséquent, la marée a eu pour effet de dessaler et refroidir les eaux de la thermocline, et à l'inverse de saler et réchauffer les eaux intermédiaires

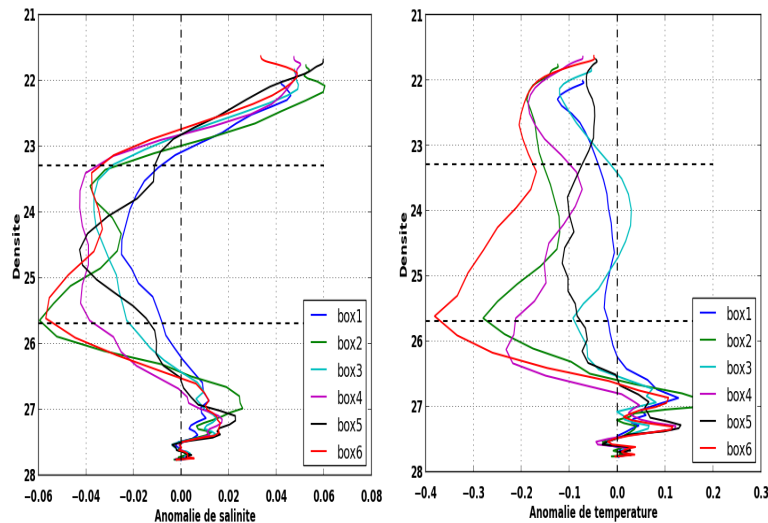


FIGURE 8.18 – Anomalies (AM-SM) de salinité (à gauche) et de température (à droite) en fonctions de la densité. L’anomalie est calculée dans les différentes boîtes de la figure 8.10. Les lignes horizontales noires délimitent les TW à 23.3 et 25.7  $\text{kg/m}^3$

Je me suis par la suite intéressé à la distribution spatiale des changements de température et de salinité entre les simulations AM et SM. Les différences des champs moyens de température et de salinité entre les simulations AM et SM pour les trois couches d’eaux définies ci-dessus sont illustrées à la figure 8.19. On retrouve les changements décrits plus haut avec des anomalies négatives de salinité et température des TW et des anomalies positives pour l’IW. Les eaux de surface (SW) se distinguent par des anomalies de salinité et de température respectivement positive et négative qui traduisent des couches de surface plus denses pour la simulation AM. Ces résultats s’apparentent à ceux de Melet et al. (2011) qui attribuent les anomalies de salinité au mélange diapycnal. Ces anomalies se répartissent dans l’ensemble de la mer des Salomon mais se concentrent particulièrement dans la partie centrale et est de la mer des Salomon où elles peuvent atteindre des valeurs importantes de l’ordre de 0.5°C en température et 0.1 en salinité .

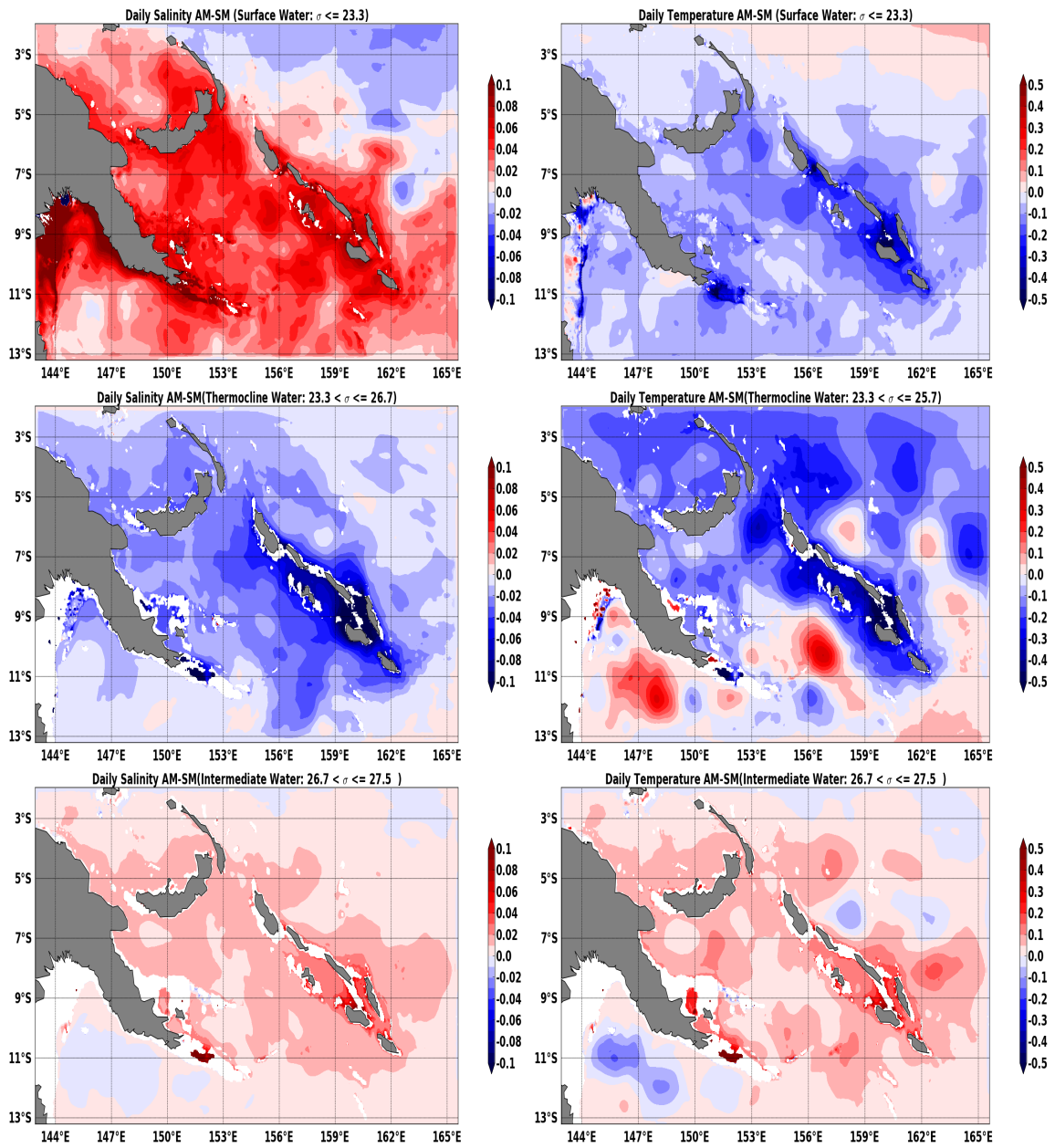


FIGURE 8.19 – Anomalie (AM-SM) de salinité (haut) et de température (en bas) moyenne journalière entre les modèles avec et sans marée



Il est somme toute curieux de ne pas retrouver une signature particulière en température et salinité au niveau des zones importantes de génération/dissipation de la marée interne (extrémité sud est de la PNG et des îles Salomon, détroit de Salomon). Une explication est peut être dynamique : Dans cette région où l'on observe les différences les plus marquées les courants ne sont pas très intenses et l'on devrait observer plus facilement l'effet propre de la marée alors que les autres zones sont localisées dans des régions de très forts courants où les effets de la dynamique prévalent.

On peut légitimement penser que les changements de température et de salinité associés à la marée au travers d'un mélange diapycnal sont associés à des différences de stratification entre les deux simulations. Je présente les profils de Brünt Vaissala moyens pour les simulations AM et SM sur la mer des Salomon (Fig.8.20). On observe des différences de stratification marquées entre 50 et 100 m à l'interface entre les eaux SW et TW mais aussi entre 300 et 400 m à l'interface entre les eaux IW et la basse thermocline. La stratification est alors plus faible dans le modèle avec marée, ce qui est plutôt favorable au mélange diapycnal car les barrières entre les masses d'eaux sont moins importantes.

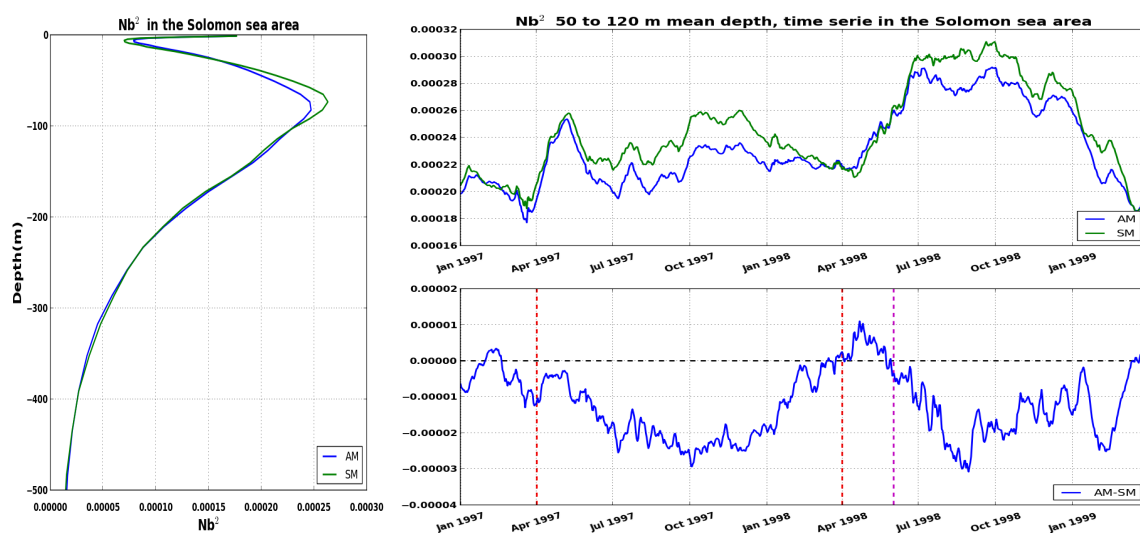


FIGURE 8.20 – Fréquence de Brünt Vaisala moyennée dans la mer des Salomon pour les modèles avec marée (bleu) et sans marée (vert). A gauche, profil vertical moyen. A droite, en haut : les séries temporelles de  $N^2$  pour les simulations AM (bleu) et SM (vert), en bas : série temporelle de l'anomalie AM-SM de  $N^2$ . La période Niño est délimitée par les lignes verticales pointillées rouge, la période Niña se situe à droite de la ligne en magenta

Pour illustrer comment ces effets de la marée évoluent avec les conditions océanique basse fréquence, j'ai pour les simulations AM et SM, regardé l'évolution temporelle de la fréquence de Brünt Vaisala moyennée entre les profondeurs (50-100m) où l'on observe des anomalies conséquentes. La stratification montre une variabilité interannuelle associée à ENSO. Dans les deux simulations, elle est plus faible pendant El Niño et plus forte pendant La Niña en lien avec les anomalies grande échelle de masses d'eaux associées à ENSO et transportées en mer des Salomon (Melet et al., 2013). Si les différences entre AM et SM sont quasiment nulles pendant les périodes neutres, elles sont particulièrement sensibles pendant ENSO avec des anomalies négatives indépendantes des phases El Niño ou La Niña. Dans les deux situations, nous avons une accentuation des courants (NGCC pendant El Niño ; SSI pendant La Niña ; section 2.2.2) au

niveau d'une zone de génération de marée interne qui laisse penser à un effet dû aux interactions entre marée et circulation. Une stabilité moindre pendant El Niño accentuée par l'effet de la marée est censée favoriser le mélange comparé à La Niña et au modèle sans marée. Ceci est en accord avec l'analyse des anomalies interannuelles de température et salinité décrite dans Melet et al. (2013).

Ce travail sur l'effet de la marée sur le mélange mérite d'être approfondi. J'ai mis en évidence la relation entre marée et circulation, dans la suite, je vais regarder comment la marée peut impacter la dynamique des courants et la méso-échelle.

## 8.5 Effet de la marée sur la dynamique des courants et la méso-échelle :

L'objectif ici est d'étudier les interactions entre circulation « moyenne » et turbulente en mer des Salomon et de regarder si les interactions entre courant et marée influent sur ces interactions. Pour ce faire, j'ai travaillé à partir des sorties journalières sur la période commune des simulations avec (AM) et sans (SM) marée (31/12/1996 au 30/03/1999). Afin de séparer la partie « stationnaire » de la partie « variable » des champs de courants j'utilise une moyenne glissante à 90 jours. Ainsi les courants moyennés à 90 jours vont définir l'énergie basse fréquence (MKE) et les anomalies de courants par rapport aux moyennes à 90 jours vont définir l'énergie haute fréquence (EKE) associée à la méso-échelle. Après la présentation des champs d'énergie cinétique, je discuterai brièvement des instabilités barotropes et baroclines en jeu. C'est un travail préliminaire et l'annexe B donne plus de détails sur l'évaluation de ces deux modes de conversion d'énergie ainsi que sur les autres termes participant aux transferts d'énergie entre les différents réservoirs.

### 8.5.1 MKE et EKE :

Ici je décris la distribution spatiale de MKE et EKE en mer des Salomon. Au regard de la complexité de la circulation, je commence par la distribution verticale avant de décrire la distribution horizontale.

#### 8.5.1.1 Distribution verticale :

Pour représenter la distribution sur la verticale des énergies MKE et EKE, j'ai choisi une section à 154°E qui traverse la mer des Salomon de l'extrémité sud est de la PNG où entre le NGCU et le détroit des Salomon, lieu de sortie des courants de bord et du SSI entrant en mer des Salomon (section 2.2). La MKE, comme l'EKE, présente de grandes hétérogénéités sur la verticale et les deux simulations AM et SM sont largement ressemblantes. La MKE se caractérise par un maximum d'énergie autour de 11°S (l'extrémité sud est de la PNG) qui s'étend au-delà de 600 m de profondeur. Cette énergie est associée aux courants de bord NGCC/NGCU, elle est maximale dans les couches de surface. On retrouve la signature des courants de bord aux environs des Woodlark (9°S) avec une signature en profondeur autour de 200m. Un autre maximum de MKE est observé autour de 6°S, au niveau du détroit des Salomon, dans les couches de surface

et doit correspondre au SSI. Quoique plus faible, on remarque une extension en profondeur de la MKE autour de 400m au détroit de Salomon, signature des courants de bord. Les maxima d'énergie dépassent les  $1000 \text{ cm}^2/\text{s}^2$  ce qui montrent l'intensité de la circulation en mer des Salomon.

L'EKE associée à cette circulation « moyenne » présente une structure proche de celle de la MKE avec un fort signal autour de  $11^\circ\text{S}$  associé aux NGCC/NGCU qui s'étend en subsurface et un fort signal dans les couches de surface maximum cette fois entre  $9^\circ\text{S}$  et  $7^\circ\text{S}$  (entre le NGCC et le SSI). Le niveau d'énergie est là aussi conséquent avec des valeurs de  $600 \text{ cm}^2/\text{s}^2$  dans le courant de bord et dépassant  $900 \text{ cm}^2/\text{s}^2$  dans les couches de surface de faible MKE. Si au premier ordre, les simulations AM et SM se ressemblent, on peut toutefois constater que la simulation avec marée se distingue par un maximum de MKE à  $11^\circ\text{S}$  plus faible en surface mais qui s'étale davantage en profondeur, et un maximum de MKE en surface à  $6^\circ\text{S}$  plus fort. En ce qui concerne l'EKE, la simulation avec marée montre une énergie plus diffuse au niveau du courant de bord et légèrement plus intense dans la couche de surface au centre du bassin.

