



**HAL**  
open science

# Empreinte de la variabilité intrinsèque océanique sur l'océan de surface : caractérisation et processus

Guillaume Sérazin

► **To cite this version:**

Guillaume Sérazin. Empreinte de la variabilité intrinsèque océanique sur l'océan de surface : caractérisation et processus. Océan, Atmosphère. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2016. Français. NNT : 2016TOU30209 . tel-01540247

**HAL Id: tel-01540247**

**<https://theses.hal.science/tel-01540247>**

Submitted on 16 Jun 2017

**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 *28/01/2016* par :

**GUILLAUME SÉRAZIN**

**Empreinte de la variabilité intrinsèque océanique sur  
l'océan de surface : caractérisation et processus**

---

---

### JURY

NICHOLAS HALL	UPS, Toulouse	Président du Jury
GUILLAUME LAPEYRE	LMD, Paris	Rapporteur
MARINA LÉVY	LOCEAN, Paris	Rapporteur
ANNE-MARIE TRÉGUIER	IFREMER, Brest	Examineur
THIERRY PENDUFF	LGGE, Grenoble	Directeur de thèse
LAURENT TERRAY	CERFACS, Toulouse	Co-directeur de thèse

---

### École doctorale et spécialité :

*SDU2E : Océan, Atmosphère et Surfaces Continentales*

### Unité de Recherche :

*Laboratoire de Glaciologie et Géophysique de l'Environnement*

*Centre Européen de Recherche et de Formation Avancée en Calcul Scientifique*

### Directeur(s) de Thèse :

*Laurent TERRAY et Thierry PENDUFF*

### Rapporteurs :

*Guillaume LAPEYRE et Marina LÉVY*







## Remerciements

En ce début de manuscrit, il est d'usage de remercier les différentes personnes qui m'ont accompagné durant ces trois années de thèse. Mais mes premières pensées vont à ceux qui m'ont amené à reconnaître l'importance de la nature et sa beauté - tant esthétique que mathématique. Ces personnes sont en particulier mes grands-parents qui m'ont permis de passer une partie de mon enfance à la ferme et au moulin, et dont je n'ai réalisé l'importance sur ma trajectoire de vie qu'il y a très peu. Ce sont aussi les habitants de Tasmanie pour leur contact si particulier avec l'océan et le *bush*. C'est dans cette région australe reculée qu'a réellement débuté mon affinité pour l'océanographie, ayant alors ouvert les yeux sur l'océan, ce monde riche, passionnant, et encore mal compris.

Finalement loin des mers, mais proche des montagnes, c'est d'autres architectures naturelles que j'ai pu découvrir en vivant à Grenoble tout en travaillant sur les océans du globe durant ma thèse. Et nombre de personnes m'ont accompagné de près ou de loin dans cette aventure. Il y a tout d'abord Thierry, un directeur de thèse tout droit sorti d'Hollywood capable de faire de la science-fiction océanographique, parfois pas si fiction que cela, et qui amène à des idées novatrices. Je le remercie de m'avoir proposé ce sujet inédit, complexe, et amenant à une réflexion profonde sur le rôle de l'océan turbulent dans le climat mondial. Je lui suis également reconnaissant de m'avoir épaulé dans ma recherche en m'offrant l'opportunité d'assister à de nombreuses conférences, en particulier à l'OSTST! Je remercie également Laurent pour les quelques séjours passés au CERFACS qui m'ont permis de prendre un peu de recul sur mes travaux.

Parce qu'une thèse n'est pas le seul fruit du cerveau d'un thésard, mais bien la résultante d'interactions, de discussions et d'apprentissages avec tout un microcosme environnant, je tiens également à remercier toute l'équipe MEOM pour le cadre de travail agréable et inspirant qu'elle m'a offert. Je remercie plus particulièrement Jean-Marc, Bernard et Julien avec qui j'ai autant pu avoir des questionnements profondément technico-scientifiques que des discussions rugby, montagne, politique et autres. Ce serait sans compter les copains thésards et post-docs, fidèles aux comptoirs, amateurs de houblon et autres breuvages déliant les langues, avec qui j'ai pu refaire le monde un certain nombre de fois. C'est autant de personnes qui illustrent le côté humain que peut avoir la recherche scientifique et qui est, à mon sens, un atout pour la réussite d'un thésard.

Je finirai par remercier les copains montagnards, avec qui j'ai parcouru et continué à découvrir la montagne sous ses différents aspects, que ce soit au fin fond des canyons, en haut de cimes vertigineuses, ou bien simplement au fil des sentiers; les collocs Matthias et Thibaut, qui ont pu supporter mes actes manqués ménager durant les derniers mois de la rédaction de mon manuscrit et avec qui j'ai néanmoins passé de très bons moments; ma famille pour son soutien et avoir accepté mes choix de carrière; Saïf, pour son coup d'archet fantastique et les moments musicaux que l'on a partagé; mes parents pour avoir respecté mon choix de me diriger vers la recherche océanographique plutôt que vers l'industrie.

Je ne peux oublier Marine, rencontre insoupçonnée de ces trois années de thèse, sans qui cette aventure n'aurait certainement pas été la même.



# Table des matières

Synthèse des activités scientifiques	xi
<b>1 Introduction : de la variabilité naturelle du système climatique aux processus non-linéaires océaniques</b>	<b>1</b>
1.1 La variabilité naturelle du système climatique . . . . .	5
1.1.1 Variabilité naturelle forcée et variabilité interne . . . . .	5
1.1.2 Un outil conceptuel simple pour illustrer les trois types de variabilité . . . . .	8
1.2 La variabilité océanique de surface : réponse linéaire au forçage atmosphérique . . . . .	11
1.2.1 Circulation forcée par le vent . . . . .	12
1.2.2 Bilan de chaleur de l’océan superficiel . . . . .	14
1.2.3 Réponse linéaire au “bruit” atmosphérique . . . . .	14
1.3 Introduction des non-linéarités océaniques et implication sur la variabilité océanique . . . . .	17
1.3.1 L’advection de densité : $\mathbf{U} \cdot \nabla \rho$ . . . . .	17
1.3.2 L’advection de quantité de mouvement : $\mathbf{U} \cdot \nabla \mathbf{U}$ . . . . .	20
1.3.3 Réponse non-linéaire de l’océan forcé . . . . .	22
1.4 La génération spontanée de variabilité intrinsèque dans l’océan et ses mécanismes potentiels . . . . .	23
1.4.1 Exemples de génération spontanée de variabilité intrinsèque dans les modèles océaniques réalistes . . . . .	24
1.4.2 Transferts d’énergie cinétique à travers les échelles de temps . . . . .	24
1.4.3 Variabilité induite spontanément par la rectification tourbillonnaire . . . . .	25
1.4.4 Instabilités baroclines grandes-échelles . . . . .	29
1.4.5 Le point de vue de la théorie des systèmes dynamiques . . . . .	30
1.5 Enjeux et plan de l’étude . . . . .	33
1.5.1 Résumé de l’introduction . . . . .	33
1.5.2 Problématique et questions soulevées . . . . .	34
1.5.3 Plan de la thèse . . . . .	36
<b>2 Simulations, observations et méthodologie</b>	<b>39</b>
2.1 Modèle, simulations et observations . . . . .	40
2.1.1 Protocole expérimental et isolement de la variabilité océanique intrinsèque . . . . .	40



2.1.2	Simulations océaniques globales hautes-résolutions . . . . .	42
2.1.3	Observations altimétriques et réalisme du modèle . . . . .	44
2.1.4	Influence de la résolution sur la représentation de la variabilité océanique . . . . .	46
2.1.5	Les simulations climatiques CMIP5 . . . . .	49
2.2	Outils d'analyse . . . . .	50
2.2.1	Méthodes de filtrage mises en oeuvre . . . . .	50
2.2.2	Diagnostic de transferts d'énergie cinétique dans l'espace spectral . . . . .	55
2.2.3	Applications des diagnostics aux sorties de modèles hautes- résolutions : la toolbox Python pyClim . . . . .	56
<b>3</b>	<b>Caractérisation des échelles spatiales de la variabilité intrinsèque inter-annuelle à décennale de surface</b>	<b>59</b>
3.1	Introduction . . . . .	60
3.2	Article 1 : <i>Intrinsic variability of sea-level from global 1/12° ocean simulations : spatio-temporal scales</i> . . . . .	61
3.3	Discussion sur la variabilité petite-échelle basse-fréquence observée . .	76
3.4	Les échelles spatiales de la variabilité intrinsèque basse-fréquence de la température de surface . . . . .	76
3.4.1	Variabilité petite-échelle basse-fréquence de la température de surface . . . . .	78
3.4.2	Variabilité grande-échelle basse-fréquence de la température de surface . . . . .	79
3.4.3	Discussion . . . . .	81
3.5	Conclusion . . . . .	83
<b>4</b>	<b>Article 2 : <i>Quantifying uncertainties on regional sea-level change induced by multi-decadal oceanic intrinsic variability</i></b>	<b>85</b>
<b>5</b>	<b>Article 3 : <i>Inverse cascades of kinetic energy as a source of in- trinsic variability : global OGCM study</i></b>	<b>97</b>
5.1	Introduction . . . . .	101
5.2	Simulations and methodology . . . . .	103
5.2.1	Numerical simulations and regions of interest . . . . .	103
5.2.2	Spectral diagnostics . . . . .	104
5.3	Temporal inverse cascade of KE . . . . .	106
5.3.1	Robustness to low-frequency and synoptic atmospheric forcing	107
5.3.2	Arrest timescale . . . . .	108
5.4	Spatial inverse cascade of KE . . . . .	109
5.4.1	Spatial scales of $T_{KE}(k, l)$ . . . . .	109
5.4.2	Spatial arrest scale . . . . .	112
5.4.3	Two dynamical regimes . . . . .	113
5.5	Model resolution and nonlinear KE transfer . . . . .	118
5.6	Conclusion . . . . .	118
5.7	Appendix A : Comparison of datasets . . . . .	121

5.8	Appendix B : Derivation of Frontal Rossby Wave dispersion relation . . . . .	123
<b>6</b>	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>125</b>
6.1	Réponses aux questions posées . . . . .	127
6.1.1	Les échelles spatio-temporelles de la variabilité océanique intrinsèque de surface . . . . .	127
6.1.2	Type de variabilité : caractère stochastique et modes de la variabilité intrinsèque océanique . . . . .	127
6.1.3	Mécanismes à l’oeuvre dans la génération de variabilité intrinsèque océanique : cascade inverse temporelle d’énergie cinétique et <i>oscillateur turbulent</i> . . . . .	128
6.1.4	Impact de la résolution sur la variabilité intrinsèque océanique : du $1/4^\circ$ au $1/12^\circ$ . . . . .	129
6.2	Perspectives de recherche . . . . .	130
6.2.1	Variabilité intrinsèque des courants de bord-ouest et ajustement non-linéaire au forçage . . . . .	131
6.2.2	Couplage haute-résolution aux moyennes latitudes . . . . .	132
6.2.3	Analyse de la variabilité intrinsèque océanique à partir de simulations d’ensemble . . . . .	133
<b>A</b>	<b>Présentation du concept DOABLE : <i>Diagnosing Ocean/Atmosphere Big data with Little Effort</i></b>	<b>135</b>
A.1	Introduction . . . . .	136
A.2	Définition du cahier des charges du concept . . . . .	136
A.2.1	Représentation et accès à une base de données . . . . .	137
A.2.2	Classification des différents types de diagnostics . . . . .	138
A.2.3	Découpage du domaine et parallélisation des calculs . . . . .	140
A.2.4	Un outil collaboratif . . . . .	142
A.3	Définition des objets et d’un script type . . . . .	142
A.3.1	Gestion des Entrées/Sorties . . . . .	143
A.3.2	Parallélisation et gestion de la mémoire . . . . .	144
A.3.3	Structuration d’un script . . . . .	145
A.4	Conclusion . . . . .	146
<b>B</b>	<b>Article 4 : <i>Geostrophic Turbulence in the Frequency–Wavenumber Domain : Eddy-Driven Low-Frequency Variability</i></b>	<b>147</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>185</b>