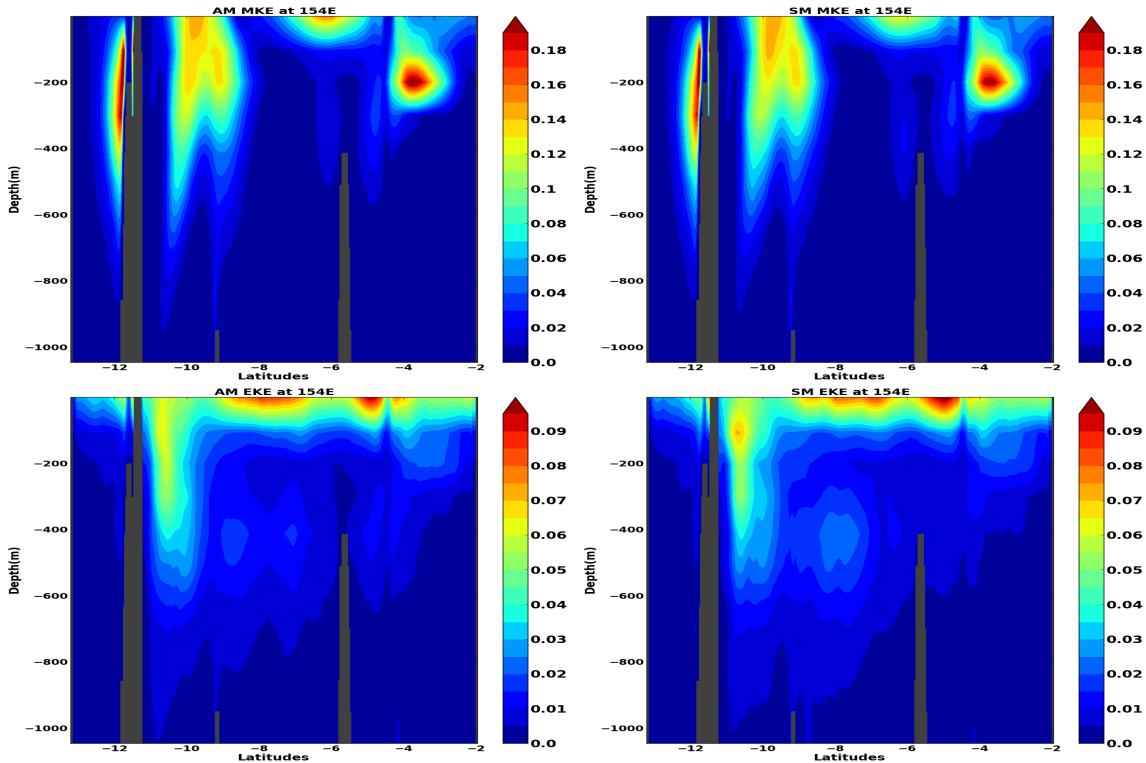


FIGURE 8.21 – MKE et EKE à  $154^\circ\text{E}$  pour les simulations AM (à gauche) et SM (à droite). Unité :  $\text{m}^2/\text{s}^2$

### 8.5.1.2 Distribution horizontale

Afin de prendre en compte la structure complexe des courants sur la verticale, je présente la distribution horizontale de MKE et EKE intégrée sur la verticale entre la surface et 1200 m. La figure 8.22 représente la MKE et l'EKE pour les simulations AM et SM marée. En mer des Salomon, la MKE met clairement en évidence l'énergie des courants de bord (NGCC, NGCU, NBCU) avec des énergies « 0-1200 m » de l'ordre de  $500 \text{ cm}^2/\text{s}^2$  (voir section 2.2). On devine également la signature du SSI, forcément faible car c'est un courant de surface intégré sur une

couche profonde. La mer des Salomon se caractérise par un niveau d'EKE entre  $100 \text{ cm}^2/\text{s}^2$  et  $300 \text{ cm}^2/\text{s}^2$ . Les maxima sont situés au niveau des courants de bord de la pointe sud est de la PNG (11°S) et de Woodlark (9°S) et traduisent l'effet de l'intégration sur la vertical de signaux profonds. La partie nord du bassin (< 9°S) a un niveau d'énergie plus fort que la partie sud. Les distributions de MKE et d'EKE décrites ici sont conformes aux résultats de Gourdeau et al. (2014) et Hristova et al. (2014).

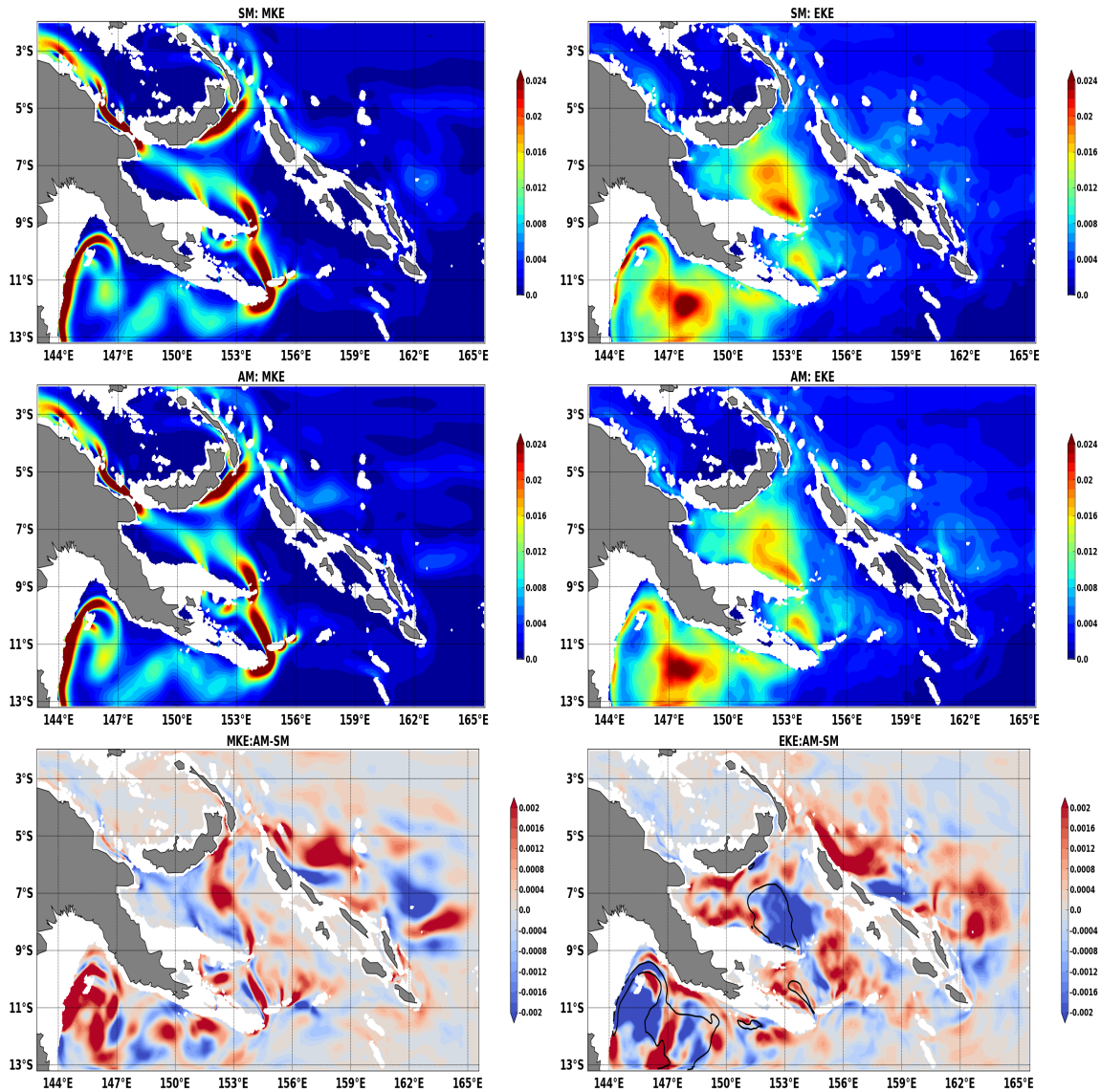


FIGURE 8.22 – MKE (à gauche) et EKE (à droite) intégré de la surface à 1200m. En haut, le modèle sans marée, au milieu le modèle avec marée, en bas la différence entre les deux modèles. Les lignes de contour 0.002 de EKE SM sont représentées en noir. Unité :  $\text{m}^2/\text{s}^2$ .

S'il est difficile de voir des différences de MKE entre les simulations AM et SM, il est possible de voir quelques changements d'EKE. Afin de mieux quantifier ces différences, je présente les cartes de différences entre AM et SM pour les champs de MKE et d'EKE (Fig.8.22).

En moyenne sur la mer des Salomon, les différences ne sont pas significatives. Pour le MKE, elles valent  $0.5 \text{ cm}^2/\text{s}^2$  pour une MKE de l'ordre de  $40 \text{ cm}^2/\text{s}^2$ . Pour l'EKE, elles valent  $0.2 \text{ cm}^2/\text{s}^2$  pour une EKE de l'ordre de  $50 \text{ cm}^2/\text{s}^2$ . On peut ici se poser la question du rôle des

frontières qui imposent l'énergie entrante et sortante.

Pour MKE, les différences sont liées aux courants de bord, de leur entrée en mer des Salomon à la sortie par le détroit de Vitiaz et le détroit des Salomon. On observe une signature dipolaire avec des anomalies positives sur la partie est des courants de bord et des anomalies négatives sur leurs parties ouest. Cela peut traduire un léger décalage des courants de bord vers l'est qui induit un changement de la bifurcation sur la côte de la Nouvelle Bretagne au nord avec pour conséquence un courant de bord plus fort au détroit des Salomon au détriment d'un courant de bord plus faible au détroit de Vitiaz.

Pour EKE, les différences se trouvent localisées dans la partie centrale du bassin dans la région où les courants sont relativement faibles et l'EKE particulièrement active en surface. Elles se caractérisent par un contraste entre le nord et le sud du bassin avec des anomalies positives dans la partie sud et négatives dans la partie nord. On peut penser que les interactions entre tourbillons et marée peuvent expliquer ces différences d'EKE dans les simulations avec et sans marée. En effet, l'activité mésoéchelle en mer des Salomon est principalement constituée de tourbillons cycloniques générés dans la partie sud qui se propagent vers le nord où ils se dissipent (Gourdeau et al., 2014). La caractérisation des tourbillons dans les simulations avec et sans marée montre que si le nombre de tourbillons est à peu près équivalent, ceux-ci ont une durée de vie plus courte et se dissipent plus rapidement dans la simulation avec marée (stage M2 Y. Mezilet). Il y aurait donc moins de tourbillons susceptibles d'atteindre la partie nord et d'y résider longtemps avec pour effet une baisse de l'EKE dans la partie nord du bassin. Dans la section suivante, je vais tenter de caractériser les types d'instabilité à l'œuvre sachant que la circulation induit de forts cisaillement horizontaux (instabilité barotrope) et verticaux (instabilité barocline), le but est de voir comment la marée peut influencer sur ces instabilités.

### 8.5.2 Instabilité barotrope et instabilité barocline :

Les principales sources d'énergie pour le réservoir d'EKE sont associées aux instabilités baroclines et barotropes qui permettent à la turbulence de se développer. Les instabilités baroclines (BCI) traduisent un transfert d'énergie potentiel turbulente (EPE) vers EKE alors que les instabilités barotropes (BTI) traduisent un transfert de MKE vers EKE. Les expressions des termes définissant les instabilités barotrope et barocline sont données à l'annexe B où sont discutés les différents termes du cycle d'énergie faisant intervenir les transferts d'énergie entre les sources d'énergies potentielles moyenne (MPE) et tourbillonnaire (EPE) ainsi que les sources d'énergies cinétiques moyenne (MKE) et tourbillonnaire (EKE). Hristova et al. (2014), à l'aide du modèle ROMS au  $1/27^\circ$  de résolution, ont étudié les variations saisonnières des instabilités barotrope et barocline dans le Pacifique sud-ouest dans les couches de surface (0-100m). Pour la mer des Salomon, ils trouvent que les instabilités baroclines jouent un rôle majeur pour expliquer l'EKE « petite échelle » en surface, alors que les instabilités barotropes expliquent en partie le fort signal d'EKE au niveau de Woodlark associées au cisaillement de courants entre le NGCC et le SSI particulièrement fort à cet endroit. Ils pointent également que le courant de bord à cet endroit est aussi sujet aux instabilités baroclines notamment quand la renverse de la mousson induit un fort cisaillement vertical entre un NGCC dirigé vers le sud et le NGCU dirigé vers le nord. Ici, je vais discuter les instabilités barotropes et baroclines au regard des cartes d'EKE

présentées au-dessus. Il s'agit donc des champs moyens de BTI et de BCI intégrés entre la surface et 1200 m pour les simulations AM et SM (Fig.8.23). Les instabilités se développent pour des valeurs positives des différents champs BTI et BCI.

La simulation sans marée montre clairement l'importance des instabilités barotropes au niveau des courants de bord qui sont particulièrement instables au niveau de la pointe sud est de la PNG et de Woodlark. A l'opposé, il est intéressant de noter le fort signal négatif au niveau des courants de bord dans la partie nord du bassin lorsqu'ils rejoignent le détroit des Salomon mais également au niveau du détroit de Vitiaz. Cela traduit un transfert d'énergie de l'EKE vers la MKE et donc que le courant de bord est maintenu en partie par l'activité turbulente (le courant absorbe les tourbillons). Les instabilités baroclines se développent quant à elles dans la partie centrale du bassin où l'EKE de surface domine (Gourdeau et al., 2014). Les valeurs de BTI et BCI obtenues par intégration de 0 à 1200 m et sur la mer des Salomon (uniquement sur les valeurs positives) sont de l'ordre 1.2 GW et 0.11 GW respectivement, soit BTI 10 fois plus important que BCI. BCI qui est actif uniquement dans les couches de surface doit être sous estimé et BTI sur estimé du fait que la courte période d'analyse corresponde à une phase El Niño.

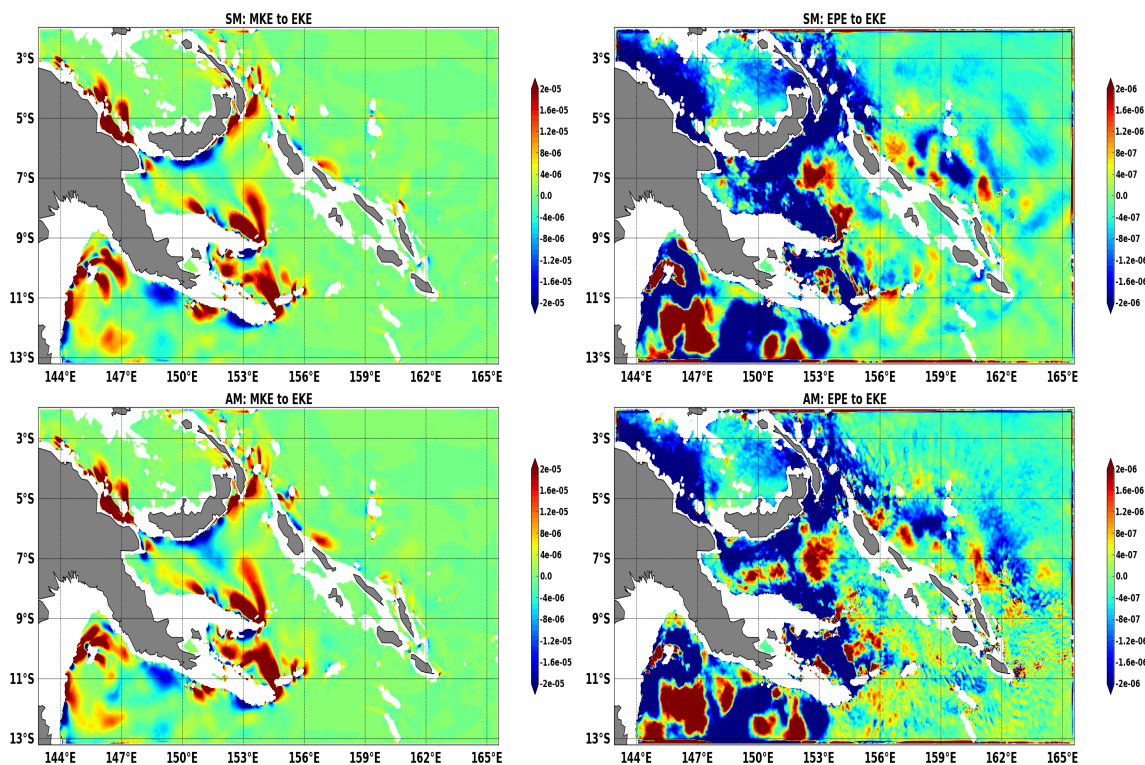


FIGURE 8.23 – Taux de conversion d'énergie de MKE vers EKE (à gauche, proxy de l'instabilité barotrope) et de EPE vers EKE (à droite, nécessaire pour l'instabilité barocline). Les taux sont intégrés de la surface à 1200 m. En haut, le modèle sans marée, en bas le modèle avec marée. Unité :  $m^2/s^3$ .

La simulation avec marée montre des distributions similaires au premier ordre pour les champs de BTI et de BCI. A noter que les structures des instabilités baroclines dans la simulation AM sont nettement moins structurées, plus morcelées. Cela montre l'importance de la marée dans les interactions avec le champ tourbillonnaire et expliquerait la diminution d'EKE observée dans AM au centre du bassin. En intégrant sur la mer des Salomon (uniquement les

valeurs positives), les valeurs des instabilités barotropes et baroclines pour AM sont respectivement de 1.26 GW et 0.15 GW. Comparé à la simulation sans marée, BTI est quasiment inchangé dans AM. Ce résultat va dans le sens que l'EKE intégrée dans la mer des Salomon s'équivalait dans les deux simulations. En ce qui concerne les instabilités baroclines, elles augmentent quasiment de 40% avec AM mais cette augmentation ne suffit pas à changer l'EKE moyen dans la mer des Salomon.

## 8.6 Conclusion :

Dans ce chapitre, sur la marée interne dans la mer des Salomon, nous avons pu la caractériser et mettre en évidence ses effets sur les masses d'eaux ainsi que la circulation et la mésoéchelle. La marée interne est générée à trois principaux endroits dans la mer des Salomon : le détroit de Salomon, les îles Salomon et l'extrémité est de la Papouasie Nouvelle Guinée. Malgré que la marée M2 barotrope soit faible dans la mer des Salomon, la marée interne en mer des Salomon est constituée en majorité du signal M2 et dominée par le mode 1. La signature en niveau de la mer de la marée interne varie en fonction des événements ENSO, avec notamment des distributions horizontales de signature en niveau de la mer différentes entre El Niño et La Niña. Nous avons observé une modification de la stratification liée à ces périodes qui explique bien que les ondes internes sont contraintes plus proche de la surface dans le période El Niño. L'introduction de la marée dans le modèle intensifie le mélange diapycnal par lequel les propriétés des masses d'eaux sont modifiées, surtout pour les eaux avec des valeurs maximales en salinité ou en température : les eaux de surface, de la thermocline et même les eaux intermédiaires.

Comparé au modèle sans marée, le modèle avec marée possède des eaux de surface et de la thermocline plus froides. Ce refroidissement des eaux de surface et de la thermocline induit par la marée peut avoir des répercussions importantes pour la circulation régionale. Dans les études similaires dans la Mer Indonésienne, Koch-Larrouy et al. (2010) ont montré que le refroidissement des eaux en surface induit par le mélange de la marée peut ralentir la convection atmosphérique, et ainsi modifier la circulation couplé océan-atmosphère dans toute la région Indo-Pacifique. Le refroidissement des eaux de surface dans la Mer de Salomon par la marée pourrait également contribuer à cet effet. L'effet de la marée est aussi de réduire la maximum de sel et de température des eaux de la thermocline. Ceci a également un impact important sur la circulation équatoriale, car les TW de la Mer des Salomon alimentent le sous courant équatorial dont les eaux interagissent avec l'atmosphère dans le Pacifique équatorial est. Concernant les eaux intermédiaire le rôle du mélange par la marée est de réduire le minimum de sel, de réchauffer légèrement ces eaux et donc de créer les IW moins denses. La conséquence de ces changements de température et de salinité entre les deux modèles est que l'on a des eaux moins stratifiées dans la simulation avec marée. Ainsi donc la marée favorise le mélange diapycnal sur la verticale. J'ai pu constater que les variations temporelles de la stratification étaient moins fortes dans le modèle avec marée mais surtout que la marée semble réduire les écarts de stratification à l'échelle interannuelle.

La marée interne a également des impacts sur le courant moyen (MKE) et la mésoéchelle (EKE) même si ceux-ci sont relativement faibles. Nous avons montré qu'au premier ordre les courants de bord sont associés aux instabilités barotropes alors que les courants de surface sont

associés aux instabilités baroclines. Si la marée ne semble pas avoir d'effet sur les instabilités barotropes, elles semblent par contre impacter les instabilités baroclines et l'EKE de surface.





## Chapitre 9

# Conclusion et Perspectives

L'océan Pacifique tropical et la mer des Salomon en particulier sont des régions clés dans le système climatique avec les courants de bord ouest de la mer des Salomon connectant les régions subtropicales aux régions tropicales et équatoriales. Les océans tropicaux se caractérisent par des courants zonaux très énergétiques, un régime dynamique faiblement non linéaire dominé par des systèmes ondulatoires de grande échelle et une large gamme de méso et sous mésoéchelle où ondes et turbulence interfèrent en permanence. Le Pacifique tropical se caractérise également par une forte activité d'ondes de marée internes, celles-ci sont particulièrement intense dans le Pacifique sud-ouest et la mer des Salomon. Ces spécificités du Pacifique tropical se traduisent par des spectres du niveau de la mer en nombre d'onde qui diffèrent largement entre modèle et altimétrie.

Le premier objectif de la thèse a visé à mieux appréhender la dynamique tropicale à travers l'analyse spectrale et à comprendre les différences spectrales entre les modèles et les observations altimétriques. Les résultats apportent des informations sur l'observabilité du niveau de la mer altimétrique pour la dynamique tropicale. Ce travail se base sur une simulation numérique globale au  $1/12^\circ$  de résolution extraite sur le Pacifique tropical et des simulations régionales au  $1/36^\circ$  de résolution du Pacifique sud-ouest, incluant la mer des Salomon, forcée ou non par la marée explicite. Les résultats des données altimétriques de TOPEX/Poseidon, Jason et Saral/AltiKa sont confrontés à ceux issus de la modélisation.

Le second objectif se concentre sur la dynamique haute fréquence, associée aux ondes internes de marée, et ses impacts sur la circulation et les masses d'eaux de la mer des Salomon. Le choix de la mer des Salomon a été dicté par le fait qu'elle intègre à la fois de forts courants de bord ouest, une forte activité méso-échelle et une forte activité d'ondes internes. C'est un laboratoire intéressant pour l'étude des interactions de ces différents éléments. De plus, ce travail s'insère dans la continuité des efforts de modélisation mis en place dans le cadre du programme CLIVAR/SPICE. Cette étude se base sur les simulations régionales au  $1/36^\circ$  de la mer des Salomon incluant ou non la marée explicite. Les développements effectués au LEGOS afin d'extraire le plus proprement possible la marée interne ont permis de mieux définir ses caractéristiques en mer des Salomon. L'usage des deux configurations avec et sans marée est fait dans l'intérêt de pouvoir mettre en évidence les effets de la marée sur la méso-échelle et les masses d'eaux de la façon la plus propre possible. La mise en place des outils de calculs des spectres a été l'occasion de revisiter les principes du calcul d'un spectre et notamment le prétraitement des données

---

(fenêtrage, longueur de la série).

En effet, je me suis aperçu que les conditions couramment appliquées pour le calcul des spectres en nombre d'onde du niveau de la mer afin de documenter à l'échelle globale la circulation océanique n'étaient pas adaptées aux régions tropicales. En général la longueur des segments utilisés est trop courte pour capter au mieux les échelles de la dynamique tropicale, ceci induit des effets de repliement des spectres et participent à l'aplatissement de ceux-ci. De même, la fenêtre d'apodisation de Tukey 0.1 classiquement utilisée en altimétrie induit dans les tropiques des effets indésirables dans la gamme de longueur d'onde de la méso-échelle. Il est apparu que le calcul des spectres devient robuste si l'on utilise une fenêtre d'apodisation de Tukey 0.5 ou Hanning sur des segments de  $20^\circ$  pour la région équatoriale ( $10^\circ\text{N}$ - $10^\circ\text{S}$ ) et de  $10^\circ$  pour la région tropicale ou non équatoriale ( $10^\circ$ - $20^\circ\text{NS}$ ). Ce travail plutôt technique peut servir comme une recommandation pour les analyses spectrales futures dans la bande équatoriale.

Dans la première partie de ce travail, je me suis intéressé à la dynamique tropicale et notamment à la méso et sous méso-échelle tropicale, j'ai utilisé une extraction du modèle NEMO au  $1/12^\circ$  sur le Pacifique tropical. En effet la majorité des travaux sur la dynamique tropicale se concentrent autour des ondes longues équatoriales qui sont effectivement l'élément majeur de la dynamique tropicale, mais très peu de travaux s'intéressent à la méso-échelle tropicale alors que cette gamme d'échelle moins énergétique est celle où se traduisent les différences spectrales entre modèle et altimétrie. Suivant les travaux de Theiss (2004), j'ai considéré que cette méso-échelle tropicale pouvait se définir par les mouvements aux échelles temporelles inférieures à 90 jours et/ou aux échelles spatiales inférieures à 600 km.

La signature spectrale de cette dynamique a été étudiée au travers de la représentation en 2D ou 1D de spectres en nombre d'ondes d'énergie (EKE) évalués sur les trois dimensions ( $x$  : longitude,  $y$  : latitude et  $t$  : le temps) et intégrés sur différentes bandes de fréquences afin de séparer haute et basse fréquence. Deux régimes dynamiques distincts se distinguent entre la région équatoriale ( $10^\circ\text{N}$ - $10^\circ\text{S}$ ) et les régions tropicales ( $10^\circ$ - $20^\circ\text{NS}$ ). La région équatoriale exhibe des mouvements basses fréquences centrées sur les très grandes longueurs d'onde zonale, qui traduisent la signature géostrophique des ondes longues équatoriales se propageant zonalemment. Les mouvements haute fréquence ( $< 90$  jours) dans cette partie du Pacifique présentent deux structures énergétiques. Une première centrée sur les grandes longueurs d'onde zonale qui est représentative des ondes de Kelvin intrasaisonnières et la seconde structure centrée sur une échelle zonale autour de 1000 km correspond au signal des TIWs. Ce signal des TIWs est associé à une forte anisotropie dominée par les échelles méridiennes et à une forte composante agéostrophique. De la même façon que pour l'EKE, le spectre de transfert non linéaire d'énergie montre une séparation entre haute et basse fréquence, entre mouvements zonaux et méridiens. Le spectre de flux basse fréquence se caractérise par une cascade inverse des mouvements zonaux pour toutes les échelles dont le maximum est atteint autour de 1600 km. Le spectre de flux haute fréquence ( $< 90$  jours) montre des échelles bien marquées. Il se caractérise par une cascade directe pour les longueurs d'ondes inférieures à 500 km, une cascade inverse avec un maximum autour de 600 km et un changement de signe de la cascade à partir de 1000 km. La cascade directe vers les petites échelles semble se faire de manière isotrope alors que la cascade inverse est largement anisotrope et dominée par les mouvements zonaux.

Les régions tropicales (10°-20°NS) ont une distribution de l'énergie qui montre clairement une anisotropie zonale avec des propagations préférentiellement vers l'ouest pour les longueurs d'onde supérieures à  $\sim 200$  km. Pour les longueurs d'onde inférieures à 100 km les signaux deviennent de plus en plus isotropes. La décomposition en haute et basse fréquence montre que :

1. L'énergie basse fréquence est associée aux longueurs d'ondes supérieures à 350 km et à des propagations zonales caractéristiques des ondes de Rossby,
2. L'énergie haute fréquence ( $< 90$  jours) est associée aux longueurs d'ondes inférieures à 500 km et à des propagations principalement méridiennes. Il semble qu'il y ait un continuum d'énergie entre la haute et la basse fréquence avec des structures « sous mésoéchelle » allongées préférentiellement dans la direction méridienne et des structures zonales sous formes d'ondes longues basses fréquences ou de jets zonaux.

Le spectre de flux non linéaire d'énergie montre une petite cascade directe isotrope pour les échelles inférieures à 100 km et pour les plus grandes longueurs d'onde une importante cascade inverse qui est maximum autour de 250 km. Si elle commence à s'atténuer à partir de 250 km, elle continue d'exister jusqu'aux très grandes échelles en privilégiant les échelles zonales. Ces résultats sont consistents avec la théorie de la turbulence géostrophique sur le plan  $\beta$  où la cascade inverse est à même de générer des jets zonaux.

Les spectres 1D en nombre d'onde horizontal (intégration azimutal du spectre 2D) ont été calculés, sous cette forme, ils sont comparables à ceux de l'altimétrie. Le spectre d'EKE en nombre d'onde horizontal montrent un pic d'énergie autour de  $\sim 900$  km pour la région équatoriale et autour de  $\sim 300$  km pour les régions tropicales. La bande 250-70 km se révèle être appropriée pour le calcul des pentes spectrales seulement dans les régions tropicales, en région équatoriale cette bande correspondrait certainement à de la dissipation. Les spectres 1D se caractérisent par des pentes en  $k^{-3,-4}$  consistantes avec la turbulence quasi géostrophique. On peut douter de l'intérêt de ce genre d'interprétation alors que la dynamique est faiblement non linéaire. Ces spectres 1D intègrent toutes les directions ainsi que toutes les fréquences et donc ne permettent pas d'interpréter correctement le signal. Aussi l'instabilité barocline est loin d'être la seule source d'énergie dans les régions tropicales. Aux grandes échelles, l'instabilité barotrope est un élément important de la dynamique équatoriale, et aux petites échelles la turbulence associée à la frontogénèse ou aux instabilités de couche mélangée sont autant de sources d'énergie qui devraient se traduire par des pentes autour de  $k^{-2}$  du spectre d'EKE. Ces pentes sont censées être représentatives d'une gamme d'échelle inertielle, or les tropiques répondent rapidement au forçage du vent et ce à toutes les échelles et on peut douter de l'existence d'une gamme d'échelle purement inertielle.

Si ces analyses spectrales sont intéressantes pour caractériser sous un angle nouveau la dynamique tropicale, elles n'apportent pas de réponses quant aux différences spectrales entre les modèles et l'altimétrie. Même si la composante géostrophique de la circulation ainsi que les techniques de traitement (longueurs de segment trop courte, fenêtre d'apodisation mal adaptée) ont tendance à aplatir légèrement le spectre du modèle, celui-ci exhibe une pente qui ne correspond pas à celle du spectre de SSH altimétrique. En fait, l'aplatissement du spectre altimétrique s'explique par la forte signature des ondes internes notamment de la marée interne qui augmentent l'énergie aux petites échelles. J'ai pu le montrer en étudiant conjointement des

---

spectres des configurations haute fréquence avec et sans marée du modèle au  $1/36^\circ$ . Il y a déjà une réponse océanique au forçage atmosphérique haute fréquence (sans la marée), qui augmente la signature spectrale en SSH aux petites échelles spatiales et aplatit légèrement le spectre. Mais la marée barocline M2 cohérente est le signal dominant à 140 km et à bon nombre des longueurs d'ondes associées aux différentes modes verticaux. La M2 cohérente augmente la puissance spectrale en SSH tout en rapprochant le spectre du modèle à celui de l'altimétrie. Aux plus courtes longueurs d'onde ( $< 50$  km), le spectre de SSH est dominé par le signal de la marée incohérente. Notez que, les ondes internes de la marée cohérente et incohérente ont une signature en SSH qui se fait sentir jusqu'à la longueur d'onde 200 km. C'est la première fois que l'on a pu illustrer aussi quantitativement la signature des ondes internes et de marée dans les spectres de niveau de la mer altimétrique. Ces travaux ont fait l'objet d'un article publié à Ocean Sciences.

La seconde partie de mon travail s'est concentrée en premier sur la caractérisation de la marée interne cohérente en mer des Salomon et en second sur l'évaluation des effets de la marée à la fois sur l'activité méso-échelle et sur les modifications de masses d'eaux. Ce travail a tiré profit des travaux de thèse de Nugroho (2017) dans lequel la problématique de marée est abordée pour la région Indonésienne. La région indonésienne et la mer des Salomon sont des régions clés pour les transformations de masses d'eaux qui conditionnent une partie de la circulation tropicale et globale. Les zones de génération, de propagation et de dissipation de la marée interne en mer des Salomon sont désormais bien identifiées. Ces résultats mettent en avant l'onde M2 et le premier mode barocline comme étant la signature majoritaire de la marée interne en mer des Salomon. La marée interne se propage principalement du détroit des Salomon et de l'extrémité sud-est de la Papouasie Nouvelle Guinée vers le centre de la mer des Salomon où une interaction des marées provenant de ces deux points doit avoir lieu. De plus, elles interagissent avec les courants de bord ouest et la circulation méso-échelle. Cette interaction est à double sens puisque les caractéristiques de la marée interne sont à même de changer en fonction de « l'état moyen » de la mer des Salomon illustré ici par des conditions El Nino ou La Nina, et la marée interne va également avoir un rôle sur l'énergétique du système et les propriétés des masses d'eaux. La marée interne a tendance à modifier localement le niveau d'énergie turbulente ainsi que l'énergie de la circulation moyenne. Elle induit un mélange diapycnal qui est plus perceptible pour les masses d'eaux ayant des extrémités en température ou en sel : Dans les couches de la thermocline le mélange se traduit par une érosion du maximum de sel caractéristique de ces couches, les couches de surface deviennent plus salées et plus froides tandis que dans les couches des eaux intermédiaires, le minimum de sel est érodé. J'ai commencé à étudier les équilibres énergétiques en mer des Salomon pour mieux comprendre les relations entre marée, turbulence et mélange. Ce travail bien qu'en cours montre que la marée a une tendance à augmenter les instabilités baroclines.