# Synthèse des activités scientifiques

## Articles à comité de lecture

- Sérazin, G., B. Meyssignac, T. Penduff, L. Terray, B. Barnier, and J.-M. Molines, 2016a: Quantifying uncertainties on regional sea level change induced by multidecadal intrinsic oceanic variability. *Geophysical Research Letters*, 2016GL069273, doi:10.1002/2016GL069273
- Sérazin, G., T. Penduff, B. K. Arbic, L. Terray, M. Müller, B. Barnier, and J. Molines, 2016b: Inverse cascades of kinetic energy as a source of intrinsic variability: global OGCM study. *in preparation for Journal of Physical Oceanography*
- Grégorio, S., T. Penduff, G. Sérazin, J.-M. Molines, B. Barnier, and J. Hirschi, 2015: Intrinsic variability of the Atlantic meridional overturning circulation at interannual-to-multidecadal timescales. *Journal of Physical Oceanography*, doi:10.1175/JPO-D-14-0163.1
- Sérazin, G., T. Penduff, S. Grégorio, B. Barnier, J.-M. Molines, and L. Terray, 2014: Intrinsic Variability of Sea Level from Global Ocean Simulations: Spatiotemporal Scales. *Journal of Climate*, **28**, 4279–4292, doi:10.1175/JCLI-D-14-00554.1
- Arbic, B. K., M. Müller, J. G. Richman, J. F. Shriver, A. J. Morten, R. B. Scott, G. Sérazin, and T. Penduff, 2014: Geostrophic Turbulence in the Frequency–Wavenumber Domain: Eddy-Driven Low-Frequency Variability. *Journal of Physical Oceanography*, **44**, 2050–2069, doi:10.1175/JPO-D-13-054.1

## Communications

- *European Geoscience Union (EGU) General Assembly*, 2013, 2015, Vienne, Autriche (oral et poster)
- *Ocean Surface Topography Science Team (OSTST) Meeting*, 2013, 2014 et 2015 (posters)
- *DRAKKAR meeting*, Grenoble, France, 2014 (oral)
- *Ocean Sciences Meeting*, Hawaï, USA, 2014 (oral)
- *Intrinsic Variability Science Day*, Grenoble, France, 2015 (oral)
- *Theoretical advances in planetary flows and climate dynamics*, École de Physique des Houches, France, 2015 (oral)
- *Workshop global and regional sea level variability and change*, Majorque, Espagne, 2015 (oral)

## École d'été

Participation en 2013 à la 12<sup>ème</sup> édition de l'*International NCCR Climate Summer School*, "From Climate Reconstructions to Climate Prediction", Grindelwald, Suisse

## **Campagne en mer**

Participation à la campagne en mer PIRATA-FR25 en 2015 dont l'objectif principal est d'assurer la maintenance des mouillages ATLAS qui contribuent au suivi de la variabilité climatique de l'Atlantique tropical. À cela se sont greffées plusieurs missions connexes tout au long de la campagne : profils thermiques XBT, déploiement de bouées dérivantes SVP, déploiement de profileurs dérivants ARGO, mesures de courant par ADCP, profil verticaux jusqu'à 2000 m (température, salinité, oxygène, fluorimétrie) et prélèvements d'échantillons d'eau de mer. Nous avons publié sur le sujet sur le site internet du LGGE, <http://lgge.osug.fr/article983.html?lang=fr>.

## **Outils informatiques**

Développement des outils pyClim en Python permettant d'effectuer des diagnostics sur des données océaniques hautes-résolutions en optimisant l'usage de la mémoire et en parallélisant les calculs. Disponibles à l'adresse suivante : <http://servforge.legi.grenoble-inp.fr/projects/soft-pyclim>.

# Chapitre 1

## Introduction : de la variabilité naturelle du système climatique aux processus non-linéaires océaniques

### Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>La variabilité naturelle du système climatique . . . . .</b>	<b>5</b>
1.1.1	Variabilité naturelle forcée et variabilité interne . . . . .	5
1.1.2	Un outil conceptuel simple pour illustrer les trois types de variabilité . . . . .	8
<b>1.2</b>	<b>La variabilité océanique de surface : réponse linéaire au forçage atmosphérique . . . . .</b>	<b>11</b>
1.2.1	Circulation forcée par le vent . . . . .	12
1.2.2	Bilan de chaleur de l'océan superficiel . . . . .	14
1.2.3	Réponse linéaire au "bruit" atmosphérique . . . . .	14
<b>1.3</b>	<b>Introduction des non-linéarités océaniques et implication sur la variabilité océanique . . . . .</b>	<b>17</b>
1.3.1	L'advection de densité : $U \cdot \nabla \rho$ . . . . .	17
1.3.2	L'advection de quantité de mouvement : $U \cdot \nabla U$ . . . . .	20
1.3.3	Réponse non-linéaire de l'océan forcé . . . . .	22
<b>1.4</b>	<b>La génération spontanée de variabilité intrinsèque dans l'océan et ses mécanismes potentiels . . . . .</b>	<b>23</b>
1.4.1	Exemples de génération spontanée de variabilité intrinsèque dans les modèles océaniques réalistes . . . . .	24
1.4.2	Transferts d'énergie cinétique à travers les échelles de temps . . . . .	24
1.4.3	Variabilité induite spontanément par la rectification tourbillonnaire . . . . .	25
1.4.4	Instabilités baroclines grandes-échelles . . . . .	29
1.4.5	Le point de vue de la théorie des systèmes dynamiques . . . . .	30
<b>1.5</b>	<b>Enjeux et plan de l'étude . . . . .</b>	<b>33</b>
1.5.1	Résumé de l'introduction . . . . .	33
1.5.2	Problématique et questions soulevées . . . . .	34
1.5.3	Plan de la thèse . . . . .	36

---

La détection et l'attribution des changements climatiques liés aux activités humaines reposent sur la compréhension et l'évaluation de la variabilité naturelle du système climatique. Sa complexité est l'obstacle majeur à une identification fiable et précise de l'empreinte humaine sur le système, car celui-ci peut naturellement varier sur une large gamme d'échelles de temps et d'espace. La Figure 1.1a présente une "vue d'artiste" du spectre de la variabilité naturelle climatique et montre que celle-ci est significative de la journée à des centaines de milliers d'années. Ce rendu spectral, dont la première ébauche fut établie par Mitchell (1976), n'a pu être obtenu que par les conclusions issues de l'analyse de différentes séries temporelles climatiques - une série temporelle longue de millions d'années à une fréquence horaire étant bien entendu inaccessible. Ces dernières ont pu être obtenues à l'aide de mesures directes de température et également de proxys climatiques (p. ex. coraux, sédiments, carottes de glace, tronc d'arbres...). La plus longue mesure de température dont nous disposons à ce jour provient du centre de l'Angleterre et remonte jusqu'en 1650 (Figure 1.1b). Elle montre l'existence de pics d'énergie à des fréquences inter-annuelles à décennales qui peuvent être reliés à des modes de variabilité interne au système climatique, illustrant ainsi la capacité des différents composants (ici principalement l'océan et l'atmosphère) à produire spontanément des fluctuations.

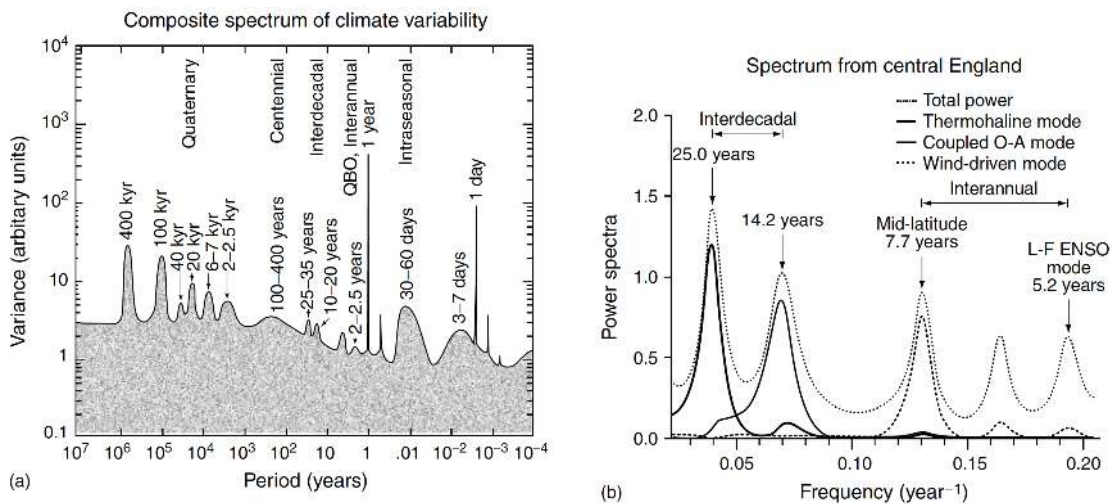


FIGURE 1.1 – (a) Vue d'artiste du spectre d'énergie de la variabilité climatique réalisé par composition de différentes séries temporelles. Extrait de Ghil (2002). (b) Spectre de l'enregistrement de Température en Centre Angleterre (CET) de 1650 à aujourd'hui ; l'association des pics aux causes physiques est hypothétique. Extrait de Plaut et al. (1995).

La variabilité naturelle du système climatique est encore mal connue et de nombreux phénomènes restent difficiles à modéliser et appréhender. Un exemple probant de la limite actuelle des connaissances est la controverse scientifique alimentée par le "hiatus" climatique, terme qui décrit ici le ralentissement observé de l'élévation de la température de surface globale sur les années 1998 à 2012. Fyfe et al. (2013) ont montré que la tendance observée sur cette période sort statistiquement de l'ensemble des projections climatiques issues de la cinquième série de simulations du Projet d'Intercomparaison de Modèles Couplés (CMIP5, Taylor et al., 2011), utili-

sée en outre pour établir le cinquième Rapport d'évaluation du Groupe d'Experts Intergouvernemental sur l'Évolution du Climat (GIEC, IPCC, 2013). La Figure 1.2 illustre cette différence notable sur les 15 dernières années entre la température de surface observée (GISTEMP, courbe noire) et simulée (CMIP5, courbe rouge). Plusieurs facteurs ont alors été avancés afin d'expliquer la cause des différences entre modèles et observations : variabilité interne climatique, modulation de l'influx solaire, biais dans les forçages en aérosol, artefact dans les observations... À ce jour, il n'y a toujours pas consensus sur le sujet, mais la période de 1998 à 2012 semble être associée à une phase négative d'un mode de variabilité décennale interne au système climatique, l'Oscillation Pacifique Inter-décennale (IOP, Power et al., 1999), dont il a été montré que ce mode peut substantiellement influencer la température globale de surface (Meehl et al., 2011, 2013; Dai et al., 2015). Cette phase négative de l'IOP, caractérisée par un refroidissement du Pacifique tropical, est également associée à un accroissement du contenu thermique océanique par l'absorption de chaleur dans trois régions océaniques du globe : les cellules subtropicales du Pacifique, l'océan Austral et le nord Atlantique.

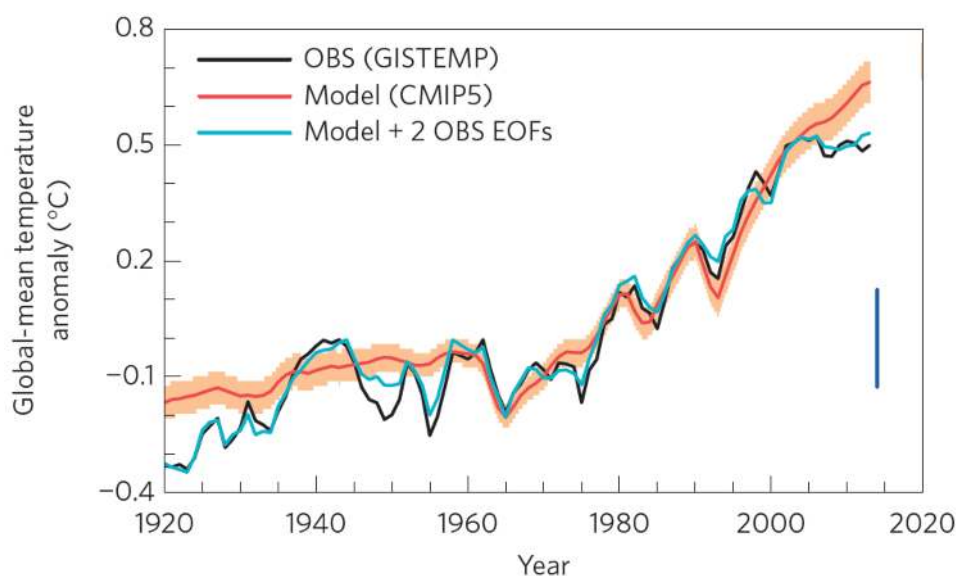


FIGURE 1.2 – Séries temporelles des anomalies de température globale (moyenne entre 60°S et 75°N) entre 1920 et 2013 : observations GISTEMP (noir) et moyenne d'ensemble des 66 simulations historiques issues des 33 modèles de CMIP5 (rouge) avec un intervalle de confiance à 95% (orange). La ligne bleue verticale représente les 10<sup>ème</sup> et 90<sup>ème</sup> quantile de la variabilité interne estimée des 30 simulations d'ensemble CESM1. Extrait de Dai et al. (2015).