Les résultats de ce travail de thèse ouvrent plusieurs pistes de réflexion pour l'avenir. L'importance de la marée interne dans les variations du niveau de la mer dans les tropiques, mis en avant dans mes résultats, a des implications pour toutes les analyses altimétriques « along-track », et pour la future mission SWOT. Avant 2014, les données « along-track » étaient filtrées à 250 km dans la bande tropicale avant d'être interpolées pour la construction des cartes multi-missions DUACS-AVISO. Depuis, les nouvelles cartes DUACS sont construites à partir

des données « alongtrack » filtrées à 70 km, une longueur d'onde correspondante au niveau de bruit blanc des missions Jason ( ) (Pujol et al., 2018). Ces nouvelles cartes maintiennent plus d'énergie turbulente à méso-échelle, mais la présence des ondes internes de la marée a été révélée par plusieurs études (Dufau et al., 2016; Ray and Zaron, 2016). Aujourd'hui, cette question épineuse des ondes internes est un grand sujet de réflexion pour la communauté océanographique et altimétrique. Soit on revient de nouveau à l'application d'un filtrage à 200 km sur les données along-track, pour filtrer la signature de ces ondes avant de calculer les courants géostrophiques, ce qui aura pour effet de réduire grandement la résolution effective des données. Soit on corrige le signal de la marée barocline cohérente avec le risque de polluer les courants géostrophiques dérivés par la composante résiduelle des ondes internes « incohérentes ». Pour SWOT qui fournira des images de SSH en 2D, on peut aussi penser à des techniques de traitement d'images ou « machine-learning » pour séparer et enlever la signature caractéristique des ondes internes des cartes de la circulation tourbillonnaire. Ainsi, l'exploitation des différentes missions altimétriques, y compris celle de la future mission SWOT, nécessitera un traitement spécial de ces ondes, surtout dans la bande tropicale. Quelque soit les choix qui seront envisagés pour ces nouveaux traitements, mes analyses auront aidé à définir les échelles spatiales et les niveaux d'énergie à prendre en compte dans les régions tropicales.

Les résultats des spectres en nombre d'onde issus de notre modèle au  $1/12^\circ$  moyenné sur 5 jours mettent en évidence des pentes spectrales proches des turbulences QG et SQG ( $k^{-2}$  à  $k^{-3}$  en EKE) dans la bande méso-échelle ( $< 600$  km de longueur d'onde) pour la région équatoriale. Quoique en accord avec les autres travaux de modélisation (Xu et Chassignet, 2018), ces pentes restent surprenant dans une région dominée par les ondes quasi-linéaires. J'ai commencé à faire le lien entre les spectres d'énergie, de transfert d'énergie par interaction non linéaires et d'injection d'énergie par instabilité barocline. Il sera intéressant de compléter cette analyse de l'équation d'énergie par l'étude des autres termes notamment afin de mieux comprendre la relation entre l'injection d'énergie par vent et les spectres en nombre d'onde d'EKE et de SSH. L'étude actuelle s'est concentrée sur les couches de surface d'intérêt pour l'altimétrie mais il sera important d'analyser sur la verticale ces différents termes afin de mieux comprendre la physique à l'œuvre. Les résultats présentés concernent des moyennes spectrales à long terme et ne tiennent pas compte des variations saisonnières de l'intensité des TIWs, par exemple, ou des fortes variations interannuelles liées à ENSO. Comment nos résultats sont dépendants de ces conditions reste une question à élucider. Si notre modèle au  $1/12^\circ$  est « eddy resolving » dans les tropiques, les longueurs d'onde inférieures à 70 km sont affectées par la dissipation inhérente au modèle. Afin de mieux décrire la turbulence dans les tropiques et mieux prendre en compte la sous méso échelle, il serait intéressant d'avoir recours à un modèle à plus haute résolution.

Nous avons vu comment le forçage par la marée barotrope introduit de l'énergie barocline sur toute la gamme des longueurs d'ondes « meso-échelle », mais il reste un grand travail théorique à faire pour comprendre comment cette énergie de la marée interne, injectée 1-2 fois par jour sur les longueurs d'ondes « meso-échelle », modifie les théories sur les cascades d'énergie turbulente. Nos simulations au  $1/36^\circ$  résolution avec des sorties haute fréquence incluant ou non le forçage par la marée barotrope ouvrent un champ important d'analyses qui n'a été que partiellement exploité dans la thèse. Les 2 simulations, avec et sans marée, ont montré une

---

augmentation de l'énergie aux longueurs inférieures à 50 km dans le régime des ondes internes (Garrett and Munk, 1975), mais la simulation avec marée montre un niveau d'énergie d'un ordre de grandeur plus grand. Pour la simulation sans marée, c'est la réponse océanique au forçage à haute fréquence atmosphérique qui est en jeu, alors que pour l'autre simulation les forçages atmosphérique et de la marée agissent de concert sur la réponse océanique. A l'avenir, il sera très intéressant d'explorer la relation entre la marée incohérente et la cascade d'énergie des ondes internes aux fréquences  $\ll$  supratidal  $\gg$ .

Un axe à finaliser est celui du bilan énergétique dans la mer des Salomon. Au stade où je me suis arrêté dans les travaux, le cycle d'énergie dans la mer des Salomon commence à se dessiner. Les résultats actuels ne permettent pas d'expliquer de façon satisfaisante les processus à même de générer le fort signal d'EKE. Ce signal d'EKE est largement hétérogène dans l'espace et sur la verticale alors que les résultats actuels concernent la mer des Salomon dans son ensemble. Un travail important reste à faire pour tester la robustesse de nos résultats dans certaines zones clés de la mer des Salomon. Il sera intéressant d'étudier les changements apportés par la marée sur ces bilans d'énergie. Il reste un travail important pour explorer les interactions entre marée, mésoéchelle et mélange. Une réflexion est en cours avec des collègues (F. Lyard, A. Koch-Larrouy, B. Arbic) pour définir les diagnostics opportuns à mettre en œuvre. Si mes résultats sont conditionnés par des longueurs de simulations relativement courtes et dépendantes de conditions ENSO marquées, ils montrent la nécessité de prendre en compte la marée pour la circulation de la mer des Salomon. Il serait intéressant de réévaluer les impacts de la marée à partir d'une simulation assez longue pour définir une bonne climatologie des effets de la marée sur les masses d'eaux et la méso-échelle.

Ces résultats de modélisation souffrent d'une vérité terrain. Dans ma thèse je me suis seulement intéressé au seul mouillage en mesure d'être exploité pour la marée interne mais il existe une autre source d'observation. En effet, depuis 2007 des gliders échantillonnent régulièrement la mer des Salomon pour évaluer les transports et leur variabilité entrant en mer des Salomon (Davis et al., 2012). Ces données haute résolution sont également une source d'informations pour l'étude de la méso-échelle (Gourdeau et al., 2017) mais également de la marée interne (Rainville et al., 2013). Un travail est à faire pour re-analyser ces données glider en utilisant les techniques récentes pour séparer les ondes internes de la marée afin de documenter la marée interne in situ.

D'un point de vu climatique, le refroidissement des eaux de surface par la marée va agir sur les échanges océan/atmosphère avec des implications possibles sur le climat régional et global comme cela a déjà été évoqué pour les mers Indonésiennes (Koch-Larrouy et al., 2010). Il serait intéressant de tester ce genre de scénario à partir d'un modèle couplé océan/atmosphère incluant la mer des Salomon. L'introduction de la marée peut se faire de façon explicite mais on peut également envisager d'utiliser la paramétrisation de Koch-Larrouy et al. (2007). Il faudra au préalable vérifier comment la paramétrisation des ondes internes est capable de reproduire les résultats obtenus avec la marée explicite. L'effet de la marée agit également sur la stratification verticale de l'océan. L'érosion des eaux de la thermocline caractéristiques du Pacifique tropical a pour effet de réduire la stabilité verticale. Il serait intéressant de regarder à l'échelle du Pacifique tropical (eg MITGCM, Hycom, NEMO) comment cet effet agit sur la modélisation des événements ENSO. Les effets de la marée sur la mélange interne et la modification des masses

d'eaux est une confirmation de leur rôle dans la circulation de retournement globale, comme suggéré par W. Munk dans les années 1950. Leur modification en surface en lien avec les flux de chaleur en surface posent la question de leur rôle dans le réchauffement climatique globale. Tant de questions qui restent encore à explorer.





# Bibliographie

- Abernathy, R. P. and Marshall, J. (2013). Global surface eddy diffusivities derived from satellite altimetry : GLOBAL SURFACE MIXING RATES. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 118(2) :901–916. 64
- Adcroft, A., Hill, C., and Marshall, J. (1997). Representation of Topography by Shaved Cells in a Height Coordinate Ocean Model. *Monthly Weather Review*, 125(9) :2293–2315. 74
- Alberty, M. S., Sprintall, J., MacKinnon, J., Ganachaud, A., Cravatte, S., Eldin, G., Germineaud, C., and Melet, A. (2017). Spatial patterns of mixing in the Solomon Sea : MIXING IN THE SOLOMON SEA. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 122(5) :4021–4039. 27, 138
- Arakawa, A. and Lamb, V. R. (1977). Computational Design of the Basic Dynamical Processes of the UCLA General Circulation Model. In *Methods in Computational Physics : Advances in Research and Applications*, volume 17, pages 173–265. Elsevier. 73
- Banerjee, S. (2014). *Compressible turbulence in space and astrophysical plasmas : Analytical approach and in-situ data analysis for the solar wind*. phdthesis, Université Paris Sud - Paris XI. xvi, 32
- Batchelor, G. K. (1969). Computation of the Energy Spectrum in Homogeneous Two-Dimensional Turbulence. *Physics of Fluids*, 12(12) :II–233. 35
- Battisti, D. S. and Hirst, A. C. (1989). Interannual Variability in a Tropical Atmosphere–Ocean Model : Influence of the Basic State, Ocean Geometry and Nonlinearity. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 46(12) :1687–1712. 16
- Baturin, N. G. and Niiler, P. P. (1997). Effects of instability waves in the mixed layer of the equatorial Pacific. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 102(C13) :27771–27793. 134
- Bernard, B., Madec, G., Penduff, T., Molines, J.-M., Treguier, A.-M., Le Sommer, J., Beckmann, A., Biastoch, A., Böning, C., Dengg, J., Derval, C., Durand, E., Gulev, S., Remy, E., Talandier, C., Theetten, S., Maltrud, M., McClean, J., and De Cuevas, B. (2006). Impact of partial steps and momentum advection schemes in a global ocean circulation model at eddy-permitting resolution. *Ocean Dynamics*, 56(5-6) :543–567. 74
- Biri, S., Serra, N., Scharffenberg, M. G., and Stammer, D. (2016). Atlantic sea surface height and velocity spectra inferred from satellite altimetry and a hierarchy of numerical simulations : SSH AND VELOCITY FREQ./WAVENUM. SPECTRA. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 121(6) :4157–4177. 85

- Bjerknes, J. (1969). ATMOSPHERIC TELECONNECTIONS FROM THE EQUATORIAL PACIFIC <sup>1</sup>. *Monthly Weather Review*, 97(3) :163–172. 15
- Blanke, B. and Delecluse, P. (1993). Variability of the Tropical Atlantic Ocean Simulated by a General Circulation Model with Two Different Mixed-Layer Physics. *Journal of Physical Oceanography*, 23(7) :1363–1388. 74
- Blanke, B. and Raynaud, S. (1997). Kinematics of the Pacific Equatorial Undercurrent : An Eulerian and Lagrangian Approach from GCM Results. *Journal of Physical Oceanography*, 27(6) :1038–1053. 18
- blumen, w. (1968). on the stability of quasi-geostrophic flow. *Journal of Atmospheric sciences*, 25 :929–931. 40
- Böning, C. W. and Budich, R. G. (1992). Eddy Dynamics in a Primitive Equation Model : Sensitivity to Horizontal Resolution and Friction. *Journal of Physical Oceanography*, 22(4) :361–381. VIII
- Capet, X., Klein, P., Hua, B. L., Lapeyre, G., and McWilliams, J. C. (2008). Surface kinetic energy transfer in surface quasi-geostrophic flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 604. 35, 40
- Capet, X., Roulet, G., Klein, P., and Maze, G. (2016). Intensification of Upper-Ocean Submesoscale Turbulence through Charney Baroclinic Instability. *Journal of Physical Oceanography*, 46(11) :3365–3384. 36, 128
- Capotondi, A., Wittenberg, A. T., Newman, M., Di Lorenzo, E., Yu, J.-Y., Braconnot, P., Cole, J., Dewitte, B., Giese, B., Guilyardi, E., Jin, F.-F., Karnauskas, K., Kirtman, B., Lee, T., Schneider, N., Xue, Y., and Yeh, S.-W. (2015). Understanding ENSO Diversity. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 96(6) :921–938. 17
- Carrère, L. and Lyard, F. (2003). Modeling the barotropic response of the global ocean to atmospheric wind and pressure forcing - comparisons with observations : GLOBAL OCEAN RESPONSE TO METEO FORCING. *Geophysical Research Letters*, 30(6). 60
- Castruccio, F. (2006). *Apports des données gravimétriques GRACE pour l'assimilation de données altimétriques et in-situ dans un modèle de l'Océan Pacifique Tropical*. PhD thesis. xvii, 58, 59
- Cazenave, A. (2004). Present-day sea level change : Observations and causes. *Reviews of Geophysics*, 42(3). 62
- Charney, J. G. (1947). THE DYNAMICS OF LONG WAVES IN A BAROCLINIC WESTERLY CURRENT. *Journal of Meteorology*, 4(5) :136–162. 127
- Charney, J. G. (1971). Geostrophic Turbulence. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 28(6) :1087–1095. 36, 40
- Chelton, D., Schlax, M., Lyman, J., and Johnson, G. (2003). Equatorially trapped Rossby waves in the presence of meridionally sheared baroclinic flow in the Pacific Ocean. *Progress in Oceanography*, 56(2) :323–380. 63

- Chelton, D. B., Ries, J. C., Haines, B. J., Fu, L.-L., and Callahan, P. S. (2001). Chapter 1 Satellite Altimetry. In *International Geophysics*, volume 69, pages 1–ii. Elsevier. 58, 60
- Chelton, D. B., Schlax, M. G., and Samelson, R. M. (2011). Global observations of nonlinear mesoscale eddies. *Progress in Oceanography*, 91(2) :167–216. xvii, 48, 63, 94
- Chelton, D. B., Schlax, M. G., Samelson, R. M., and de Szoeke, R. A. (2007). Global observations of large oceanic eddies : GLOBAL OBSERVATIONS OF OCEANIC EDDIES. *Geophysical Research Letters*, 34(15). 48
- Chelton, D. B. and Xie, S.-P. (2010). Coupled ocean-atmosphere interaction at oceanic mesoscales. *Oceanography*, 23(4) :52–69. 64
- Chen, S. and Qiu, B. (2004). Seasonal variability of the South Equatorial Countercurrent : SEASONAL VARIABILITY OF THE SECC. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 109(C8) :n/a–n/a. 20
- Cheng, W., McPhaden, M. J., Zhang, D., and Metzger, E. J. (2007). Recent Changes in the Pacific Subtropical Cells Inferred from an Eddy-Resolving Ocean Circulation Model\*. *Journal of Physical Oceanography*, 37(5) :1340–1356. 18
- Cooley, J. W. and Tukey, J. W. (1965). An Algorithm for the Machine Calculation of Complex Fourier Series. *Mathematics of Computation*, 19(90) :297–301. 83
- Cowley, R., Heaney, B., Wijffels, S., Pender, L., Sprintall, J., Kawamoto, S., and Molcard, R. (2009). INSTANT Sunda Data Report Description and Quality Control. page 288. 79
- Cravatte, S. (2003). Second and first baroclinic Kelvin modes in the equatorial Pacific at intra-seasonal timescales. *Journal of Geophysical Research*, 108(C8) :22–1–22–20. 20
- Cravatte, S., Ganachaud, A., Duong, Q.-P., Kessler, W. S., Eldin, G., and Dutrieux, P. (2011). Observed circulation in the Solomon Sea from SADC data. *Progress in Oceanography*, 88(1-4) :116–130. xv, 23, 24, 139
- Cushman-Roisin, B. and Beckers, J.-M. (2011). *Introduction to Geophysical Fluid Dynamics - Physical and Numerical Aspects*, volume 101 of *International Geophysics*. Elsevier. xvi, 31, 40, 46
- Davis, R. E., Kessler, W. S., and Sherman, J. T. (2012). Gliders Measure Western Boundary Current Transport from the South Pacific to the Equator\*. *Journal of Physical Oceanography*, 42(11) :2001–2013. 26, 172
- Debreu, L., Vouland, C., and Blayo, E. (2008). AGRIF : Adaptive grid refinement in Fortran. *Computers & Geosciences*, 34(1) :8–13. :2008
- Dee, D. P., Uppala, S. M., Simmons, A. J., Berrisford, P., Poli, P., Kobayashi, S., Andrae, U., Balmaseda, M. A., Balsamo, G., Bauer, P., Bechtold, P., Beljaars, A. C. M., van de Berg, L., Bidlot, J., Bormann, N., Delsol, C., Dragani, R., Fuentes, M., Geer, A. J., Haimberger, L., Healy, S. B., Hersbach, H., Hólm, E. V., Isaksen, L., Kållberg, P., Köhler, M., Matricardi,

- M., McNally, A. P., Monge-Sanz, B. M., Morcrette, J.-J., Park, B.-K., Peubey, C., de Rosnay, P., Tavolato, C., Thépaut, J.-N., and Vitart, F. (2011). The ERA-Interim reanalysis : configuration and performance of the data assimilation system. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 137(656) :553–597. 74
- Delcroix, T., Dewitte, B., duPenhoat, Y., Masia, F., and Picaut, J. (2000). Equatorial waves and warm pool displacements during the 1992-1998 El Niño Southern Oscillation events : Observation and modeling. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 105(C11) :26045–26062. 63
- Delcroix, T., Picaut, J., and Eldin, G. (1991). Equatorial Kelvin and Rossby waves evidenced in the Pacific Ocean through Geosat sea level and surface current anomalies. *Journal of Geophysical Research*, 96(S01) :3249. 2, 97
- Djath, B. (2014). Etude de la dynamique océanique de la mer des Salomon : modélisation numérique à haute résolution. xv, xviii, 23, 24, 74, 75, 76, 78
- Djath, B., Melet, A., Verron, J., Molines, J.-M., Barnier, B., Gourdeau, L., and Debreu, L. (2014a). A 1/36° model of the Solomon Sea embedded into a global ocean model : On the setting up of an interactive open boundary nested model system. *Journal of Operational Oceanography*, 7(1) :34–46. 4, 138
- Djath, B., Verron, J., Melet, A., Gourdeau, L., Barnier, B., and Molines, J.-M. (2014b). Multiscale dynamical analysis of a high-resolution numerical model simulation of the Solomon Sea circulation : Research Article. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 119(9) :6286–6304. 4, 23, 27, 57, 74, 139
- Dong, C., McWilliams, J. C., Liu, Y., and Chen, D. (2014). Global heat and salt transports by eddy movement. *Nature Communications*, 5(1). 63
- Dufau, C., Orsztynowicz, M., Dibarboure, G., Morrow, R., and Le Traon, P.-Y. (2016). Mesoscale resolution capability of altimetry : Present and future : RESOLUTION CAPABILITY OF ALTIMETRY. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 121(7) :4910–4927. 2, 60, 64, 78, 85, 171
- d’Ovidio, F., Isern-Fontanet, J., López, C., Hernández-García, E., and García-Ladona, E. (2009). Comparison between Eulerian diagnostics and finite-size Lyapunov exponents computed from altimetry in the Algerian basin. *Deep Sea Research Part I : Oceanographic Research Papers*, 56(1) :15–31. 64
- Eden, C. (2007). Eddy length scales in the North Atlantic Ocean. *Journal of Geophysical Research*, 112(C6). 50, 99
- Farrar, J. T. (2008). Observations of the Dispersion Characteristics and Meridional Sea Level Structure of Equatorial Waves in the Pacific Ocean. *Journal of Physical Oceanography*, 38(8) :1669–1689. 96

- Farrar, J. T. and Durland, T. S. (2012). Wavenumber–Frequency Spectra of Inertia–Gravity and Mixed Rossby–Gravity Waves in the Equatorial Pacific Ocean. *Journal of Physical Oceanography*, 42(11) :1859–1881. 20, 98
- Fjørtoft, R. (1953). On the Changes in the Spectral Distribution of Kinetic Energy for Twodimensional, Nondivergent Flow. *Tellus*, 5(3) :225–230. 33
- Fu, L.-L. (1983). On the wave number spectrum of oceanic mesoscale variability observed by the SEASAT altimeter. *Journal of Geophysical Research*, 88(C7) :4331. 64
- Fu, L.-L., Chelton, D. B., Le Traon, P.-Y., and Morrow, R. (2010). Eddy dynamics from satellite altimetry. *Oceanography*, 23(4) :14–25. 62, 63
- Fu, L.-L. and Ferrari, R. (2008). Observing Oceanic Submesoscale Processes From Space. *Eos, Transactions American Geophysical Union*, 89(48) :488–488. 61
- Fu, L.-L. and Holt, B. (1982). *Seasat views oceans and sea ice with synthetic-aperture radar*, volume 81. California Institute of Technology, Jet Propulsion Laboratory. 57
- Fukumori, I., Lee, T., Cheng, B., and Menemenlis, D. (2004). The Origin, Pathway, and Destination of Niño-3 Water Estimated by a Simulated Passive Tracer and Its Adjoint. *Journal of Physical Oceanography*, 34(3) :582–604. 23
- Ganachaud, A., Cravatte, S., Melet, A., Schiller, A., Holbrook, N. J., Sloyan, B. M., Widlansky, M. J., Bowen, M., Verron, J., Wiles, P., Ridgway, K., Sutton, P., Sprintall, J., Steinberg, C., Brassington, G., Cai, W., Davis, R., Gasparin, F., Gourdeau, L., Hasegawa, T., Kessler, W., Maes, C., Takahashi, K., Richards, K. J., and Send, U. (2014). The Southwest Pacific Ocean circulation and climate experiment (SPICE). *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 119(11) :7660–7686. 1, 23, 57
- Garrett, C. and Munk, W. (1975). Space-time scales of internal waves : A progress report. *Journal of Geophysical Research*, 80(3) :291–297. 44, 46, 172
- Gaspar, P., Ogor, F., Le Traon, P.-Y., and Zanife, O.-Z. (1994). Estimating the sea state bias of the TOPEX and POSEIDON altimeters from crossover differences. *Journal of Geophysical Research*, 99(C12) :24981. 59
- Germineaud, C. (2016). Ocean Circulation and Variability in the Solomon Sea. xviii, 78, 79, 80, 139
- Germineaud, C., Ganachaud, A., Sprintall, J., Cravatte, S., Eldin, G., Alberty, M. S., and Privat, E. (2016). Pathways and Water Mass Properties of the Thermocline and Intermediate Waters in the Solomon Sea. *Journal of Physical Oceanography*, 46(10) :3031–3049. 3, 27, 138, 155
- Gill, A., Green, J., and Simmons, A. (1974). Energy partition in the large-scale ocean circulation and the production of mid-ocean eddies. *Deep Sea Research and Oceanographic Abstracts*, 21(7) :499–528. 36

- Gourdeau, L. (1998). Internal tides observed at 2°S–156°E by in situ and TOPEX/POSEIDON data during the Coupled Ocean-Atmosphere Response Experiment (COARE). *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 103(C6) :12629–12638. 151
- Gourdeau, L., Verron, J., Chaigneau, A., Cravatte, S., and Kessler, W. (2017). Complementary Use of Glider Data, Altimetry, and Model for Exploring Mesoscale Eddies in the Tropical Pacific Solomon Sea : MESOSCALE EDDIES IN THE SOLOMON SEA. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 122(11) :9209–9229. xvi, 3, 26, 27, 74, 95, 138, 172
- Gourdeau, L., Verron, J., Melet, A., Kessler, W., Marin, F., and Djath, B. (2014). Exploring the mesoscale activity in the Solomon Sea : A complementary approach with a numerical model and altimetric data. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 119(4) :2290–2311. xvi, xviii, 26, 27, 75, 161, 162, 163
- Grenier, M., Cravatte, S., Blanke, B., Menkes, C., Koch-Larrouy, A., Durand, F., Melet, A., and Jeandel, C. (2011). From the western boundary currents to the Pacific Equatorial Undercurrent : Modeled pathways and water mass evolutions. *Journal of Geophysical Research*, 116(C12). 18
- Gu, D. (1997). Interdecadal Climate Fluctuations That Depend on Exchanges Between the Tropics and Extratropics. *Science*, 275(5301) :805–807. xv, 18, 19
- Harrison, D. and Robinson, A. (1978). Energy analysis of open regions of turbulent flows — mean eddy energetics of a numerical ocean circulation experiment. *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, 2(2) :185–211. VIII
- Hristova, H. G., Kessler, W. S., McWilliams, J. C., and Molemaker, M. J. (2014). Mesoscale variability and its seasonality in the Solomon and Coral Seas. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 119(7) :4669–4687. 23, 26, 139, 161, 162
- Hu, D., Wu, L., Cai, W., Gupta, A. S., Ganachaud, A., Qiu, B., Gordon, A. L., Lin, X., Chen, Z., Hu, S., Wang, G., Wang, Q., Sprintall, J., Qu, T., Kashino, Y., Wang, F., and Kessler, W. S. (2015). Pacific western boundary currents and their roles in climate. *Nature*, 522(7556) :299–308. xv, 14, 15, 25
- Hua, B. L. and Haidvogel, D. B. (1986). Numerical Simulations of the Vertical Structure of Quasi-Geostrophic Turbulence. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 43(23) :2923–2936. 36
- Hua, B. L., McWilliams, J. C., and Owens, W. B. (1986). An Objective Analysis of the POLY-MODE Local Dynamics Experiment. Part II : Streamfunction and Potential Vorticity Fields during the Intensive Period. *Journal of Physical Oceanography*, 16(3) :506–522. 54
- Huang, H.-P., Kaplan, A., Curchitser, E. N., and Maximenko, N. A. (2007). The degree of anisotropy for mid-ocean currents from satellite observations and an eddy-permitting model simulation. *Journal of Geophysical Research*, 112(C9). 99
- Huppert, H. E. (1975). Some remarks on the initiation of inertial Taylor columns. *Journal of Fluid Mechanics*, 67(02) :397. 30

- Jackett, D. R. and McDougall, T. J. (1997). A Neutral Density Variable for the World's Oceans. *Journal of Physical Oceanography*, 27(2) :237–263. 72
- Jin, F.-F. (1997). An Equatorial Ocean Recharge Paradigm for ENSO. Part I : Conceptual Model. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 54(7) :811–829. 16
- Johnson, G. C. and McPhaden, M. J. (1999). Interior Pycnocline Flow from the Subtropical to the Equatorial Pacific Ocean\*. *Journal of Physical Oceanography*, 29(12) :3073–3089. 18
- Jouanno, J., Sheinbaum, J., Barnier, B., and Molines, J.-M. (2009). The mesoscale variability in the Caribbean Sea. Part II : Energy sources. *Ocean Modelling*, 26(3-4) :226–239. VIII
- Joyce, T. M. (1988). Wind-Driven Cross-Equatorial Flow in the Pacific Ocean. *Journal of Physical Oceanography*, 18(1) :19–24. 97
- Kang, D. and Curchitser, E. N. (2015). Energetics of Eddy–Mean Flow Interactions in the Gulf Stream Region. *Journal of Physical Oceanography*, 45(4) :1103–1120. xxii, VII, VIII
- Kantha, L. H. and Clayson, C. A. (2000). Numerical Models of Oceans and Oceanic Processes, Volume 66 - 1st Edition. 40
- Kelly, S. M., Nash, J. D., and Kunze, E. (2010). Internal-tide energy over topography. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 115(C6). 142, 146
- Kennan, S. C. and Flament, P. J. (2000). Observations of a Tropical Instability Vortex \*. *Journal of Physical Oceanography*, 30(9) :2277–2301. 21, 96
- Kessler, W. S. and Gourdeau, L. (2007). The Annual Cycle of Circulation of the Southwest Subtropical Pacific, Analyzed in an Ocean GCM\*. *Journal of Physical Oceanography*, 37(6) :1610–1627. 96
- Kessler, W. S., McPhaden, M. J., and Weickmann, K. M. (1995). Forcing of intraseasonal Kelvin waves in the equatorial Pacific. *Journal of Geophysical Research*, 100(C6) :10613. 20
- Kleeman, R., McCreary, J. P., and Klinger, B. A. (1999). A mechanism for generating ENSO decadal variability. *Geophysical Research Letters*, 26(12) :1743–1746. 18
- Klein, P., Hua, B. L., Lapeyre, G., Capet, X., Le Gentil, S., and Sasaki, H. (2008). Upper Ocean Turbulence from High-Resolution 3d Simulations. *Journal of Physical Oceanography*, 38(8) :1748–1763. 36, 40, 128, 135
- Klocker, A. and Abernathey, R. (2014). Global Patterns of Mesoscale Eddy Properties and Diffusivities. *Journal of Physical Oceanography*, 44(3) :1030–1046. xvii, 48, 49
- Klocker, A., Marshall, D. P., Keating, S. R., and Read, P. L. (2016). A regime diagram for ocean geostrophic turbulence : Ocean Geostrophic Turbulence. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 142(699) :2411–2417. xvii, 52



- Kobashi, F. (2002). Seasonal variation and instability nature of the North Pacific Subtropical Countercurrent and the Hawaiian Lee Countercurrent. *Journal of Geophysical Research*, 107(C11). 96
- Koch-Larrouy, A., Lengaigne, M., Terray, P., Madec, G., and Masson, S. (2010). Tidal mixing in the Indonesian Seas and its effect on the tropical climate system. *Climate Dynamics*, 34(6) :891–904. 164, 172
- Koch-Larrouy, A., Madec, G., Bouruet-Aubertot, P., Gerkema, T., Bessières, L., and Molcard, R. (2007). On the transformation of Pacific Water into Indonesian Throughflow Water by internal tidal mixing. *Geophysical Research Letters*, 34(4). 138, 155, 172
- Kolmogorov, A. N. (1991). The Local Structure of Turbulence in Incompressible Viscous Fluid for Very Large Reynolds Numbers. *Proceedings : Mathematical and Physical Sciences*, 434(1890,) :9–13. 31, 32, 35
- Kraichnan, R. H. (1967). Inertial Ranges in Two-Dimensional Turbulence. *Physics of Fluids*, 10(7) :1417. 31, 35
- Kraichnan, R. H. (1971). Inertial-range transfer in two- and three-dimensional turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 47(03) :525. 35
- Kurapov, A. L., Egbert, G. D., Allen, J. S., Miller, R. N., Erofeeva, S. Y., and Kosro, P. M. (2003). The M 2 internal tide off Oregon : Inferences from data assimilation. *Journal of Physical Oceanography*, 33(8) :1733–1757. 142
- Lagerloef, G. S. E., Mitchum, G. T., Lukas, R. B., and Niiler, P. P. (1999). Tropical Pacific near-surface currents estimated from altimeter, wind, and drifter data. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 104(C10) :23313–23326. 98
- Lapeyre, G. and Klein, P. (2006). Dynamics of the Upper Oceanic Layers in Terms of Surface Quasigeostrophy Theory. *Journal of Physical Oceanography*, 36(2) :165–176. 36, 39, 40
- Large, W. G. and Yeager, S. G. (2009). The global climatology of an interannually varying air–sea flux data set. *Climate Dynamics*, 33(2-3) :341–364. 74
- Le Traon, P. and Morrow, R. (2001). Chapter 3 Ocean Currents and Eddies. In *International Geophysics*, volume 69, pages 171–xi. Elsevier. 63
- Lecointre, A., Molines, J.-M., and Barnier, B. (2011). De[U+FB01]nition of the interannual experiment ORCA12.L46-MAL95, 1989-2007. page 25. 74
- Lee, T., Boulanger, J.-P., Foo, A., Fu, L.-L., and Giering, R. (2000). Data assimilation by an intermediate coupled ocean-atmosphere model : Application to the 1997-1998 El Niño. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 105(C11) :26063–26087. 63
- Lee, T., Lagerloef, G., Gierach, M. M., Kao, H.-Y., Yueh, S., and Dohan, K. (2012). Aquarius reveals salinity structure of tropical instability waves : AQUARIUS REVEALS SALINITY OF TIWs. *Geophysical Research Letters*, 39(12) :n/a–n/a. 21

- Leith, C. E. (1971). Atmospheric Predictability and Two-Dimensional Turbulence. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 28(2) :145–161. 35
- Lesieur, M. (2012). *Turbulence in Fluids : Stochastic and Numerical Modelling*. Springer Science & Business Media. Google-Books-ID : QILpCAAAQBAJ. 32
- Levine, M. D. (1983). Internal waves in the ocean : A review. *Reviews of Geophysics*, 21(5) :1206. 46
- Lindborg, E. and Brethouwer, G. (2007). Stratified turbulence forced in rotational and divergent modes. *Journal of Fluid Mechanics*, 586 :83. 37
- Lindstrom, E., Butt, J., Lukas, R., and Godfrey, S. (1990). The Flow through Vitiaz Strait and St. George’s Channel, Papua New Guinea. In Pratt, L. J., editor, *The Physical Oceanography of Sea Straits*, NATO ASI Series, pages 171–189. Springer Netherlands, Dordrecht. 56
- Lindstrom, E., Lukas, R., Fine, R., Firing, E., Godfrey, S., Meyers, G., and Tsuchiya, M. (1987). The Western Equatorial Pacific Ocean Circulation Study. *Nature*, 330(6148) :533–537. 56
- Lukas, R. and Firing, E. (1984). The geostrophic balance of the Pacific Equatorial Undercurrent. *Deep Sea Research Part A. Oceanographic Research Papers*, 31(1) :61–66. 97, 98
- Lukas, R., Firing, E., Hacker, P., Richardson, P. L., Collins, C. A., Fine, R., and Gammon, R. (1991). Observations of the Mindanao Current during the western equatorial Pacific Ocean circulation study. *Journal of Geophysical Research*, 96(C4) :7089. 15
- Luo, Y. (2005). On the connection between South Pacific subtropical spiciness anomalies and decadal equatorial variability in an ocean general circulation model. *Journal of Geophysical Research*, 110(C10). 18
- Lyard, F., Lefevre, F., Letellier, T., and Francis, O. (2006). Modelling the global ocean tides : modern insights from FES2004. *Ocean Dynamics*, 56(5-6) :394–415. 60
- Lyman, J. M., Chelton, D. B., deSzoeke, R. A., and Samelson, R. M. (2005). Tropical Instability Waves as a Resonance between Equatorial Rossby Waves\*. *Journal of Physical Oceanography*, 35(2) :232–254. 96
- Lyman, J. M., Johnson, G. C., and Kessler, W. S. (2007). Distinct 17- and 33-Day Tropical Instability Waves in Subsurface Observations\*. *Journal of Physical Oceanography*, 37(4) :855–872. 21, 96
- Madden, R. A. and Julian, P. R. (1994). Observations of the 40–50-Day Tropical Oscillation—A Review. *Monthly Weather Review*, 122(5) :814–837. 20
- Madec, G. (2008). *NEMO ocean engine*. Note du Pole de modelisation, Institut Pierre-Simon Laplace (IPSL), France, No 27, ISSN No 1288-1619. 70, 74
- Marchesiello, P., Capet, X., Menkes, C., and Kennan, S. C. (2011). Submesoscale dynamics in tropical instability waves. *Ocean Modelling*, 39(1-2) :31–46. 2, 21, 95, 121, 128, 133, 134