Si les simulations couplées CMIP5 peinent à reproduire ce “hiatus” de la température de surface, c'est probablement parce que les modèles couplés possèdent encore des lacunes, concernant entre autre : la représentation des nuages, la variabilité interne du cycle de l'eau, le timing des modes de variabilité interne, la paramétrisation sous-maille des processus fines-échelles, etc. Parmi ces lacunes, on dénote également l'absence de la résolution explicite des tourbillons océaniques de méso-échelle ( $\sim 200$  km) dans les modèles d'océan utilisés. Griffies et al. (2014) ont



montré que ceux-ci ont un rôle fondamental dans les échanges verticaux et notamment dans l'absorption transitoire de chaleur par l'océan aux hautes latitudes. De même, ces tourbillons ont un rôle rétroactif sur la circulation océanique moyenne (Holland, 1978) et plus particulièrement sur la position des courants tels que le Gulf Stream ou le Kuroshio, là où l'atmosphère et l'océan échangent d'importantes quantités de chaleur (Kwon et al., 2010; Kelly et al., 2010; Hu et al., 2015).

Mais cette turbulence (c.-à-d. tourbillons) n'a pas seulement un rôle sur l'aspect spatial des écoulements océaniques, elle affecte aussi sa variabilité temporelle. En présence de ces tourbillons, le système océanique est capable de générer spontanément des fluctuations inter-annuelles ayant une empreinte sur le niveau de la mer (SLA), d'intensité comparable à la variabilité totale observée par les mesures altimétriques dans les régions à forts niveaux de turbulence (Penduff et al., 2011). Ces fluctuations spontanées s'expriment également sur la circulation méridienne de retournement de l'Atlantique (AMOC, Thomas and Zhai, 2013; Grégorio et al., 2015).

Cette variabilité propre à l'océan, qualifiée d'intrinsèque, et induite par les tourbillons de méso-échelle, n'est pour l'instant pas simulée par les modèles de climat (p. ex. CMIP5) en raison de la résolution grossière utilisée pour représenter l'océan. Il y a pour autant un enjeu important à comprendre le rôle des tourbillons océaniques dans la variabilité climatique, et plus précisément dans la génération de variabilité intrinsèque océanique. Il convient de caractériser cette dernière et de comprendre les processus qui la génèrent : cela constitue l'objet de cette thèse. Nous nous focaliserons plus particulièrement sur la variabilité intrinsèque océanique de surface en s'intéressant principalement à la SLA qui dispose désormais d'une vingtaine d'années d'observations satellitaires. Nous aborderons également la variabilité de la température de surface (SST).

Dans ce chapitre introductif, nous nous attacherons dans la section 1.1 à décrire la variabilité naturelle du système climatique, distinguant variabilité forcée et variabilité interne. Nous utiliserons également un modèle conceptuel afin d'illustrer les trois types différents de variabilité. Dans la section 1.2, nous présenterons deux modèles simples permettant d'explicitier la variabilité de la SLA et de la SST. Nous nous placerons dans un premier temps dans l'approximation linéaire et nous détaillerons le modèle stochastique classique d'*Hasselmann*. Dans la section 1.3, nous introduirons deux des principales sources de non-linéarités dans l'océan : l'advection de densité et l'advection de quantité de mouvement. Nous expliciterons les différents transferts d'énergie possibles dans l'océan induits par ces termes non-linéaires. Nous montrerons que l'hypothèse linéaire, confrontée à l'océan réel, est insuffisante pour expliquer certains phénomènes océaniques observés. Dans la section 1.4, nous verrons que les non-linéarités océaniques sont également susceptibles de générer de la variabilité océanique intrinsèque sans variabilité dans le forçage atmosphérique. Nous effectuerons une revue des diverses expériences réalisées avec des modèles globaux océaniques. Nous détaillerons également plusieurs paradigmes, proposés dans des cadres idéalisés, qui décrivent des mécanismes à l'oeuvre dans la génération spontanée de variabilité par l'océan turbulent. Le lecteur déjà familier avec la plupart de ces notions pourra se rendre directement en partie 1.5, où un résumé de l'introduction est donné. La problématique concernant la caractérisation de la variabilité

océanique intrinsèque de surface y est ensuite présentée, avant de développer le plan du manuscrit de cette thèse.

## 1.1 La variabilité naturelle du système climatique

Comme nous l'avons précédemment mentionné, la variabilité du système climatique s'étale sur une large gamme d'échelle de temps. Les origines de cette variabilité sont variées et peuvent être liées aux variations naturelles du système climatique, mais aussi aux activités humaines. On entend par variabilité naturelle, la somme des contributions des mécanismes internes au système climatique, et d'une variabilité liée à la modulation externe, autre que l'action humaine, du bilan radiatif. On distingue de ces variations naturelles, le forçage anthropique (principalement gaz à effet de serre et aérosol) qui a également une influence sur le bilan radiatif du système climatique. Cette section s'attache à décrire et à illustrer la variabilité naturelle du système climatique à travers ses échelles de temps.

### 1.1.1 Variabilité naturelle forcée et variabilité interne

#### Les facteurs externes

Les variations naturelles du système climatique peuvent être dans un premier temps forcées par une modulation externe de l'influx solaire. Les variabilités journalière et annuelle sont les plus évidentes à appréhender car elles sont rythmées respectivement par l'alternance du jour et de la nuit, et la périodicité des saisons. Elles correspondent aux pics très prononcés de la Figure 1.1 et elles sont liées pour la première, à la rotation de la Terre autour de son axe, et pour la seconde, à l'orbite elliptique de la Terre autour du Soleil. Lorsque l'on s'intéresse à un signal climatique, ces deux variabilités dominent nettement le signal. Nous verrons par la suite qu'il est d'usage de retirer ces cycles pour certains types d'analyses.

D'autres facteurs externes, d'intensité moindre mais pouvant avoir un impact substantiel sur le système climatique, sont également à l'oeuvre. Aux échelles de temps d'une civilisation humaine, ce sont les éruptions volcaniques (p. ex. El Chichon, 1982 ; Pinatubo, 1991), qui modifient temporairement les concentrations d'aérosols dans l'atmosphère et ont pour effet une diminution de la température globale ( $\sim 0.2^\circ C$ ). L'apparition quasi-cyclique de tâches solaires à la surface du soleil module également l'influx solaire reçu par la Terre d'environ  $1 W.m^{-2}$  (Wang et al., 2005). Les éruptions volcaniques sont, par nature, difficilement prévisibles, tandis que les cycles solaires ont une période moyenne de 11 ans (Foukal and Lean, 1988).

Aux plus grandes échelles de temps (de 10 000 à 100 000 ans, partie la plus à gauche du spectre de la Figure 1.1a), les interactions gravitationnelles interplanétaires font varier les paramètres astronomiques de la Terre (excentricité, obliquité et précession) et modulent ainsi l'intensité et la répartition géographique de l'influx solaire reçu par la Terre. Ces variations sont communément appelées cycles de Milankovitch (Berger, 1988) et sont responsables de variations climatiques importantes, dont les transitions entre ères glaciaires et interglaciaires.

## Les mécanismes internes

À cette variabilité forcée naturelle, s'ajoute une variabilité interne au système climatique émergeant spontanément. La complexité des différents acteurs du climat que sont l'océan, l'atmosphère, la cryosphère, l'hydrosphère et la biosphère, ainsi que leurs interactions respectives peuvent générer des fluctuations erratiques (c.-à-d. intermittentes et irrégulières) ainsi que des cycles quasi-périodiques. La variabilité s'organise généralement autour de structures spatiales préférentielles, caractérisant ce qui est appelé des modes de variabilité.

Certains de ces modes de variabilité ont une signature significative à des échelles de temps particulières. La variabilité intra-saisonnière (30-60 jours, Figure 1.1a) inclue les modulations des vents et des précipitations dans les tropiques liées à l'Oscillation de Madden-Julian (MJO, Madden and Julian, 1994), ainsi que les phénomènes de blocage atmosphérique aux moyennes latitudes (Haines, 1994).

La variabilité inter-annuelle (c.-à-d. 1 à 10 ans) contient des phénomènes spontanés quasi-cycliques tels que El Niño et l'Oscillation Australe (ENSO, Philander, 1989) : environ tout les 3 à 5 ans, la SST dans l'est du Pacifique tropical s'élève de quelques degrés pendant environ 1 an. Cette variation de SST est associée à un changement d'intensité des alizés et à une redistribution de masse dans l'atmosphère entre l'est et l'ouest du Pacifique. Le phénomène ENSO a un impact climatique (températures, précipitations) sur l'intégralité du globe comme le montre l'empreinte sur les observations de température du centre Angleterre (Figure 1.1b). De même, l'Oscillation Quasi-Biennale (QBO) correspond à un changement de direction des vents de la stratosphère équatoriale, et contribue également à la variabilité inter-annuelle avec une période d'environ 26 mois (Lindzen and Holton, 1968; Baldwin et al., 2001).

L'Oscillation Pacifique Décennale (PDO, Mantua et al., 1997) est un mode de variabilité caractérisé par une structure spatiale proche de celle d'ENSO au niveau du Pacifique équatorial, avec la particularité d'être intensifié dans le Nord Pacifique (Figure 1.3a). La série temporelle de la PDO (Figure 1.3b) exhibe une variabilité décennale marquée, d'où son nom. La PDO est analogue à l'IOP (Power et al., 1999), mode évoqué au début de ce chapitre comme une explication au "hiatus" climatique de ces quinze dernières années. La PDO est encore mal connue. D'après plusieurs études menées sur les mécanismes impliqués dans la PDO, il apparaît que cet indice climatique ne caractérise pas un unique mode physique, mais résulte plutôt de plusieurs phénomènes. De plus, étant donnée la courte période d'observation, il est difficile de déterminer un pic dans le signal significativement différent d'un processus auto-régressif d'ordre 1 (Pierce, 2001; Qiu et al., 2007). Certaines études suggèrent cependant des périodes caractéristiques de l'ordre de 20 et 50 ans (Minobe, 1997; Deser et al., 2004).

L'Oscillation Atlantique Multi-décennale (AMO, Kerr, 2000) caractérise des fluctuations d'une période de 60-80 ans dans l'Atlantique Nord, et se traduit par une anomalie grande-échelle de la SST dans le gyre subpolaire. Suite à l'analyse de carottes de glace du Groenland, Chylek et al. (2012) suggèrent également une période caractéristique de l'ordre de 20 ans. L'AMO a un rôle important sur les précipitations de large-échelle, en particulier au niveau du Sahel, sur le climat estivale

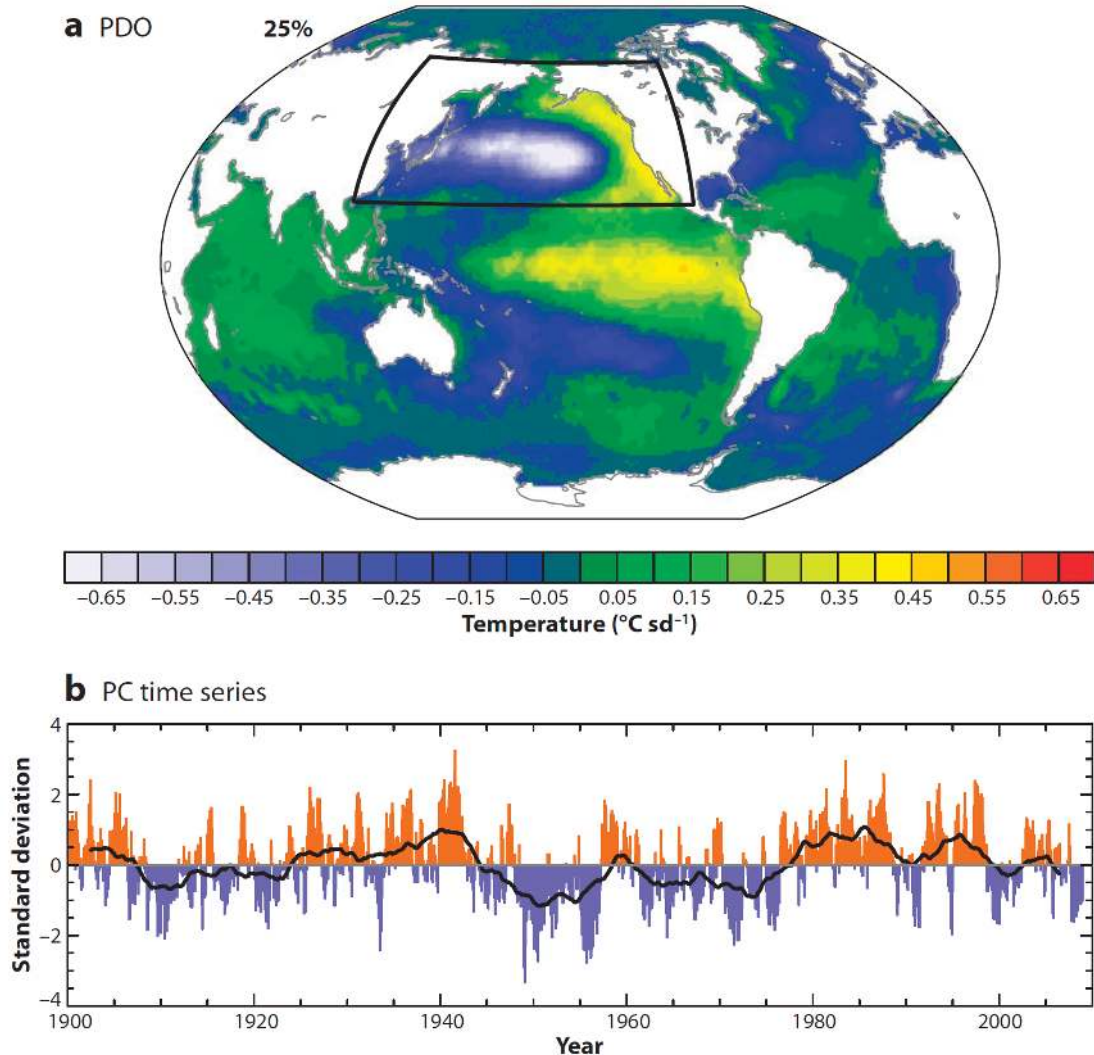


FIGURE 1.3 – L’Oscillation Pacifique Décennale (PDO). (a) Première Fonction Orthogonale Empirique (EOF) calculée sur les anomalies de températures de surface de l’océan (SST) du Nord Pacifique en moyennes mensuelles, issue des données HadISST sur la période 1900-2008. Bien que l’EOF soit calculée sur le Nord Pacifique (rectangle noir), la structure spatiale du mode est montrée sur l’intégralité du globe par régression des anomalies de SST sur la série temporelle de la Composante Principale (PC). (b) Séries temporelles associée à la PC montrant la série brute (histogramme bleu et rouge) ainsi qu’une version filtrée avec une moyenne glissante à 5 ans (ligne noire). Extrait de Deser et al. (2010).

d'Amérique du Nord et d'Europe de l'Ouest (Sutton and Hodson, 2005), ainsi que sur la fréquence des ouragans dans l'Atlantique (Goldenberg et al., 2001).

On trouve enfin, à gauche du spectre de la Figure 1.1a, des modes internes multi-décennaux liés à la glace et aux cycles de Dansgaard-Oeschger (Dansgaard et al., 1984; Oeschger et al., 1984), qui décrivent une intensification/réduction de la circulation thermohaline de l'Atlantique avec une récurrence tous les 2000-2500 ans. Les événements d'Heinrich caractérisent, quant à eux, un mode interne avec une période de 6000-7000 ans. Ce mode repose sur l'interaction entre l'augmentation de l'albedo due à la glace et la réduction des précipitations et températures.

Les modes de variabilité d'ENSO et la PDO sont le produit d'interactions entre l'océan et l'atmosphère et sont qualifiés de modes couplés, car ils requièrent à la fois l'océan et l'atmosphère pour exister. Les modes de variabilité intrinsèques à l'atmosphère, c.-à-d. qui ne requièrent pas de variabilité océanique en SST pour exister, ont quant à eux un caractère stochastique (c.-à-d. aléatoire) et n'ont pas de périodes préférentielles. Ils sont principalement caractérisés par un processus stochastique d'ordre 1 avec une fréquence de coupure de l'ordre d'une dizaine de jours (Deser et al., 2010). Ils possèdent une structure spatiale organisée et sont caractéristiques de la variabilité de la circulation atmosphérique extra-tropicale. On trouve par exemple l'Oscillation Nord Atlantique (NAO) et le Mode Annulaire Australe (SAM). La NAO consiste en particulier en une redistribution de masse atmosphérique entre l'Arctique et les régions subtropicales de l'Atlantique. Enfin, la nature de l'AMO est encore l'objet de nombreuses études, mais il semblerait que cette oscillation soit un mode océanique interne étroitement lié à la circulation de retournement de l'Atlantique Nord (AMOC) (Delworth and Mann, 2000), et excité par le forçage atmosphérique (Delworth and Greatbatch, 2000).

### 1.1.2 Un outil conceptuel simple pour illustrer les trois types de variabilité

Nous restreignons notre étude à la variabilité aux échelles de temps de l'ordre d'une civilisation humaine (c.-à-d. quelques centaines d'années). Nous simplifions également le problème en considérant seulement les deux acteurs principaux de la variabilité du système climatique sur cette gamme d'échelles temporelles : l'océan et l'atmosphère.

On peut représenter conceptuellement ces deux systèmes comme deux pendules non-linéaires forcés/dissipés en interaction l'un avec l'autre par l'intermédiaire d'un couplage, réalisé ici par un ressort (cf. Figure 1.4). Le pendule atmosphérique est excité par un forçage externe  $F_s(t)$  composé, d'une oscillation harmonique, d'amplitude  $A_s$  et de pulsation  $\omega_s$ , représentant la modulation saisonnière du cycle annuel de l'influx solaire, et d'une partie stochastique  $W_s(t)$  modélisant les facteurs externes non-prévisibles telles que les éruptions volcaniques. Le couplage par un ressort exprime le fait que l'atmosphère et l'océan exerce un rappel l'un sur l'autre. Il symbolise ainsi les échanges thermiques et mécaniques entre les deux parties. Chaque pendule dissipe enfin son énergie cinétique par les frottements de l'air, ce qui est analogue à la dissipation d'énergie par les processus petite-échelles au sein de l'océan et de l'atmosphère.

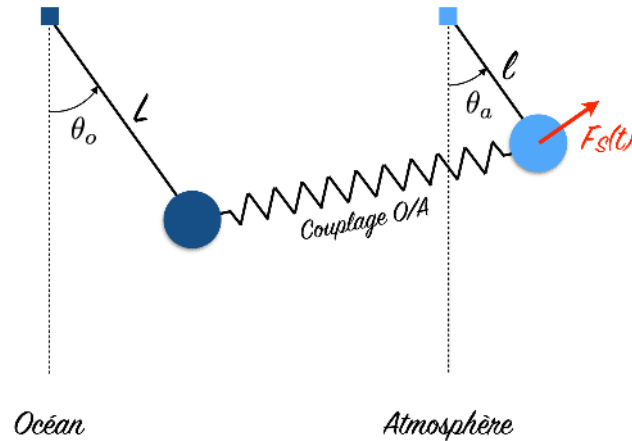


FIGURE 1.4 – Schéma d'un système à deux pendules reliés par un ressort symbolisant l'océan, l'atmosphère et leur interactions réciproques. Le pendule atmosphérique est excité par un forçage externe représentant le forçage radiatif.

Considérons dans un premier temps, le cas du pendule atmosphérique sans interaction avec le pendule océanique. Son équation du mouvement s'écrit alors sous la forme :

$$\begin{aligned} \ddot{\theta}_a + 2\alpha \dot{\theta}_a + \omega_a^2 \sin(\theta_a) &= F_s(t) \\ &= A_s \sin(\omega_s t) + W_s(t), \end{aligned} \quad (1.1)$$

où  $\theta_a$  est l'angle que fait le pendule par rapport à la verticale,  $\alpha$  est le facteur d'amortissement, et  $\omega_a = \sqrt{g/l}$  la pulsation propre du système. La non-linéarité du système provient de l'opérateur sinus qui ne peut être linéarisé que pour de faibles valeurs de  $\theta_a$ . Il est intéressant de représenter l'océan ou l'atmosphère par un pendule non-linéaire forcé/dissipé, car celui-ci est capable d'exhiber un comportement erratique lorsque les paramètres (c.-à-d. dissipation, pulsation propre, amplitude et pulsation du forçage) sont choisis de sorte que le système soit dans un régime chaotique. Le couplage entre les deux pendules permet d'illustrer les modes de variabilité couplée entre deux systèmes chaotiques, qui n'existe que lorsque l'on considère les deux systèmes en interaction. Il est à noter que ce modèle est un outil conceptuel permettant de décrire et d'expliciter certaines notions concernant la variabilité d'un système non-linéaire, et ne prétend nullement être représentatif du comportement global du système climatique. Ce modèle permet en outre, conjointement au spectre de la Figure 1.1, d'illustrer trois types de variabilité du système climatique (Ghil, 2002; Dijkstra, 2013).

### Type 1 : Réponse à un forçage externe harmonique

La réponse du système au forçage harmonique appliqué sur le pendule atmosphérique contient des fréquences identiques à ce forçage, et potentiellement des harmoniques de fréquences plus élevées. Il s'agit, dans le cas du système climatique (Figure 1.1a), de la réponse forcée du système à la rotation de la Terre (1 jour) et son orbite autour du Soleil (1 an). Même si le système est non-linéaire et se situe dans un régime chaotique, son spectre temporel, certes plus complexe, est encore

susceptible d'exhiber de façon significative un pic en réponse au forçage externe. La variabilité de type 1 est en quelque sorte la réponse quasi-linéaire du système au forçage externe.

### **Type 2 : Expression d'un chaos déterministe ou réponse à un forçage stochastique**

Un pendule dans un régime chaotique est capable de générer des fluctuations erratiques qui vont se traduire par un niveau de bruit dans le signal - potentiellement corrélé dans le temps, p. ex. un bruit rouge. Ce type de variabilité ne présente pas de pics fréquentiels bien définis mais se traduit plutôt par un continuum du spectre tel que l'on peut le voir dans la Figure 1.1a. Dans le cadre de milieux fluides continus comme l'atmosphère et l'océan, cette variabilité peut présenter une structure spatiale organisée à l'exemple des modes atmosphériques de la NAO ou du SAM. L'origine dynamique de ces modes peut parfois s'interpréter en terme de dynamique des systèmes non-linéaires, par une série de bifurcations conduisant le système au chaos (cf. section 1.4.5).

Une autre manière de générer un spectre de variabilité continu est d'appliquer à un système linéaire un forçage stochastique, dont un exemple simple est un bruit blanc. Ce dernier peut traduire certains événements externes qu'il est difficile de prédire (p. ex. les éruptions volcaniques), mais dont on peut quantifier la probabilité d'occurrence sous la forme d'un modèle aléatoire. Une des premières études à avoir formulé le système climatique sous une forme stochastique est celle de Hasselmann (1976) : les phénomènes "météorologiques" rapides (principalement l'atmosphère), dont la mémoire est limitée à une dizaine de jours, sont modélisés par un bruit blanc, et force un système "climatique" à dynamique plus lente (océan, cryosphère, etc). Le résultat est l'intégration du bruit "météorologique" par le système "climatique" (supposé linéaire), produisant en réponse un spectre rouge dont les caractéristiques dépendent de la mémoire du système "climatique". Une application à l'océan est présentée en détails dans la section 1.2.3.