- Masina, S. and Philander, S. G. H. (1999). An analysis of tropical instability waves in a numerical model of the Pacific Ocean : 1. Spatial variability of the waves. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 104(C12) :29613–29635. VIII
- Maximenko, N. A., Melnichenko, O. V., Niiler, P. P., and Sasaki, H. (2008). Stationary mesoscale jet-like features in the ocean. *Geophysical Research Letters*, 35(8). 63
- McCreary Jr, J. P. and Lu, P. (1994). Interaction between the Subtropical and Equatorial Ocean Circulations : The Subtropical Cell. *Journal of Physical Oceanography*, 24(2) :466–497. 18
- McPhaden, M. J. (2015). Playing hide and seek with El Niño. *Nature Climate Change*, 5(9) :791–795. xv, 16
- McPhaden, M. J., Busalacchi, A. J., Cheney, R., Donguy, J.-R., Gage, K. S., Halpern, D., Ji, M., Julian, P., Meyers, G., Mitchum, G. T., Niiler, P. P., Picaut, J., Reynolds, R. W., Smith, N., and Takeuchi, K. (1998). The Tropical Ocean-Global Atmosphere observing system : A decade of progress. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 103(C7) :14169–14240. 55
- McPhaden, M. J. and Zhang, D. (2002). Slowdown of the meridional overturning circulation in the upper Pacific Ocean. 415 :6. 18
- McWilliams, J. C. (2016). Submesoscale currents in the ocean. *Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Science*, 472(2189) :20160117. xvi, 37
- McWilliams, J. C., Owens, W. B., and Hua, B. L. (1986). An Objective Analysis of the POLYMODE Local Dynamics Experiment. Part I : General Formalism and Statistical Model Selection. *Journal of Physical Oceanography*, 16(3) :483–504. 54
- Melander, M. V., Zabusky, N. J., and McWilliams, J. C. (1988). Symmetric vortex merger in two dimensions : causes and conditions. *Journal of Fluid Mechanics*, 195 :303–340. xvi, 34
- Melet, A., Gourdeau, L., Kessler, W. S., Verron, J., and Molines, J.-M. (2010). Thermocline Circulation in the Solomon Sea : A Modeling Study\*. *Journal of Physical Oceanography*, 40(6) :1302–1319. xvi, 23, 26, 57
- Melet, A., Gourdeau, L., Verron, J., and Djath, B. (2013). Solomon Sea circulation and water mass modifications : response at ENSO timescales. *Ocean Dynamics*, 63(1) :1–19. xvi, 25, 57, 139, 141, 156, 158, 159
- Melet, A., Verron, J., Gourdeau, L., and Koch-Larrouy, A. (2011). Equatorward Pathways of Solomon Sea Water Masses and Their Modifications. *Journal of Physical Oceanography*, 41(4) :810–826. 3, 27, 57, 75, 138, 155, 156
- Menkes, C. E. R., Vialard, J. G., Kennan, S. C., Boulanger, J.-P., and Madec, G. V. (2006). A Modeling Study of the Impact of Tropical Instability Waves on the Heat Budget of the Eastern Equatorial Pacific. *Journal of Physical Oceanography*, 36(5) :847–865. 21
- Mercier, H. and De Verdière, A. C. (1985). Space and Time Scales of Mesoscale Motions in the Eastern North Atlantic. *Journal of Physical Oceanography*, 15(2) :171–183. 54

- Merle, J. (2006). *Océan et climat*. 55
- Meysignac, B., Picuch, C. G., Merchant, C. J., Racault, M.-F., Palanisamy, H., MacIntosh, C., Sathyendranath, S., and Brewin, R. (2017). Causes of the Regional Variability in Observed Sea Level, Sea Surface Temperature and Ocean Colour Over the Period 1993–2011. *Surveys in Geophysics*, 38(1) :187–215. 1
- Mohanty, S., Rao, A. D., and Pradhan, H. K. (2017). Estimates of Internal Tide Energetics in the Western Bay of Bengal. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*. 152
- Morize, C. (2006). *De la turbulence 3D en déclin à la turbulence anisotrope dominée par la rotation*. phdthesis, Université Paris-Diderot - Paris VII. 33
- Morrow, R. (2004). Divergent pathways of cyclonic and anti-cyclonic ocean eddies. *Geophysical Research Letters*, 31(24). 63
- Morrow, R., Church, J., Coleman, R., Chelton, D., and White, N. (1992). Eddy momentum flux and its contribution to the Southern Ocean momentum balance. *Nature*, 357(6378) :482–484. 101
- Morrow, R. and Le Traon, P.-Y. (2012). Recent advances in observing mesoscale ocean dynamics with satellite altimetry. *Advances in Space Research*, 50(8) :1062–1076. 63
- Murray, J. W., Johnson, E., and Garside, C. (1995). A U.S. JGOFS process study in the equatorial Pacific (EqPac) : Introduction. *Deep Sea Research Part II : Topical Studies in Oceanography*, 42(2-3) :275–293. 56
- Mélet, A. (2010). Les circulations océaniques en mer des Salomon : modélisation haute-résolution et altimétrie spatiale. 4, 75
- Nagai, T. and Hibiya, T. (2015). Internal tides and associated vertical mixing in the Indonesian Archipelago. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 120(5) :3373–3390. 142
- Niwa, Y. and Hibiya, T. (2001). Numerical study of the spatial distribution of the M<sub>2</sub> internal tide in the Pacific Ocean. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 106(C10) :22441–22449. xvii, 46, 47, 138, 142
- Niwa, Y. and Hibiya, T. (2011). Estimation of baroclinic tide energy available for deep ocean mixing based on three-dimensional global numerical simulations. *Journal of Oceanography*, 67(4) :493. 2, 142
- Nugroho, D. (2017). *The Tides in a general circulation model in the Indonesian Seas*. phdthesis, Universite Toulouse 3 Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier). 3, 142, 146, 170
- Phillips, N. A. (1954). Energy Transformations and Meridional Circulations associated with simple Baroclinic Waves in a two-level, Quasi-geostrophic Model. *Tellus*, 6(3) :273–286. 127
- Picaut, J. and Busalacchi, A. J. (2001). Tropical ocean variability. In *International Geophysics*, volume 69, pages 217–xiv. Elsevier. 62

- Picaut, J., Hayes, S. P., and McPhaden, M. J. (1989). Use of the geostrophic approximation to estimate time-varying zonal currents at the equator. *Journal of Geophysical Research*, 94(C3) :3228. 16, 97
- Ponte, A. L. and Klein, P. (2015). Incoherent signature of internal tides on sea level in idealized numerical simulations. *Geophysical Research Letters*, 42(5) :1520–1526. 3
- Qiu, B. (1999). Seasonal Eddy Field Modulation of the North Pacific Subtropical Countercurrent : TOPEX/Poseidon Observations and Theory. *Journal of Physical Oceanography*, 29(10) :2471–2486. 96
- Qiu, B. and Chen, S. (2005). Eddy-Induced Heat Transport in the Subtropical North Pacific from Argo, TMI, and Altimetry Measurements. *JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY*, 35 :16. 95, 99
- Qiu, B. and Joyce, T. M. (1992). Interannual variability in the mid-and low-latitude western North Pacific. *Journal of Physical Oceanography*, 22(9) :1062–1079. 15
- Qiu, B., Scott, R. B., and Chen, S. (2008). Length Scales of Eddy Generation and Nonlinear Evolution of the Seasonally Modulated South Pacific Subtropical Countercurrent. *Journal of Physical Oceanography*, 38(7) :1515–1528. 95, 100, 121, 123, 125, 127, 128
- Rainville, L., Lee, C. M., Rudnick, D. L., and Yang, K.-C. (2013). Propagation of internal tides generated near Luzon Strait : Observations from autonomous gliders : Glider Observations Of Internal Tides. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 118(9) :4125–4138. 172
- Ray, R. D. (1999). A global ocean tide model from TOPEX/POSEIDON altimetry : GOT99. 2. 60
- Ray, R. D. and Zaron, E. D. (2016).  $M_2$  Internal Tides and Their Observed Wavenumber Spectra from Satellite Altimetry\*. *Journal of Physical Oceanography*, 46(1) :3–22. xx, 2, 60, 142, 144, 145, 171
- Rhines, P. B. (1979a). Geostrophic Turbulence. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 11(1) :401–441. 31
- Rhines, P. B. (1979b). Geostrophic Turbulence. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 11(1) :401–441. 36
- Richards, K. J., Maximenko, N. A., Bryan, F. O., and Sasaki, H. (2006). Zonal jets in the Pacific Ocean. *Geophysical Research Letters*, 33(3). xvi, 38
- Richardson, L. F. (1922). Weather prediction by numerical process. By Lewis F. Richardson. Cambridge (University Press), 1922. 4°. Pp. xii + 236. 30s.net. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 48(203) :282–284. xvi, 31, 32
- Richman, J. G., Arbic, B. K., Shriver, J. F., Metzger, E. J., and Wallcraft, A. J. (2012). Inferring dynamics from the wavenumber spectra of an eddying global ocean model with embedded tides : DYNAMICS FROM MODEL WAVENUMBER SPECTRA. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 117(C12) :n/a–n/a. 2, 64, 94

- Richman, J. G., Wunsch, C., and Hogg, N. G. (1977). Space and time scales of mesoscale motion in the western North Atlantic. *Reviews of Geophysics*, 15(4) :385. 54
- Ridgway, K. R., Dunn, J. R., and Wilkin, J. L. (2002). Ocean Interpolation by Four-Dimensional Weighted Least Squares—Application to the Waters around Australasia. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 19(9) :1357–1375. 78, 139
- Rocha, C. B., Chereskin, T. K., Gille, S. T., and Menemenlis, D. (2016). Mesoscale to Submesoscale Wavenumber Spectra in Drake Passage. *Journal of Physical Oceanography*, 46(2) :601–620. 64
- Rogé, M., Morrow, R. A., and Dencausse, G. (2015). Altimetric Lagrangian advection to reconstruct Pacific Ocean fine-scale surface tracer fields. *Ocean Dynamics*, 65(9-10) :1249–1268. 64
- Roulet, G. and Madec, G. (2000). Salt conservation, free surface, and varying levels : A new formulation for ocean general circulation models. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 105(C10) :23927–23942. 72
- Salmon, R. (1978). Two-layer quasi-geostrophic turbulence in a simple special case. *Geophysical & Astrophysical Fluid Dynamics*, 10(1) :25–52. 31, 36
- Salmon, R. (1980). Baroclinic instability and geostrophic turbulence. *Geophysical & Astrophysical Fluid Dynamics*, 15(1) :167–211. 38
- Salmon, R. (1982). geostrophic turbulence. 31, 38
- Sarachik, E. S. and Cane, M. A. (2010). The El Niño-Southern Oscillation Phenomenon - Recherche Google. 1
- Sasaki, H. and Klein, P. (2012). SSH Wavenumber Spectra in the North Pacific from a High-Resolution Realistic Simulation. *Journal of Physical Oceanography*, 42(7) :1233–1241. 85
- Sasaki, H., Klein, P., Qiu, B., and Sasai, Y. (2014). Impact of oceanic-scale interactions on the seasonal modulation of ocean dynamics by the atmosphere. *Nature Communications*, 5(1). xvi, 39, 40, 128
- Sasaki, H., Klein, P., Sasai, Y., and Qiu, B. (2017). Regionality and seasonality of submesoscale and mesoscale turbulence in the North Pacific Ocean. *Ocean Dynamics*, 67(9) :1195–1216. 135
- Savage, A. C., Arbic, B. K., Alford, M. H., Ansong, J. K., Farrar, J. T., Menemenlis, D., O'Rourke, A. K., Richman, J. G., Shriver, J. F., Voet, G., Wallcraft, A. J., and Zamudio, L. (2017). Spectral decomposition of internal gravity wave sea surface height in global models : INTERNAL GRAVITY WAVE SEA SURFACE HEIGHT. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 122(10) :7803–7821. 3
- Schlösser, F. and Eden, C. (2007). Diagnosing the energy cascade in a model of the North Atlantic. *Geophysical Research Letters*, 34(2). 128

- Scott, R. B. and Arbic, B. K. (2007). Spectral Energy Fluxes in Geostrophic Turbulence : Implications for Ocean Energetics. *Journal of Physical Oceanography*, 37(3) :673–688. 127
- Scott, R. B., Arbic, B. K., Holland, C. L., Sen, A., and Qiu, B. (2008). Zonal versus meridional velocity variance in satellite observations and realistic and idealized ocean circulation models. *Ocean Modelling*, 23(3-4) :102–112. 50, 99, 100
- Scott, R. B. and Wang, F. (2005). Direct Evidence of an Oceanic Inverse Kinetic Energy Cascade from Satellite Altimetry. *Journal of Physical Oceanography*, 35(9) :1650–1666. xvii, 49, 51, 121, 127, 133, 134
- Scott, R. B. and Xu, Y. (2009). An update on the wind power input to the surface geostrophic flow of the World Ocean. *Deep Sea Research Part I : Oceanographic Research Papers*, 56(3) :295–304. 134
- Smith, K. S. (2007). The geography of linear baroclinic instability in Earth’s oceans. *Journal of Marine Research*, 65(5) :655–683. 133, 134
- Smith, K. S. and Vallis, G. K. (2001). The Scales and Equilibration of Midocean Eddies : Freely Evolving Flow. *Journal of Physical Oceanography*, 31(2) :554–571. 36, 40
- Solomon, A. and Wainer, I. (2006). Pacific tropical–extratropical thermocline water mass exchanges in the NCAR Coupled Climate System Model v.3. *Ocean Modelling*, 15(3-4) :218–235. 18
- Sprintall, J., Kennan, S., Kim, Y. Y., and Niiler, P. (2009). Wind-Driven Ageostrophic Transport in the North Equatorial Countercurrent of the Eastern Pacific at 95°W. *Journal of Physical Oceanography*, 39(11) :2985–2998. 99
- Stammer, D. and Cazenave, A. (2017). *Satellite Altimetry over Oceans and Land Surfaces*. CRC Press. 58, 59, 61, 62, 63
- Stammer, D., Ray, R. D., Andersen, O. B., Arbic, B. K., Bosch, W., Carrère, L., Cheng, Y., Chinn, D. S., Dushaw, B. D., Egbert, G. D., Erofeeva, S. Y., Fok, H. S., Green, J. A. M., Griffiths, S., King, M. A., Lapin, V., Lemoine, F. G., Luthcke, S. B., Lyard, F., Morison, J., Müller, M., Padman, L., Richman, J. G., Shriver, J. F., Shum, C. K., Taguchi, E., and Yi, Y. (2014). Accuracy assessment of global barotropic ocean tide models. *Reviews of Geophysics*, 52(3) :243–282. 60
- Stewart, K., Spence, P., Waterman, S., Sommer, J. L., Molines, J.-M., Lilly, J., and England, M. (2015). Anisotropy of eddy variability in the global ocean. *Ocean Modelling*, 95 :53–65. xvii, 50, 51, 99
- Suarez, M. J. and Schopf, P. S. (1988). A Delayed Action Oscillator for ENSO. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 45(21) :3283–3287. 16
- Sérazin, G., Penduff, T., Barnier, B., Molines, J.-M., Arbic, B. K., Müller, M., and Terray, L. (2018). Inverse Cascades of Kinetic Energy as a Source of Intrinsic Variability : A Global OGCM Study. *Journal of Physical Oceanography*, 48(6) :1385–1408. 124, 129