### **Type 3 : Génération de modes de variabilité interne quasi-périodique**

Le troisième type caractérise les modes de variabilité qui s'expriment par des cycles quasi-périodiques et se différencie de façon significative du type 2 par des pics spectraux. Un pendule non-linéaire, par exemple, n'est pas nécessairement dans un régime chaotique et peut exhiber un comportement oscillatoire dont les cycles sont conditionnés par les bifurcations possibles du système. Des exemples de telles oscillations sont donnés dans la section 1.4.5 pour le cas du système non-linéaire océanique.

La génération de modes internes peut également résulter du couplage entre l'océan et l'atmosphère. C'est le cas d'ENSO et potentiellement de la PDO. Dans le cadre du double pendule, la raideur du ressort conditionne les interactions entre les deux parties : si on considère le problème restreint d'un ressort avec deux masses à chaque extrémités, on peut démontrer aisément que ce système est oscillant avec une fréquence propre dimensionnée par la raideur du ressort et la masse réduite du système.

Le cas d'un pendule non-linéaire sur lequel on applique un forçage stochastique et/ou harmonique est plus subtil car ce dernier est susceptible de modifier certains modes, voire d'exciter des modes qui ne s'exprimeraient pas de façon spontanée dans le système. Dans ce cas les notions de variabilités forcée et interne deviennent floues car ces deux composantes ne sont plus décorrélées. La variabilité observée peut alors être due à l'interaction du forçage avec les modes internes du système. La relation entre modes propres au système et forçage externe est discutée dans le cas de l'océan dans la section 1.4.5.

## 1.2 La variabilité océanique de surface : réponse linéaire au forçage atmosphérique

La partie précédente a mis en lumière la diversité des facteurs influençant la variabilité climatique, celle-ci s'exprimant sur une large gamme d'échelles temporelles. Par sa capacité calorifique mille fois plus importante que celle de l'atmosphère, l'océan est capable de stocker des quantités considérables de chaleur et influence les variations climatiques sur le long terme. Cette inertie thermique se répercute sur l'atmosphère via les flux de chaleur qui dépendent de la SST, du côté de l'océan ; des vents, de la température de l'air, de l'humidité et de la couverture nuageuse, du côté de l'atmosphère (Deser et al., 2010). Les variations grandes-échelles régionales de la SST sont en outre caractéristiques des grands modes de variabilité du système climatique (p. ex. la PDO en Figure 1.3). Les variations du niveau des mers témoignent également de la variabilité du système climatique : l'empreinte des activités humaines et du changement climatique se retrouve dans la hausse - au rythme de 3,2 mm/an - du niveau global des océans sur les deux dernières décennies (Meysignac and Cazenave, 2012; Church et al., 2013) ; les variations régionales du niveau des mers, observables par satellite sur cette même période, sont quant à elles dominées par l'empreinte de la variabilité naturelle du système climatique (Stammer et al., 2013). Ainsi, les variations des propriétés de l'océan de surface (SLA et SST) témoignent de la complexité de la variabilité du système climatique, et contribuent à cette variabilité via les échanges air/mer. Caractériser et déterminer les mécanismes à l'oeuvre dans les variations de SST et de SLA est un enjeu important dans la compréhension de la variabilité du système climatique.

Dorénavant, le système chaotique que l'on considère est uniquement l'océan, et l'atmosphère devient le forçage externe. Les fluctuations du pendule atmosphérique sont fixées et on observe comment le pendule océanique répond aux variations du pendule atmosphérique, transmises par le ressort. La notion de mode couplé océan/atmosphère disparaît alors. Les concepts de variabilité forcée et interne ainsi que la distinction des trois types de variabilité, présentés dans la partie précédente, s'appliquent maintenant au système océanique isolé. Nous qualifierons par la suite la variabilité générée spontanément par l'océan par le terme de variabilité intrinsèque, qui est couramment utilisé dans la littérature.



### 1.2.1 Circulation forcée par le vent

Il est utile d'introduire deux processus océaniques élémentaires pour comprendre comment l'atmosphère est capable d'influencer linéairement la variabilité océanique de surface. Les interactions entre l'atmosphère et l'océan sont de deux natures : mécanique et thermodynamique. Le premier traduit la transmission d'une fraction de la quantité de mouvement des vents atmosphériques vers les courants océaniques. Le deuxième traduit l'échange de chaleur entre les deux fluides.

La circulation océanique grande-échelle de surface s'établit en réponse aux vents atmosphériques. La Figure 1.5 illustre l'organisation de cette circulation : une configuration en double gyres, subpolaire et subtropical, dans les moyennes latitudes de l'Atlantique Nord et du Pacifique Nord ; un système de larges gyres subtropicaux dans l'hémisphère Sud associés avec un courant circumpolaire autour de l'Antarctique connectant les trois bassins océaniques ; un système de courants équatoriaux aux basses latitudes. Cette circulation océanique grande-échelle est bien établie mais peut varier autour de son état moyen en fonction des variations des vents.

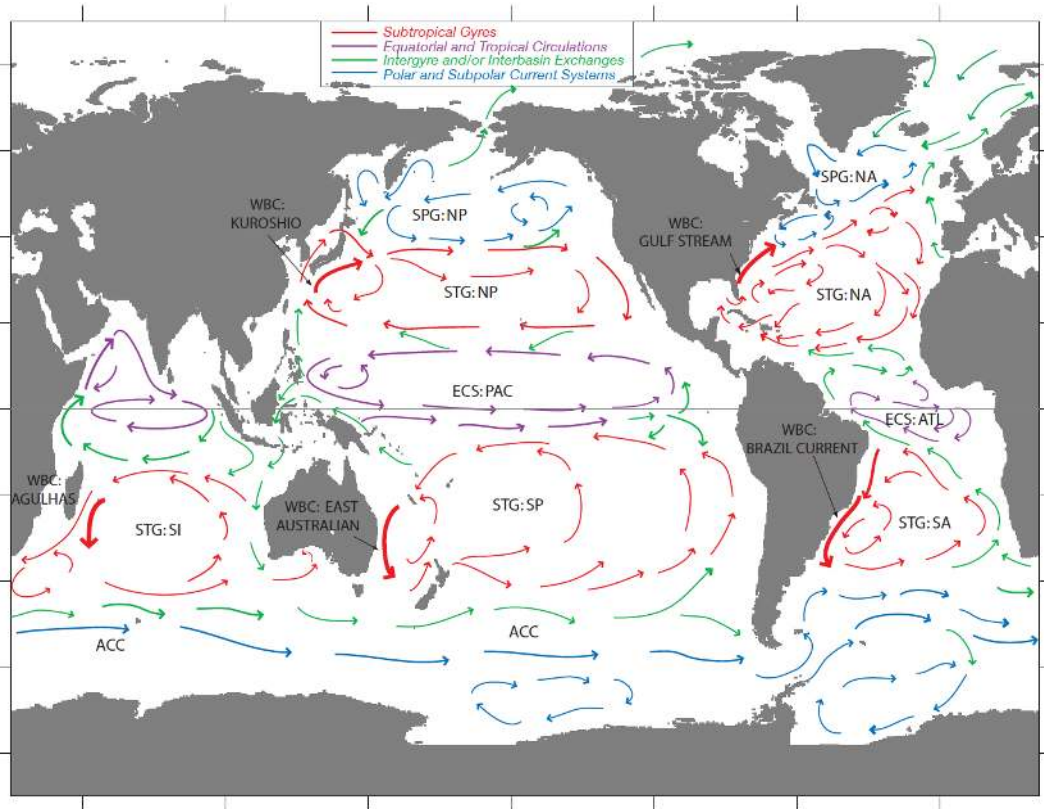


FIGURE 1.5 – Schéma des principaux courants océaniques. Acronymes : STG – Gyre subtropical ; SPG – Gyre subpolaire ; WBC – Courant de bord ouest ; ECS – Système de courants équatoriaux ; NA – Atlantique Nord ; SA – Atlantic Sud ; NP – Pacifique Nord ; SP – Pacifique Sud ; SI – Indien Sud ; ACC – Courant Circumpolaire Antarctique ; ATL – Atlantique ; PAC – Pacifique. Extrait de Vallis (2006).

Afin d'étudier la réponse de l'océan aux fluctuations atmosphériques, on considère un modèle d'océan simplifié et modélisé par un écoulement à surface libre,

à gravité réduite, possédant une couche et demie. Le principe fondamental de ce modèle consiste à représenter la thermocline (ou la pycnocline) comme un saut de densité  $\Delta\rho$  de sorte que les densités de la couche superficielle et de la couche en profondeur soient respectivement égales à  $\rho_0$  et  $\rho_0 + \Delta\rho$ . On suppose également que la couche en profondeur est infiniment profonde, ce qui impose qu'elle soit dynamiquement au repos car le gradient de pression associé est infiniment petit. On introduit la gravité réduite comme étant  $g' = g\Delta\rho/\rho_0$ . Le système est enfin soumis à une tension de vent  $\tau$  et à une friction de fond  $r$ . Sous ces conditions, les équations du mouvement et l'équation de continuité s'écrivent :

$$\partial_t \mathbf{U} + \mathbf{U} \cdot \nabla \mathbf{U} + f \mathbf{k} \times \mathbf{U} = -g' \nabla h + \frac{\tau}{\rho_0 H} - r \mathbf{U}, \quad (1.2)$$

$$\partial_t h + H \nabla \cdot \mathbf{U} = 0, \quad (1.3)$$

où  $h$  est la hauteur de la surface libre,  $H$  est la hauteur moyenne de la couche superficielle,  $f$  est la force de Coriolis,  $\mathbf{U}$  est la vitesse horizontale et  $\mathbf{k}$  est le vecteur unitaire vertical.

Un des avantages d'un modèle à gravité réduite réside dans sa capacité à capturer le premier mode barocline ainsi que la structure de la thermocline (pycnocline) principale. Or Wunsch (1997) a montré que la SLA, mesurée depuis l'espace par les satellites altimétriques, reflète principalement le premier mode barocline. Le compromis entre simplicité et degré de réalisme fait donc que ce modèle est largement employé pour représenter la circulation océanique induite par les vents atmosphériques.

On s'intéresse d'abord à la réponse linéaire de l'océan de surface. Cela revient à négliger le terme non-linéaire d'advection de quantité de mouvement  $\mathbf{U} \cdot \nabla \mathbf{U}$ . On décompose par la suite l'écoulement en deux composantes de vitesse  $\mathbf{U} = \mathbf{U}_g + \mathbf{U}_e$ ,  $\mathbf{U}_g$  étant la vitesse géostrophique et  $\mathbf{U}_e$  la vitesse agéostrophique résultant dans notre cas de la dérive d'Ekman. Les vitesses géostrophiques sont définies de telle sorte que l'écoulement soit en équilibre géostrophique, c.-à-d. le gradient de pression compense la force de Coriolis :

$$\mathbf{U}_g = \frac{g'}{f} \mathbf{k} \times \nabla h. \quad (1.4)$$

La composante agéostrophique résulte d'une perte d'équilibre géostrophique induite par la dérive d'Ekman, en réponse au forçage en vent, et s'écrit :

$$\mathbf{U}_e = -\frac{1}{\rho_0 h f} \mathbf{k} \times \boldsymbol{\tau}. \quad (1.5)$$

En calculant le rotationnel de (1.2) et en substituant le terme de divergence des vitesses grâce à (1.3), on obtient l'équation d'évolution linéaire de la vorticité, exprimée en fonction de la hauteur de la surface libre. Si on fait les hypothèses supplémentaires de négliger la friction et de se placer dans l'approximation des ondes de Rossby longues (c.-à-d. non-dispersives), on obtient l'équation de vorticité suivante :

$$\frac{\partial h}{\partial t} - c_R \frac{\partial h}{\partial x} = w_e, \quad (1.6)$$

où  $c_R = \beta g' H / f^2$  est la vitesse de phase des ondes de Rossby longues,  $\beta$  étant le gradient de vorticité planétaire. Le terme de droite correspond au pompage d'Ekman et est proportionnel au rotationnel du vent :

$$w_e = \frac{1}{\rho_0 f} (\nabla \times \boldsymbol{\tau}) \cdot \mathbf{k}. \quad (1.7)$$

L'ajustement linéaire de l'océan en réponse au forçage au vent se décrit alors simplement à l'aide du modèle (1.6) : une perturbation grande-échelle du forçage en vent conduit à une anomalie de pompage d'Ekman, dont l'information se propage vers l'ouest via les ondes de Rossby baroclines, et se traduit par une anomalie de surface sur l'intégralité du bassin ; les courants s'ajustent enfin de façon géostrophique en réponse à cette anomalie de surface. Ce modèle est en outre utile pour décrire comment la variabilité atmosphérique peut s'imprimer de façon linéaire sur la variabilité de SLA.