- Tabeling, P. (2002). Two-dimensional turbulence : a physicist approach. *Physics Reports*, 362(1) :1–62. xvi, 34
- Tchilibou, M., Delcroix, T., Alory, G., Arnault, S., and Reverdin, G. (2015). Variations of the tropical Atlantic and Pacific SSS minimum zones and their relations to the ITCZ and SPCZ rain bands (1979–2009). *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 120(7) :5090–5100. xv, 12, 13, 20
- Theiss, J. (2004). Equatorward Energy Cascade, Critical Latitude, and the Predominance of Cyclonic Vortices in Geostrophic Turbulence. *Journal of Physical Oceanography*, 34(7) :1663–1678. 48, 124, 168
- Thomson, R. E. and Emery, W. J. (2014). *Data Analysis Methods in Physical Oceanography*. Newnes. Google-Books-ID : 59fEAgAAQBAJ. 82
- Tsuchiya, M. (1981). The Origin of the Pacific Equatorial 13°C Water. *Journal of Physical Oceanography*, 11(6) :794–812. 23
- Tsuchiya, M., Lukas, R., Fine, R. A., Firing, E., and Lindstrom, E. (1989). Source waters of the Pacific Equatorial Undercurrent. *Progress in Oceanography*, 23(2) :101–147. 18, 23
- Tulloch, R., Marshall, J., Hill, C., and Smith, K. S. (2011). Scales, Growth Rates, and Spectral Fluxes of Baroclinic Instability in the Ocean. *Journal of Physical Oceanography*, 41(6) :1057–1076. 127, 128, 133
- Tulloch, R., Marshall, J., and Smith, K. S. (2009). Interpretation of the propagation of surface altimetric observations in terms of planetary waves and geostrophic turbulence. *Journal of Geophysical Research*, 114(C2). xvii, 48, 49, 50, 95, 125
- Ubelmann, C. and Fu, L.-L. (2011). Vorticity Structures in the Tropical Pacific from a Numerical Simulation. *Journal of Physical Oceanography*, 41(8) :1455–1464. xv, 2, 21, 22, 49, 95, 96, 100
- Vallis, G. K. (2006). *Atmospheric and Oceanic Fluid Dynamics : Fundamentals and Large-scale Circulation*. Cambridge University Press, Cambridge. xvi, 33, 35, 38
- Verron, J. and Blayo, E. (1996). The No-Slip Condition and Separation of Western Boundary Currents. *Journal of Physical Oceanography*, 26(9) :1938–1951. 74
- Verron, J., Sengenès, P., Lambin, J., Noubel, J., Steunou, N., Guillot, A., Picot, N., Coutin-Faye, S., Sharma, R., Gairola, R. M., Murthy, D. V. A. R., Richman, J. G., Griffin, D., Pascual, A., Rémy, F., and Gupta, P. K. (2015). The SARAL/AltiKa Altimetry Satellite Mission. *Marine Geodesy*, 38(sup1) :2–21. 57
- Vic, C., Naveira Garabato, A. C., Green, J. M., Spingys, C., Forryan, A., Zhao, Z., and Sharples, J. (2018). The lifecycle of semidiurnal internal tides over the northern Mid-Atlantic Ridge. *Journal of Physical Oceanography*, 48(1) :61–80. 152
- Vincent, D. G. (1994). The South Pacific convergence zone (SPCZ) : A review. *Monthly Weather Review*, 122(9) :1949–1970. 13



- Waite, M. L. and Bartello, P. (2006). The transition from geostrophic to stratified turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 568 :89. 37
- Wang, C. (2001). A Unified Oscillator Model for the El Niño–Southern Oscillation. *Journal of Climate*, 14(1) :98–115. 16
- Wang, C., Weisberg, R. H., and Virmani, J. I. (1999). Western Pacific interannual variability associated with the El Niño–Southern Oscillation. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 104(C3) :5131–5149. 16
- Wang, F., Li, Y., and Wang, J. (2016). Intraseasonal Variability of the Surface Zonal Currents in the Western Tropical Pacific Ocean : Characteristics and Mechanisms. *Journal of Physical Oceanography*, 46(12) :3639–3660. 20, 21, 95, 99
- Wang, G., Chen, D., and Su, J. (2006). Generation and life cycle of the dipole in the South China Sea summer circulation. *Journal of Geophysical Research*, 111(C6). 20
- Wang, S., Liu, Z., and Pang, C. (2015). Geographical distribution and anisotropy of the inverse kinetic energy cascade, and its role in the eddy equilibrium processes : INVERSE KINETIC ENERGY CASCADE. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 120(7) :4891–4906. xvi, xvii, 35, 49, 50, 51, 128
- Waugh, D. W. and Abraham, E. R. (2008). Stirring in the global surface ocean. *Geophysical Research Letters*, 35(20). 64
- Weisberg, R. H. and Wang, C. (1997). A Western Pacific Oscillator Paradigm for the El Niño–Southern Oscillation. *Geophysical Research Letters*, 24(7) :779–782. 16
- Willett, C. S., Leben, R. R., and Lavín, M. F. (2006). Eddies and Tropical Instability Waves in the eastern tropical Pacific : A review. *Progress in Oceanography*, 69(2-4) :218–238. 2, 21, 94
- Wortham, C. J. L. (2013). *A multi-dimensional spectral description of ocean variability with applications*. Massachusetts Institute of Technology and Woods Hole Oceanographic Institution, Woods Hole, MA. 64
- Wunsch, C. and Gill, A. (1976). Observations of equatorially trapped waves in Pacific sea level variations. *Deep Sea Research and Oceanographic Abstracts*, 23(5) :371–390. 20
- Xu, C., Shang, X.-D., and Huang, R. X. (2011). Estimate of eddy energy generation/dissipation rate in the world ocean from altimetry data. *Ocean Dynamics*, 61(4) :525–541. 2
- Xu, Y. and Fu, L.-L. (2011). Global Variability of the Wavenumber Spectrum of Oceanic Mesoscale Turbulence. *Journal of Physical Oceanography*, 41(4) :802–809. 64, 85, 94
- Xu, Y. and Fu, L.-L. (2012). The Effects of Altimeter Instrument Noise on the Estimation of the Wavenumber Spectrum of Sea Surface Height. *Journal of Physical Oceanography*, 42(12) :2229–2233. 64

- Yang, G., Wang, F., Li, Y., and Lin, P. (2013). Mesoscale eddies in the northwestern subtropical Pacific Ocean : Statistical characteristics and three-dimensional structures : EDDIES IN THE NORTHWESTERN PACIFIC. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 118(4) :1906–1925. 96
- Yang, Y. J., Tang, T. Y., and Weisberg, R. H. (1997). Basin-wide zonal wind stress and ocean thermal variations in the equatorial Pacific Ocean. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 102(C1) :911–927. 15
- Zhang, D. and McPhaden, M. J. (2006). Decadal variability of the shallow Pacific meridional overturning circulation : Relation to tropical sea surface temperatures in observations and climate change models. *Ocean Modelling*, 15(3-4) :250–273. 18
- Zhao, Z., Alford, M., and Girton, J. (2012). Mapping Low-Mode Internal Tides from Multisatellite Altimetry. *Oceanography*, 25(2) :42–51. 45
- Zhou, X.-H., Wang, D.-P., and Chen, D. (2015). Global Wavenumber Spectrum with Corrections for Altimeter High-Frequency Noise. *Journal of Physical Oceanography*, 45(2) :495–503. 64



## Annexe A

# Spectres : Analyse de sensibilité à partir d'un signal périodique

L'objet de cet annexe est de rendre compte de la sensibilité du spectre au nombre de points  $N$ , à la résolution spectrale et d'illustrer le comportement de différentes fenêtres d'apodisation.

L'analyse spectrale se fait de préférence sur des signaux échantillonnés de façon régulière. Fixer un pas d'échantillonnage ne garantit pas forcément que les mesures faites puissent traduire correctement l'ensemble de la variabilité du signal réel. Le pas d'échantillonnage permet de mesurer les processus plus lents (ou plus grandes échelles) que le pas en question. Les autres processus seront aliasés par la mesure mais pourront avoir une signature sur le spectre si leur amplitude est au moins du même ordre que les signaux bien échantillonnés. Il est recommandé de suivre le théorème de Shannon-Nyquist dans le choix de la fréquence (du nombre d'onde) d'échantillonnage.

Le théorème de Shannon-Nyquist stipule que la fréquence d'échantillonnage doit être choisie pour être au moins deux fois supérieure à la fréquence maximale. La fréquence (nombre d'onde) maximale, ou fréquence de Nyquist, est en fait la fréquence (nombre d'onde) la plus élevée que l'on veut/peut échantillonner. Ainsi, pour échantillonner par exemple la marée diurne de période 24h, la période d'échantillonnage doit être plus petite ou égale à 12h. Théoriquement, la fréquence de Nyquist (nombre d'onde) est la moitié de la fréquence (nombre d'onde) d'échantillonnage. Pour nos mesures altimétriques 1Hz avec  $dx=7$  km, la résolution de Nyquist est à 14 km en longueur d'onde.

Si le pas d'échantillonnage est déterminant pour s'assurer du contenu du signal qui sera accessible par le spectre et contrôler les problèmes d'aliasing, aussi les périodes (ou longueurs d'onde) contenu dans le signal à analyser doivent être plus courtes que la durée totale (longueur totale) des mesures. Ainsi, la longueur de la série est un facteur déterminant dont dépend le recouvrement du spectre.

Le recouvrement c'est l'étalement de l'amplitude du spectre pour une fréquence (ou un nombre d'onde) donnée vers les fréquences (ou les nombres d'ondes) voisines. C'est une faiblesse du spectre lié au fait que l'analyse se fait sur une troncature du signal réel et aussi par l'usage de la transformée de Fourier discrète via la FFT. Le recouvrement s'accroît particulièrement lorsque la longueur de la série à analyser ou le nombre de points sur lequel la FFT se calcule est mal choisi. Notons  $N$  le nombre de points sur lequel la FFT est calculée,  $N$  impacte sur la

résolution du spectre et sur les effets de bords.

Plus  $N$  est grand, plus la résolution spectrale est grande, plus le spectre est précis et moins le recouvrement est important.  $N$  peut être le nombre total d'échantillons disponibles mais  $N$  peut aussi être conditionné par l'espace physique que l'on veut considérer (par exemple lorsque que l'on veut s'intéresser à la dynamique particulière d'une région donnée). Le calcul de la FFT se fait alors sur  $N$  points plus petits que la longueur totale de la série.

**- Du choix de  $N$  :**

Il est conseillé d'évaluer la FFT sur une série dont la longueur est une puissance de 2 mais ce critère ne semble ni nécessaire ni suffisant pour limiter les problèmes de recouvrement. Pour illustrer nos propos nous considérons la fonction mono fréquentielle d'amplitude 10, de période 24h, échantillonnée toutes les heures (formule A.1). Elle est représentée pour de  $N=512$  ( $2^9$ , puissance de 2) et  $N=720$  (pas puissance de 2) à la figure A.1. Les spectres sont calculés en plus pour  $N=16384$  ( $2^{14}$ ) et pour  $N=14400$  (pas puissance de 2), figure.A.2).

$$f(t) = 10\sqrt{2} \sin[2(\frac{1}{24})t], \quad f_{\max} = \frac{1}{24} \text{ et } f_s = 1h^{-1} \quad (\text{A.1})$$

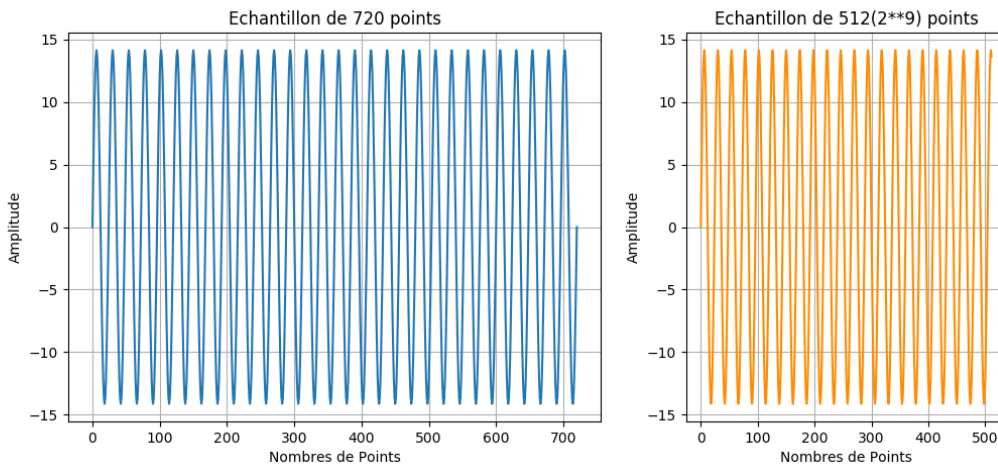


FIGURE A.1 – Exemple de séries temporelles sinusoïdales monofréquentielles de 720 points en bleu et 512 points en orange

Si notre fonction semble bien représentée pour les différents  $N$ , les spectres correspondant diffèrent d'un  $N$  à l'autre. L'ampleur du recouvrement se distingue par la valeur des amplitude pour les période proches de 24 h. Le recouvrement est plus fort avec  $N=512$  ( $2^9$ ) et donc l'amplitude du spectre est plus faible. Avec  $N=16384$  ( $2^{14}$ ), la résolution spectrale est accrue mais l'amplitude est restée la même que pour  $N=512$  alors que  $N=720$  permet de retrouver la bonne amplitude et un recouvrement presque nul. Passer de  $N= 720$  à  $N= 14400$  permet de conserver la bonne amplitude. Qu'est ce qui peut bien expliquer que l'amplitude du spectre ne soit pas celle attendue avec  $N$  puissance de 2 ?

Regardons à nouveau la courbe pour  $N=512$ , ses extrémités ne sont pas identiques, ce qui signifie que la troncature ne correspond pas à un nombre entier de périodes du signal  $f$ , tout comme pour  $N=16384$ . L'amplitude du spectre correspondant à celle de la fonction est obtenue pour des  $N$  qui sont des multiples de la période caractéristique de la fonction :  $N=720$  ( $24 \times 30$ )

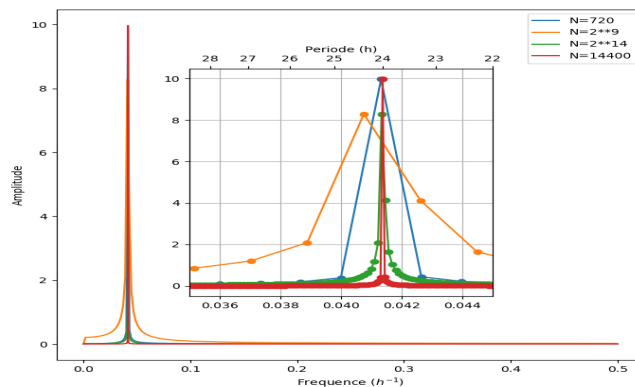


FIGURE A.2 – Spectre de la série monofréquentielle définie par la formule A.1, le spectre est calculé pour  $N=720$  points (en bleu),  $N=512$  (en orange),  $N=16384$  (en vert) et  $N=14400$  (en rouge)

ou  $N=14400$  ( $24 \times 600$ ). Ainsi, l'idéal est de fixer  $N$  de sorte que la FFT s'applique sur un nombre de points multiple de la période minimale (fréquence maximale) contenue dans le signal.

A défaut d'avoir une série sur un nombre fini de périodes (ou de longueurs d'onde), on peut la compléter en faisant du « zero padding ». Cela a l'avantage d'augmenter la résolution spectrale. Utiliser dans les conditions optimales, le zero padding permet de retrouver l'amplitude correcte du spectre. En passant de  $N=512$  à  $N=528$  ( $24 \times 22$ ) en complétant par 16 zéros, l'amplitude obtenue est alors la bonne.

Il est donc inutile de choisir des  $N$  puissances de 2 ou de compléter la série à l'infini par le biais du zero padding, l'important étant d'avoir un  $N$  multiple de la fréquence maximale. Évidemment le choix de  $N$  est plus compliqué à mettre en œuvre avec des signaux réels que dans le cas test présenté. En effet, la fréquence (le nombre d'onde) maximale contenue dans un signal physique est loin d'être connu. Mais on peut tout de même choisir un  $N$  sur la base de la fréquence (nombre d'onde) de Nyquist envisagée. Dans ce cas il faut veiller à calculer la FFT sur un nombre de points multiples de la période (la longueur d'onde) correspondant à la fréquence de Nyquist.

#### - Du tapering :

Le choix de  $N$  tel que discuté au-dessus illustre en fait comment l'hypothèse de périodicité inhérente à la FFT est vérifiée. Si les extrémités de la série sont différentes, cela crée une discontinuité dans le signal conduisant à un spectre dont les caractéristiques sont différentes de celles du spectre recherché. Pour s'assurer d'avoir des extrémités identiques, une première étape est de retirer la moyenne de la série et sa tendance (pente linéaire) puis il est recommandé de faire un produit de convolution entre le signal et une fenêtre de pondération ou d'apodisation (tapering en Anglais, on parle aussi de fenêtre).

Le choix de la fenêtre de pondération n'est pas aisé. Chaque fenêtre a ses propres caractéristiques. Le cas idéal est une fenêtre dont la réponse spectrale est telle que le lobe principal est le plus étroit possible et les lobes secondaires les plus faibles possibles. L'exemple ci-dessous illustre les réponses de différents types de fenêtre.

Les fenêtres d'apodisation couramment utilisées sont : la fenêtre de Hanning, la fenêtre de Tukey (Fig. A.3). La fenêtre de Hanning est une Gaussienne; elle est utilisée par défaut

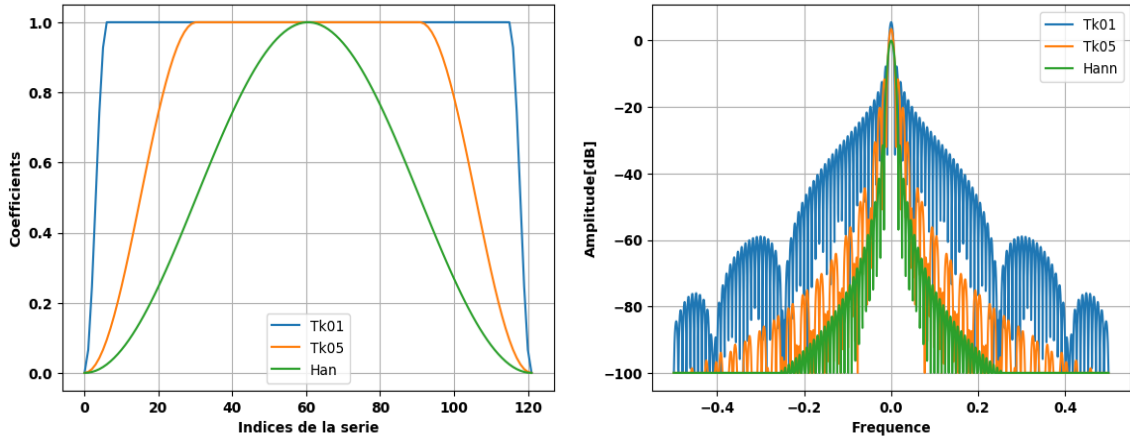


FIGURE A.3 – Exemple de fenêtre d’apodisation et de leur réponse spectrale. Les fenêtres sont celles testées au chapitre 6 à savoir : Tukey 0.1 (bleu), Tukey 0.5 (orange) et Hanning (vert)

dans les logiciels tels que Matlab et Python. La fenêtre de Tukey, aussi appelé aussi **tapered cosine window**, est définie par la relation ci-dessous. Elle est constituée d’une partie centrale rectangulaire et d’extrémités sous forme de cosinus (Fig.A.3). Ces parties sont ajustables grâce à un paramètre  $\alpha$ . Pour  $\alpha=0$ , on retrouve une fenêtre rectangulaire ou box-car et pour  $\alpha=1$ , on retrouve une fenêtre de Hanning. La fenêtre de Tukey 0.1 a 10% de ses coefficients inférieurs à 1, la fenêtre de Tukey 0.5 a 50% de coefficients inférieurs à 1, etc.

$$w(n) = \begin{cases} \frac{1}{2} \left[ 1 + \cos\left(\pi\left(\frac{2n}{\alpha(N-1)} - 1\right)\right) \right] & \text{si } 0 \leq n < \frac{\alpha(N-1)}{2} \\ 1 & \text{si } \frac{\alpha(N-1)}{2} \leq n \leq (N-1)\left(1 - \frac{\alpha}{2}\right) \\ \frac{1}{2} \left[ 1 + \cos\left(\pi\left(\frac{2n}{\alpha(N-1)} - \frac{2}{\alpha} + 1\right)\right) \right] & \text{si } (N-1)\left(1 - \frac{\alpha}{2}\right) < n \leq (N-1) \end{cases}$$

Chaque type de fenêtre modifie à sa manière le signal auquel il est convolué comme illustré sur la figureA.4. La fenêtre de Tukey 0.1 va induire une transition brusque vers zéro avec un possible effet de créer de la variabilité fictive. Avec les fenêtres de Tukey 0.5 et de Hanning, le signal est davantage lissé mais la transition vers zéro est progressive. Il ne peut y avoir création de longueurs d’ondes fictives ou du moins si ça intervenait leur amplitude serait faible.

Une autre façon de pallier aux effets de bord du spectre est d’utiliser la méthode dite double périodique. Elle consiste à faire la symétrie de la série initiale par rapport à son dernier point de mesure. La longueur de la série est alors doublée et la seconde partie obtenue est simplement le reflet miroir du signal de base (Fig.

La sensibilité des spectres au type de fenêtrage est illustrée au chapitre 6 pour notre cas de la dynamique tropicale.

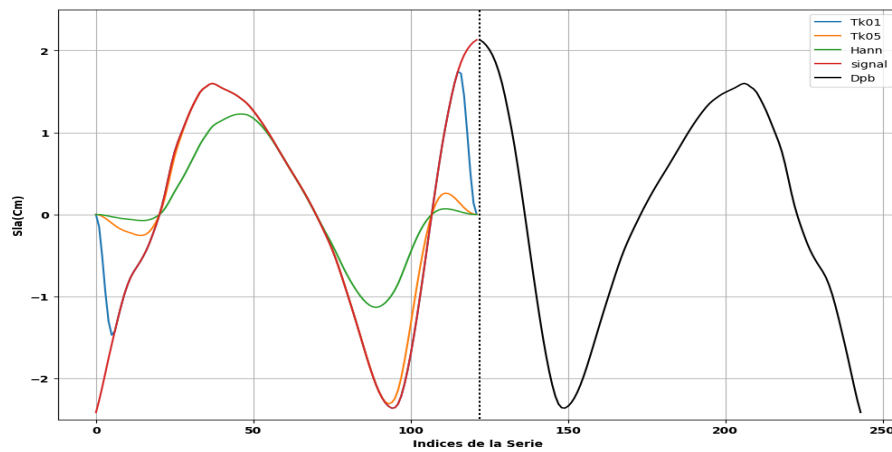


FIGURE A.4 – Exemple de signal de sla convolué par les fenêtres de Tukey 0.1(bleu), Tukey 0.5(orange), hanning (vert). La courbe noir donne la symétrie du signal par rapport au dernier point. La série constituée du signal en rouge et celui en noir illustre la méthode du double périodique.



---

## Annexe B

# Bilan d'énergie :

Dans la section 8.5.2, j'ai discuté de l'instabilité barotrope et de l'instabilité barocline. Ces deux processus en plus du travail de la tension de Reynolds font circuler l'énergie entre ses différents réservoirs dans un domaine océanique isolé. Les réservoirs d'énergie sont : MKE (le réservoir d'énergie cinétique moyenne), EKE (énergie cinétique tourbillonnaire), MPE (énergie potentielle moyenne) et EPE (énergie potentielle tourbillonnaire). Les échanges locaux entre les réservoirs d'énergie sont illustrées à la figure B.1 et exprimées par les relations B.2 à B.7

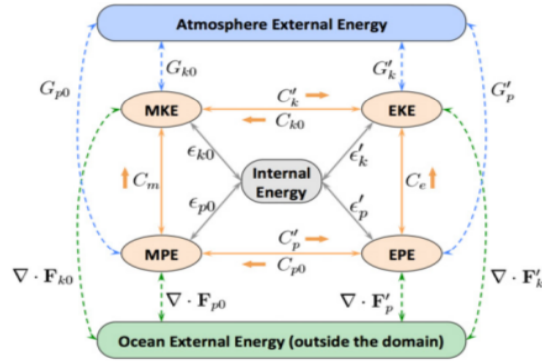


FIGURE B.1 – Diagramme d'échange ou cycle d'énergie dans un bassin fermé de l'océan. Source :Kang and Curchitser (2015)

$$\rho_t = \rho_r + \rho \quad (\text{B.1})$$

$$C_m(\text{MPE} \rightarrow \text{MKE}) = -g \bar{\rho} \bar{w} \quad (\text{B.2})$$

$$C_e(\text{EPE} \rightarrow \text{MKE}) = -g \overline{\rho' w'} \quad (\text{B.3})$$

$$C_{p0}(\text{EPE} \rightarrow \text{MPE}) = g \left( \bar{\rho} \left[ \frac{du' \rho'}{dx} + \frac{dv' \rho'}{dy} \right] \right) / \frac{d\rho_r}{dz} \quad (\text{B.4})$$

$$C_{p'}(\text{MPE} \rightarrow \text{EPE}) = g \left( \overline{u' \rho' \frac{d\rho}{dx}} + \overline{v' \rho' \frac{d\rho}{dy}} \right) / \frac{d\rho_r}{dz} \quad (\text{B.5})$$

$$C_{k0}(\text{EKE} \rightarrow \text{MKE}) = -\rho_0 \left[ u \left( \frac{u' u'}{dx} + \frac{v' u'}{dy} \right) + v \left( \frac{v' u'}{dx} + \frac{v' v'}{dy} \right) \right] \quad (\text{B.6})$$

$$C_{k'}(\text{MKE} \rightarrow \text{EKE}) = -\rho_0 \left[ \overline{u' u' \frac{du}{dx}} + \overline{u' v' \left( \frac{dv}{dx} + \frac{du}{dy} \right)} + \overline{v' v' \frac{dv}{dy}} \right] \quad (\text{B.7})$$

---

Dans ces relations,  $u$ ,  $v$  et  $w$  sont les composantes de la vitesse suivant les directions  $x$ ,  $y$  et  $z$ ;  $g$  est l'accélération de la pesanteur;  $\rho$  indique la densité potentielle basse fréquence; la barre correspond à la moyenne temporelle et le ' indique la haute fréquence (ou anomalies). La densité du modèle ( $\rho_t$ ) est décomposée selon la relation B.1 dans la laquelle  $\rho_r$  la moyenne spatio-temporelle de la densité définit une densité de référence. Les termes de B.2 à B.5 sont sensibles à l'espace dans lequel  $\rho_r$  est défini (Kang and Curchitser, 2015) Les termes en  $G$ ,  $F$  et  $\varepsilon$  sur la figure B.1 traduisent les échanges d'énergie du domaine océanique isolé avec l'atmosphère (forçage par le vent et le flux de chaleur), avec l'environnement océanique externe au domaine isolé (via la divergence des flux d'énergie) et la conversion en énergie interne dans le domaine (mélange, friction de fond) .

$C_m$  évalue le flux d'énergie potentielle moyenne vers l'énergie cinétique moyenne. Une valeur positive de  $C_m$  signifie que le courant moyen est accéléré par le flux moyen de flottabilité. En d'autres termes l'énergie potentielle moyenne (les flux de chaleurs) est la principale source d'énergie du système pour  $C_m$  positif . Un  $C_m$  négatif marque le passage d'énergie cinétique moyenne vers l'énergie potentielle, c'est le travail du vent qui est alors la source d'énergie pour l'océan. Le courant moyen peut aussi être accéléré par l'activité tourbillonnaire (EKE), il faut pour cela que le terme  $C_{k_0}$  (EKE  $\rightarrow$  MKE) soit positif. L'énergie cinétique est transférée des tourbillons vers le courant moyen via le travail de la tension de Reynolds. Ce même travail de la tension de Reynolds peut assurer plutôt le transfert de MKE vers EKE, désigné par le terme  $C'_k$ .  $C'_k$  positif est communément utilisé pour estimer l'intensité de l'instabilité barotrope (Böning and Budich, 1992; Masina and Philander, 1999). Harrison and Robinson (1978) rappellent que  $C'_k$  intégré sur un volume arbitraire ne correspond plus à un terme de conversion, il ne peut dans ce cas être pris comme indicateur de l'instabilité barotrope. Jouanno et al. (2009) proposent de définir l'instabilité barotrope à partir de  $-C_{k_0}$ .  $C'_p$  et  $-C_{p_0}$  correspondent au flux de densité du courant moyen vers les tourbillons et des tourbillons vers le courant moyen respectivement. La somme de ces deux termes donne le taux total de MPE transférer vers EPE. Le terme  $C_e$  est le taux de conversion entre EPE et EKE, sa valeur positive est nécessaire mais pas suffisante pour parler d'instabilité barocline. L'instabilité barocline nécessite également un transfert de MPE vers EPE soit  $C'_p$  positif.

Les instabilités barotrope et barocline discutées au chapitre 8 sont en fait les termes  $C'_k$  et  $C_e$ . Je suis encore au stade préliminaire dans ces travaux, l'objectif est de pouvoir définir le cycle d'énergie dans la mer des Salomon, trouver des explications à la distribution d'EKE intégré sur la verticale (Fig.8.22) et de son profil vertical tout en mettant en avant les changements apportés par la marée. Je me limite à l'illustration car, les analyses sont en cours de vérification et la réflexion se poursuit sur le fait d'aborder la question de façon globale dans la mer des Salomon ou régionale dans cette même dernière. Les séries temporelles des termes de conversion sont en cours d'évaluation, j'espère quelles donneront des éléments de réponses sur les différences entre les deux simulations et le lien avec la variabilité inter annuelle.

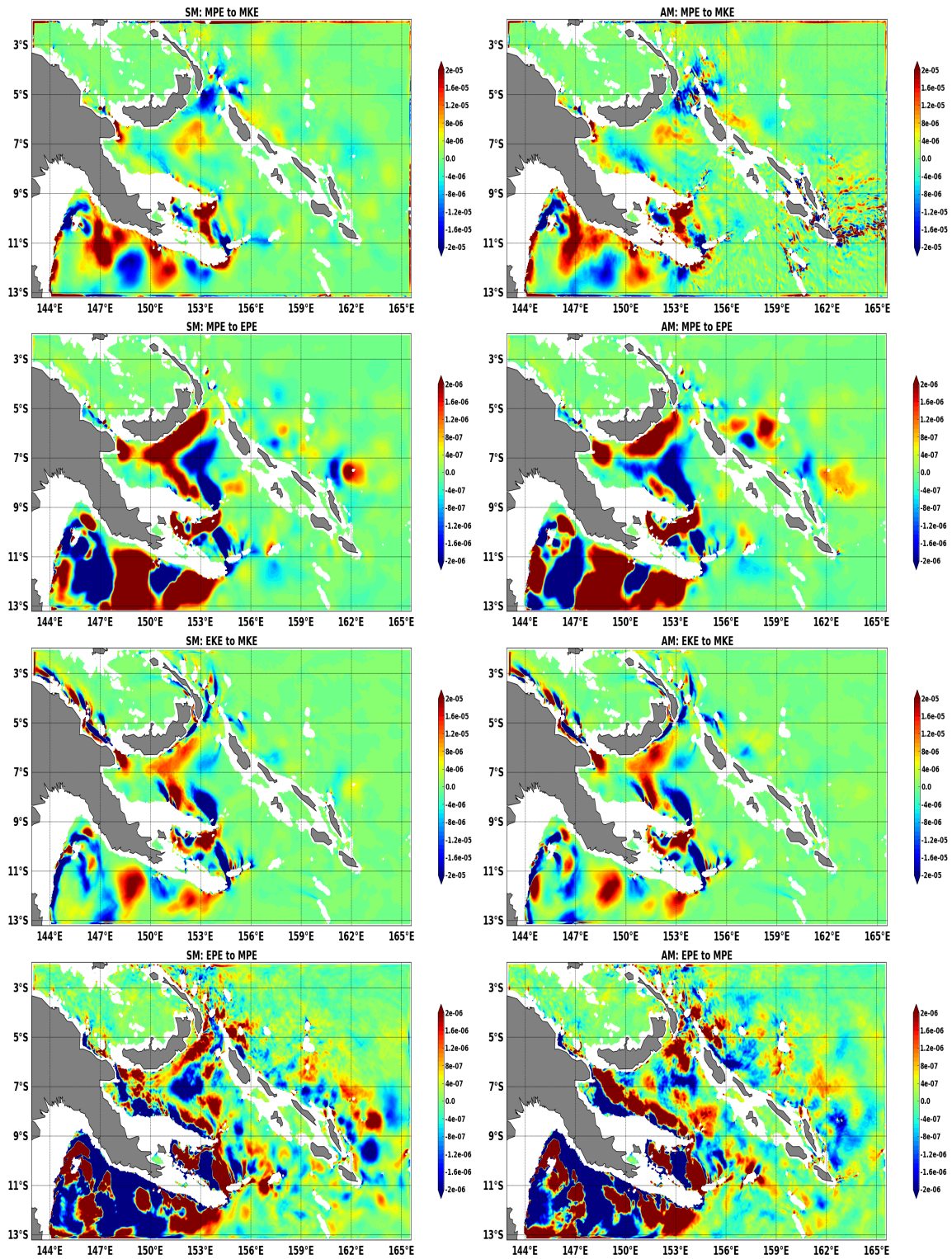


FIGURE B.2 – Les autres taux de conversion d'énergie calculés à partir des sorties journalières du modèle au 1/36° comme au chapitre 8 : à gauche pour la configuration sans marée (SM) et à droite la configuration avec marée (AM)