### 1.2.2 Bilan de chaleur de l'océan superficiel

L'évolution temporelle de la SST peut être décrite par un bilan de chaleur de la couche de mélange superficielle océanique :

$$\partial_t T = \frac{1}{\rho_0 c_p h_m} Q_{net} - (\mathbf{U}_g + \mathbf{U}_e) \cdot \nabla T - w_e \frac{(T - T_d)}{h_m}, \quad (1.8)$$

où  $c_p$  est la capacité calorifique de l'eau de mer,  $h_m$  la profondeur de la couche de mélange,  $T$  la température de la couche de mélange (égale à la SST),  $Q_{net}$  les flux de chaleur air-mer. D'après ce bilan thermique, les variations de la SST dépendent donc des phénomènes suivants :

- Les échanges thermiques entre atmosphère et océan via  $Q_{net}$
- L'advection horizontale de température par les courants géostrophiques  $\mathbf{U}_g$  et les courants induits par le vent  $\mathbf{U}_e$
- L'advection verticale de température induite par le vent entre la couche superficielle océanique et l'océan profond

Nous négligerons, dans un premier temps, les termes non-linéaires d'advection horizontale qui correspondent à la redistribution de chaleur dans l'océan par les courants géostrophiques et les courants d'Ekman. Dans cette approximation linéaire, l'océan est vu comme un réservoir de chaleur passif, absorbant (diffusant) de la chaleur de (vers) l'atmosphère.

### 1.2.3 Réponse linéaire au "bruit" atmosphérique

#### Le modèle stochastique d'Hasselmann pour la température de surface

Un paradigme fondamental proposant une explication au spectre continu de la variabilité basse-fréquence de la SST est l'application du modèle stochastique de Hasselmann (1976) au mécanisme d'absorption des flux de chaleur air-mer par la couche de mélange superficielle océanique (Frankignoul and Hasselmann, 1977). Le problème se pose sous la forme d'une équation différentielle du premier ordre, issue

d'une simplification de l'équation (1.8). Ainsi, l'évolution des fluctuations de température  $T$  de la couche de mélange, soumise à un forçage stochastique par les flux de chaleur  $\xi$ , s'écrit :

$$\frac{dT}{dt} = -\lambda T + \xi \quad (1.9)$$

Le paramètre  $\lambda$  dépend de la profondeur de la couche de mélange océanique et fixe le temps de décroissance ( $\tau = 1/\lambda$ ) des anomalies de SST générées par l'atmosphère. Un exemple d'application est donné par la Figure 1.6 dont le graphe du haut présente le forçage aléatoire par les flux de chaleurs air-mer. Celui-ci est appliqué à deux couches de mélange de profondeurs différentes (50m et 500m) dont les signaux montrent que les basses fréquences dominant (graphes du milieu et du bas) ; on notera que le filtrage des hautes fréquences est d'autant plus efficace que la couche de mélange est profonde.

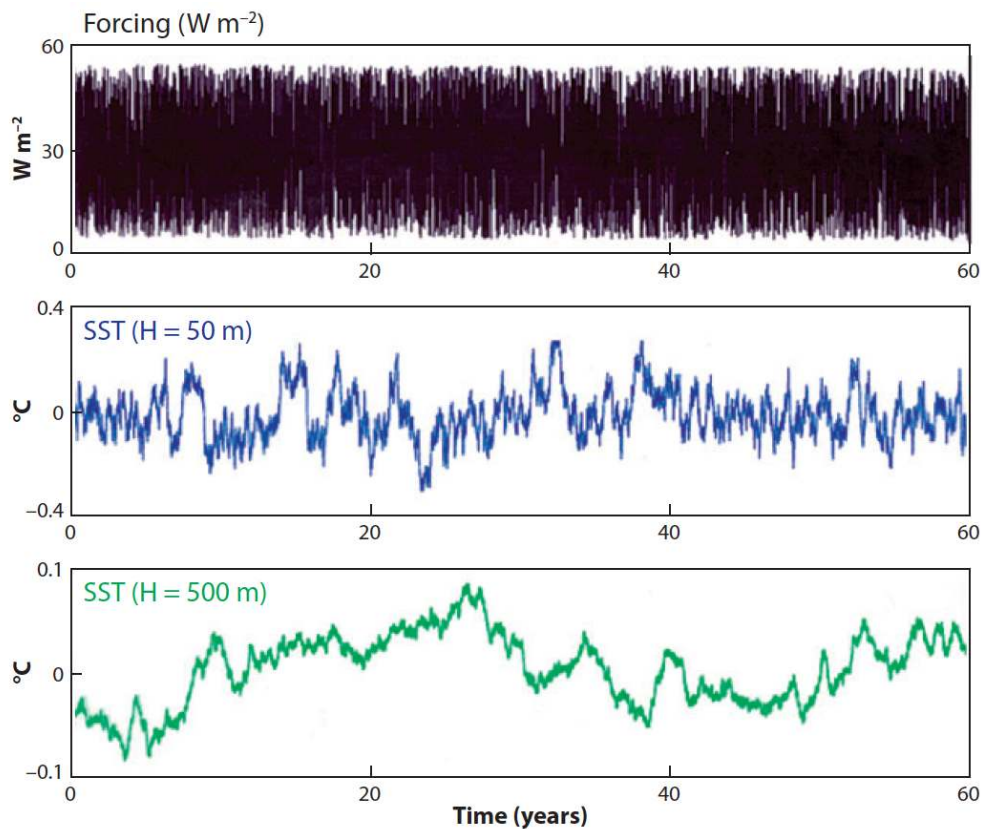


FIGURE 1.6 – Illustration du modèle stochastique de Hasselmann (1976) montrant qu'un forçage atmosphérique aléatoire (p. ex. un bruit blanc) en flux de chaleur (graphe du haut) est intégré par la couche de mélange océanique en filtrant les hautes fréquences. La réponse océanique résultante est un bruit rouge dont les caractéristiques dépendent de la hauteur de la couche de mélange, p. ex.  $H = 50$  m (graphe du milieu) et  $H = 500$  m (graphe du bas). Extrait de Deser et al. (2010).

Le spectre “rouge” associé à la variabilité océanique résultant de l'intégration du

spectre du bruit blanc atmosphérique peut alors s'écrire :

$$S(\omega) = S_0 \frac{\lambda}{\lambda^2 + \omega^2} \quad (1.10)$$

où  $S_0$  est le niveau de variance du bruit blanc du forçage atmosphérique. Le succès et la simplicité de ce modèle linéaire font qu'il est régulièrement employé comme hypothèse nulle dans l'analyse spectrale de signaux océaniques afin d'élaborer des seuils de significativité pour la détection de pics.

Le schéma conceptuel du double pendule de la Figure 1.4 permet d'illustrer le modèle d'Hasselmann. Si on considère le pendule atmosphérique dans un régime chaotique et le pendule océanique comme étant purement linéaire, le premier pendule va alors spontanément générer des fluctuations erratiques. Ces dernières vont être intégrées par le système de ressort et transmises au deuxième pendule, qui fonctionne alors comme un simple filtre passe-bas.

### Modèles stochastiques de réponse au forçage en vent

Frankignoul et al. (1997) appliquent le modèle stochastique d'*Hasselmann* à la circulation forcée par le vent afin d'investiguer un mécanisme générant de la variabilité décennale et plus longue aux moyennes latitudes : l'équation (1.6) est forcée par un pompage d'Ekman stochastique  $w_e$  provenant des fluctuations "météorologiques" de l'atmosphère. Ce forçage stochastique est intégré par l'océan et excite des ondes de Rossby baroclines qui se propagent vers l'ouest, tout en s'intensifiant - leur amplitude maximum étant atteinte au niveau des courants de bord-ouest. Il résulte de cette intégration un spectre "rouge" décrivant la variabilité de SLA et de la thermocline principale, dont la décroissance aux hautes fréquences a une loi en  $\omega^{-2}$ , similaire à (1.10).

En introduisant la contrainte supplémentaire de la conservation de la masse dans un bassin fermé - le bassin originel étant ouvert dans le modèle de Frankignoul et al. (1997) - LaCasce (2000) et Cessi and Louazel (2001) ont montré que le système était capable d'entrer en résonance à des fréquences décennales avec des modes de bassins dits "libres", correspondant aux modes les moins amortis du système. Le mécanisme est le suivant : les ondes de Rossby, excitées par le forçage atmosphérique, se propagent vers l'ouest et arrivent au niveau du bord ouest où leur énergie est transmise à l'équateur ; cette énergie est ensuite radiée vers l'est jusqu'à revenir au bord ouest où de nouvelles ondes de Rossby sont ré-émises aux mêmes fréquences. La connexion entre bords ouest et est n'est pas clairement identifiée et pourrait être due à des ondes côtières de Kelvin rapides (Milliff and McWilliams, 1994) ou bien des ondes de gravité grandes échelles (Primeau, 2002). Dans ces circonstances, un forçage stochastique n'est pas seulement en mesure de faire apparaître une variabilité de type 2 (c.-à-d. un spectre continu), mais également une variabilité de type 1 en amplifiant certaines fréquences présentes dans le forçage. Il est à noter cependant qu'il n'existe pour l'instant pas d'évidences concrètes que cette mise en résonance linéaire existe bel et bien dans l'océan réel. Weijer et al. (2012) ont réalisé l'étude la plus aboutie à ce jour en utilisant un modèle couplé réaliste et ont soulevé l'existence de deux modes à 10 et 17 ans. Ceux-ci sont des oscillations internes océaniques excitées de façon stochastique par l'atmosphère. Le dernier mode a en outre la propriété de se

projeter sur la PDO. Il n'est pas clair si ces oscillations sont de la nature des ondes de bassin "libres", potentiellement déformées par le milieu ambiant (c.-à-d. circulation et stratification inhomogène), ou si elles sont générées par un tout autre processus dynamique.

### 1.3 Introduction des non-linéarités océaniques et implication sur la variabilité océanique

Dans le modèle de circulation précédent, composé de (1.2) et (1.3), nous avons supposé un écoulement laminaire en négligeant le terme d'advection non-linéaire  $\mathbf{U} \cdot \nabla \mathbf{U}$ . De même, le modèle d'*Hasselmann* (1.9) appliqué à la couche de mélange océanique néglige l'influence du transport de chaleur par les courants océaniques  $\mathbf{U} \cdot \nabla T$  sur la variation du contenu thermique. Or l'océan est loin d'être dans un régime laminaire car le nombre de Reynolds  $Re$  caractéristique des écoulements océaniques est de l'ordre de  $4 \cdot 10^8$ , bien supérieur aux valeurs de  $10^3 - 10^4$  qui caractérisent la transition laminaire vers turbulent. Les observations satellitaires démontrent en outre la richesse des structures transitoires océaniques ainsi que l'omniprésence des tourbillons de méso-échelle aux moyennes latitudes (Stammer, 1997; Chelton et al., 2011; Morrow and Le Traon, 2012).

Les tourbillons de méso-échelle sont associés à de forts niveaux d'énergie cinétique turbulente (EKE), pour lesquels le forçage en vent n'a qu'une faible contribution (Large et al., 1991; Stammer and Wunsch, 1999) - bien qu'il soit la principale source d'énergie cinétique moyenne (MKE). L'EKE est environ 50 fois plus importante que la MKE (Stammer, 1997) et est principalement générée par l'instabilité barocline (Ferrari and Wunsch, 2009). Cette instabilité puise dans l'énergie potentielle disponible (APE) au sein de l'océan. Les conversions d'énergie MKE  $\rightarrow$  EKE et EKE  $\rightarrow$  MKE sont également possibles au sein de l'océan par l'intermédiaire de l'advection non-linéaire de quantité de mouvement. Nous présentons par la suite deux non-linéarités impliquées dans ces conversions d'énergie,  $\mathbf{U} \cdot \nabla \rho$  et  $\mathbf{U} \cdot \nabla \mathbf{U}$ , et leur implication sur la réponse de l'océan au forçage atmosphérique.

#### 1.3.1 L'advection de densité : $\mathbf{U} \cdot \nabla \rho$

Lorsque l'on considère le problème complet d'un fluide continument stratifié, en rotation, il est intéressant d'introduire le rayon de déformation de Rossby  $R_d$ , associé au premier mode barocline. Ce rayon caractérise l'échelle de longueur à laquelle les forces d'inertie entre en compétition avec les forces de flottabilité :

$$R_d = \frac{NH}{f}, \quad (1.11)$$

où  $N^2 = -g/\rho_0 \partial_z \rho$  est la fréquence de Brunt-Vaisala, caractérisant la stratification de la colonne d'eau, et  $H$  l'échelle verticale. Une cartographie de  $R_d$  dans le modèle NEMO à la résolution  $1/12^\circ$  est donnée par la Figure 1.7 et est proche de la cartographie obtenue par Chelton et al. (1998) à partir de l'analyse des observations in-situ et satellitaires. Dans l'océan,  $R_d$  est infini à l'équateur et tend à diminuer

avec l'augmentation de la force de Coriolis  $f$  en direction des pôles. Les variations de la stratification affectent aussi localement le rayon de déformation (p. ex. la mer Méditerranée). Le rayon de déformation est couramment utilisé pour caractériser l'ordre de grandeur des échelles turbulentes dans l'océan, car la théorie de la turbulence géostrophique prédit que l'injection d'EKE par instabilité barocline se produit aux échelles proches de  $R_d$ .

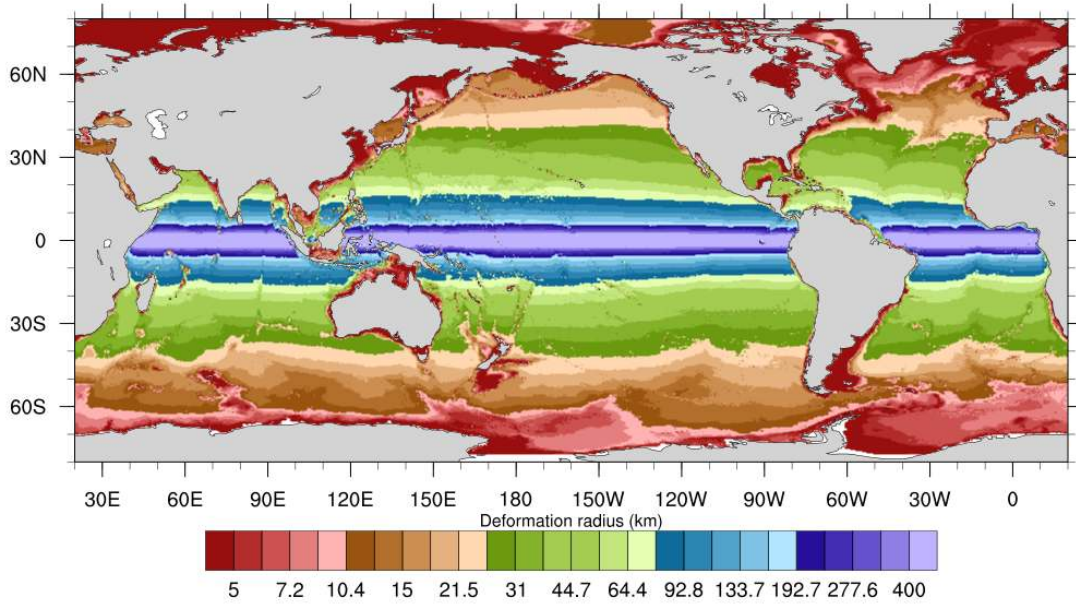


FIGURE 1.7 – Estimation du rayon interne  $R_d$  du premier mode barocline à partir de l'état moyen d'une simulation saisonnière issue du modèle NEMO au  $1/12^\circ$

Dans le cas où la stratification et la rotation sont importantes, les équilibres géostrophiques et hydrostatiques doivent se combiner pour maintenir l'écoulement en équilibre selon l'équation du "vent thermique" :

$$\mathbf{k} \times \partial_z \mathbf{U}_g = \frac{g}{\rho_0 f} \nabla_H \rho. \quad (1.12)$$

Cette équation indique que le cisaillement vertical de la vitesse géostrophique  $\partial_z \mathbf{U}_g$  est proportionnel au gradient horizontal de densité  $\nabla_H \rho$ . La Figure 1.8a donne un exemple de configuration de vent thermique dans un modèle à deux couches de densités différentes avec une couche plus froide à l'ouest et une plus chaude à l'est : le gradient méridien de densité induit une vitesse vers le nord pour la couche de surface et une vitesse vers le sud pour la couche en profondeur.

La vorticité potentielle (PV) d'Ertel  $\Pi$  prend en compte les effets de la rotation et de la stratification à travers une unique grandeur scalaire. Le théorème d'Ertel stipule de plus que  $\Pi$  est matériellement conservée ( $D_t \Pi = 0$ ) en l'absence de friction et de sources externes. Sous l'approximation hydrostatique et dans le cas d'une stratification continue la PV d'Ertel peut s'écrire :

$$\Pi = -\frac{f + \zeta}{\rho} \frac{\partial \sigma}{\partial z}, \quad (1.13)$$

où  $\zeta = (\nabla \times \mathbf{U}) \cdot \mathbf{k}$  est la vorticité relative, et  $\sigma$  est la densité potentielle caractérisant les isopycnes (c.-à-d. les surfaces de densité constante).

### L'instabilité barocline (APE $\rightarrow$ EKE)

L'équilibre du vent thermique (1.12) n'est pas stable car il ne correspond pas à l'état de plus basse APE : les isopycnes possèdent une inclinaison permanente par rapport à l'horizontale. Dans certaines circonstances, la relaxation vers un état de plus basse APE, se traduisant par une réduction de la pente des isopycnes, peut se produire par la croissance d'instabilités résultantes de faibles perturbations de l'écoulement. L'instabilité barocline est fondamentalement une instabilité de cisaillement vertical de vitesse liée à un gradient horizontal de densité.

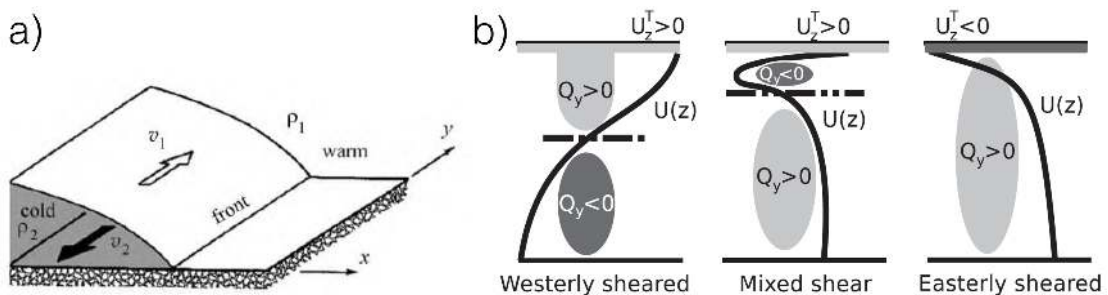


FIGURE 1.8 – a) Équilibre du vent thermique dans un fluide stratifié à 2 couches. Extrait de Cushman-Roisin and Beckers (2011). b) Schémas idéalisés des profils verticaux typiques de vitesses zonales pour une configuration de courant vers l'est (*westerly sheared*), de courant mixte (*mixed sheared*) et de courant vers l'ouest (*easterly sheared*). La courbe noire représente  $U(z)$ , et la ligne verticale en pointillés indique approximativement la profondeur à laquelle le gradient méridien de QGPV s'annule, négligeant le gradient de vorticité planétaire. Le cisaillement de surface est opposé au gradient méridional de PV en profondeur pour les deux dernier cas. Extrait de Tulloch et al. (2011)

Si on considère au premier ordre l'écoulement comme étant quasi-géostrophique, on peut approximer la PV d'Ertel par la vorticité potentielle quasi-géostrophique (QGPV), dont le gradient méridien grande-échelle est un critère intéressant pour discuter la stabilité barocline des écoulements océaniques. Tulloch et al. (2011) distinguent trois configurations d'écoulements typiques dans l'océan, illustrées par la Figure 1.8 : les courants vers l'ouest (*westerly sheared*) qui correspondent aux cas de l'ACC et aux extensions des courants de bord-ouest (p. ex. Gulf Stream, Kuroshio) aux moyennes latitudes, les courants mixtes (*mixed shear*) représentant les courants de retour des gyres subtropicaux typiquement entre  $20^\circ$  et  $30^\circ$ , et les courants vers l'est (*easterly shear*) qui caractérisent les contre-courants équatoriaux entre  $10^\circ$  et  $20^\circ$ . En fonction de la configuration verticale de l'écoulement, l'instabilité barocline peut se produire sous différents critères. L'instabilité de type Phillips (1954) réside dans la présence d'un point d'inflexion dans le profil vertical du gradient méridien de QGPV, et est probablement le type d'instabilité qui se produit dans l'ACC et dans l'extension des courants de bord-ouest (cf. *westerly sheared* de la Figure 1.8). L'instabilité de type Charney (1947) est quant à elle reliée au gradient vertical de



vitesse zonale (ou gradient méridien de densité) dans un milieu où la vorticité potentielle intérieure est quasi-constante. Cette instabilité peut apparaître près de la surface dans le cas des deux autres configurations d'écoulements présentées (*mixed sheared* et *easterly sheared*).

### 1.3.2 L'advection de quantité de mouvement : $U \cdot \nabla U$

#### L'instabilité barotrope (MKE $\rightarrow$ EKE)

L'instabilité barotrope se caractérise par une conversion d'énergie cinétique moyenne (MKE) vers de l'énergie cinétique turbulente (EKE). Elle tient son origine d'un cisaillement horizontal de vitesse rendant l'écoulement instable à de faibles perturbations. La Figure 1.9a propose un exemple qui satisfait les deux conditions nécessaires pour que l'instabilité se produise : l'existence d'un point d'inflexion dans le profil de vitesse, caract eris e par un changement de signe de la dérivée seconde  $d^2\bar{u}/dy^2$ , et l'existence d'une partie du domaine où la vitesse est opposée à la courbure du profil de vitesse se traduisant par  $-\bar{u} d^2\bar{u}/dy^2 > 0$ .

#### Les transferts d'échelles d'énergie cinétique turbulente (EKE $\rightarrow$ EKE)

Le terme d'advection non-linéaire est également responsable de transferts d'EKE à travers les échelles spatiales, et a un rôle primordial dans la redistribution d'EKE entre les échelles d'injection et de dissipation d'énergie dans l'océan. Son action est bien décrite analytiquement dans le contexte d'un écoulement barotrope en rotation et sans stratification. La force de Coriolis impose à l'écoulement un comportement bidimensionnel dont la turbulence (Kraichnan, 1967) a des propriétes très différentes d'une turbulence tridimensionnelle (Kolmogorov, 1941) : l'EKE est transf eree vers les grandes échelles où elle est dissipée par friction tandis que l'enstrophie (variance de la vorticité) est transf eree vers les petites échelles où elle est dissipée par la viscosité moléculaire  $\nu$  (cf Figure 1.9b).

Afin d'expliciter ces mécanismes de transfert d'échelles, on considère initialement deux modes de Fourier  $\underline{U}_p = \underline{U}_p e^{i\mathbf{p}\cdot\mathbf{x}}$  et  $\underline{U}_q = \underline{U}_q e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{x}}$ , de nombres d'onde  $\mathbf{p}$  et  $\mathbf{q}$ . Ces modes sont susceptibles d'interagir via le terme d'advection non-linéaire pour former deux nouveaux modes de nombres d'onde  $\mathbf{k} = \mathbf{p} + \mathbf{q}$  et  $\mathbf{k} = \mathbf{p} - \mathbf{q}$ . Ces derniers peuvent à nouveaux interagir avec les modes ambiants pour former d'autres modes de nombres d'onde  $\mathbf{k} + \mathbf{p}$ ,  $\mathbf{k} + \mathbf{m}$ , etc, et ainsi de suite, remplissant potentiellement l'intégralité du spectre d'EKE. Ces interactions sont qualifiées d'interactions triadiques car elles impliquent à chaque fois trois nombres d'ondes. Leur démonstration est détaillée dans le chapitre 8 sur la turbulence de Vallis (2006).

Le cas d'un fluide stratifi e en rotation rend le problème plus complexe car il rajoute la baroclinicit e de l'écoulement, induisant en outre des transferts d'énergie sur la verticale. Le lecteur int eress e pourra se rapporter à des ouvrages et articles sur la théorie "classique" de la turbulence géostrophique (Charney, 1971; Fu and Flierl, 1980; Hua and Haidvogel, 1986; Salmon, 1998), dont on résume ici les principaux éléments : l'APE est injectée aux grandes échelles par les flux de chaleur air-mer ; cette APE cascade vers les petites échelles jusqu'aux environs du rayon interne de déformation (1.11) où elle est convertie en EKE par l'instabilité barocline ;

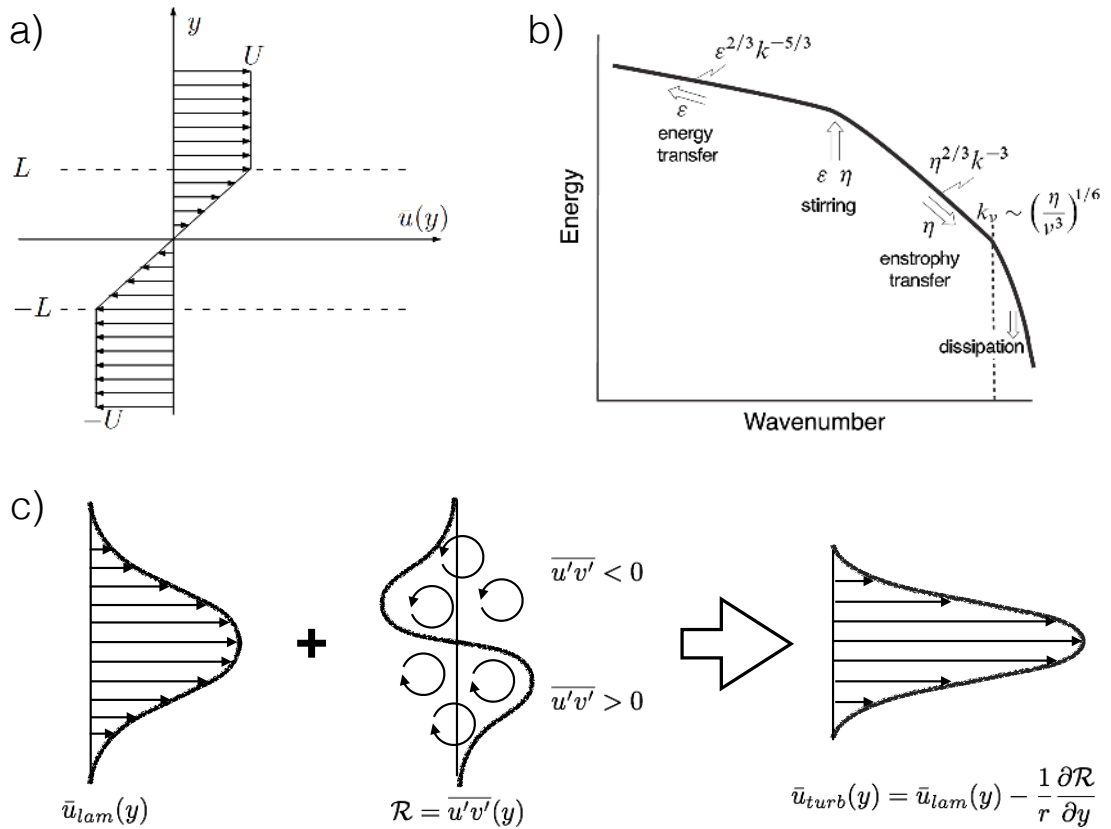


FIGURE 1.9 – Illustration de différents processus turbulents impliquant le terme d’advection non-linéaire  $\mathbf{U} \cdot \nabla \mathbf{U}$ . a) *Instabilité barotrope* : profil idéalisé d’un écoulement cisailé barotropequement instable. Extrait de Cushman-Roisin and Beckers (2011). b) *Transferts d’énergie en turbulence bidimensionnelle* : l’énergie  $\epsilon$  est transférée vers les grandes échelles depuis l’échelle d’injection tandis que l’enstrophie  $\eta$  est transférée vers les petites échelles. Extrait de Vallis (2006). c) *Rectification de l’écoulement moyen* : profil d’un jet zonal laminaire  $\bar{u}_{lam}(y)$  auquel s’ajoute l’influence des tensions de Reynolds  $\mathcal{R}$  induites par les tourbillons, pour donner un jet turbulent intensifié  $\bar{u}_{turb}(y)$

l’EKE cascade ensuite sur la verticale en barotropisant l’écoulement ; de là, l’EKE se comporte comme dans un écoulement purement bi-dimensionnel (barotrope) et est transférée vers les grandes échelles jusqu’à être dissipée par friction.

L’existence d’un tel transfert d’EKE, des petites vers les grandes échelles spatiales, a récemment été confirmée dans l’océan réel à travers l’analyse des données altimétriques (Scott and Wang, 2005). Cette cascade semble néanmoins ne concerner qu’une gamme réduite d’échelles spatiales (Tulloch et al., 2011). La turbulence géostrophique reste un problème complexe et encore loin d’être résolu comme l’attestent les études récentes en la matière : contributions des parts barotrope et barocline de l’écoulement (Scott and Arbic, 2007), effet du gradient de vortacité planétaire  $\beta$  et d’un bassin fermé (Straub and Nadiga, 2014), etc. Nous contribuerons à affiner la description de ces transferts d’énergie cinétique à travers les échelles spatiales dans le chapitre 5, par l’étude de simulations issues d’un modèle océanique réaliste.

### La rectification de l'état moyen par les tourbillons (EKE $\rightarrow$ MKE)

Il est d'usage d'analyser un champ turbulent en appliquant un opérateur de moyenne afin d'utiliser la décomposition de Reynolds :  $\mathbf{U} = \overline{\mathbf{U}} + \mathbf{U}'$ . On obtient ainsi l'équation d'évolution du champ moyen  $\overline{\mathbf{U}}$  et du champ des perturbations  $\mathbf{U}'$ . L'opérateur moyenne fait apparaître dans l'équation de la conservation de quantité de mouvement le gradient du tenseur de Reynolds  $\nabla \mathcal{R} = \nabla \overline{\mathbf{U}'\mathbf{U}'}$ . Ce terme traduit le fait que la matrice de covariance des vitesses du champ turbulent a une influence sur le champ moyen des vitesses. Ce processus, capable de générer une circulation moyenne à partir de courants transitoires, est appelé *rectification* et se traduit par une conversion d'EKE vers la MKE.

La Figure 1.9c illustre la rectification d'un jet zonal par les tourbillons : leur présence induit un champ de contraintes  $\mathcal{R} = \overline{u'v'}$  qui contribue à affiner et à intensifier le courant moyen du jet. Holland (1978) a conduit une des premières expériences qui a permis de mettre en évidence le rôle rétroactif des tourbillons dans la circulation générale océanique. Berloff (2005a,c,b) ont montré plus tard que la rectification tourbillonnaire a un impact notable sur des structures grandes-échelles telles que les jets zonaux et les gyres de moyennes latitudes. La présence de tension de Reynolds associées à une rectification dans l'océan réel est confirmée par l'analyse des observations satellitaires dans le jet du Kuroshio (Tai and White, 1990).

### 1.3.3 Réponse non-linéaire de l'océan forcé

Nous illustrons par la suite deux exemples de phénomènes océaniques observés, pour lesquels il est essentiel de tenir compte des non-linéarités des écoulements océaniques afin de pouvoir les expliquer. Ces deux exemples montrent que l'hypothèse d'un océan laminaire n'est pas suffisante pour expliciter la variabilité océanique observée.

#### Coexistence des ondes de Rossby et tourbillons océaniques

L'analyse des observations satellitaires de SLA a mis en évidence que les ondes observées à la surface de l'océan aux moyennes latitudes, interprétées classiquement comme étant des ondes de Rossby associées au premier mode barocline, se propagent à une vitesse plus rapide que celle prédite par la théorie linéaire (Chelton and Schlax, 1996; Osychny and Cornillon, 2004). Tulloch et al. (2009) montrent que la théorie linéaire décrit raisonnablement les ondes pour des latitudes inférieures à  $30^\circ$ , mais qu'au delà, les variations de SLA observées peuvent être interprétées comme une coexistence entre ondes de Rossby et turbulence géostrophique. Early et al. (2011) ont également montré que l'énergie cinétique d'un modèle linéaire QG se concentre le long de la relation de dispersion prédite pour le premier mode de Rossby. L'énergie se concentre cependant le long d'une ligne non-dispersive lorsque le terme d'advection non-linéaire est pris en compte dans le modèle QG. Cela est cohérent avec les résultats que donne une analyse spectral en fréquences-nombres d'onde appliquée aux observations altimétriques de moyennes latitudes (Wunsch, 2010). Ainsi, il n'est pas possible d'interpréter le signal altimétrique aux moyennes latitudes uniquement en terme d'ondes linéaires. Il faut tenir compte d'une physique plus complexe im-

pliquant la turbulence océanique. Il est à noter qu’aucune théorie n’existe à l’heure actuelle permettant d’explicitier analytiquement cette ligne non-dispersive décrite par Wunsch (2010).

### Ajustement non-linéaire au vent

Dans une configuration idéalisée à deux gyres modélisant la circulation océanique de l’Atlantique Nord, Dewar (2001) montre que le spectre de la variabilité de SST en réponse à la NAO n’est pas approximé de manière précise par un modèle d’ondes linéaires semblable à (1.6), mais requiert un modèle d’océan non-linéaire. Il utilise pour cela un modèle QG à 3 couches, intégrant le terme d’avection  $\mathbf{U} \cdot \nabla \mathbf{U}$ , couplé à un modèle simplifié d’atmosphère. Il étudie l’hypothèse selon laquelle la variabilité océanique de moyenne latitude résulte principalement des interactions non-linéaires au sein de l’océan. Les spectres de SST résultants d’un tel modèle possèdent des caractéristiques similaires aux spectres observés dans l’Atlantique Nord (Czaja and Marshall, 2000, 2001), sans dépendre fondamentalement de la variabilité atmosphérique, contrairement au modèle linéaire. Dewar (2003) montre en effet que l’ajustement basse-fréquence non-linéaire de l’océan en réponse à l’atmosphère est sensiblement différent du problème classique linéaire : la constante de temps d’ajustement du bassin n’est plus régie par le temps de propagation des ondes linéaires de Rossby à travers le bassin océanique, mais par les flux turbulents de vorticité potentielle. La variabilité océanique de moyenne latitude semble dans ce contexte être principalement régie par les non-linéarités internes océaniques.

## 1.4 La génération spontanée de variabilité intrinsèque dans l’océan et ses mécanismes potentiels

Les études de Dewar (2001) et Dewar (2003), pr sent es précédemment, montrent que l’introduction des non-linéarités dans un océan idéalisé modifie en substance sa réponse au forçage atmosphérique. Cette réponse est en partie conditionn e par la variabilité intrinsèque de l’océan non-linéaire, qui s’exprime en l’absence de variabilité dans le forçage atmosphérique. Dans une étude pionnière, Holland and Haidvogel (1981) notèrent, dans un modèle QG à 2 couches dans lequel les tourbillons de méso-échelle étaient résolus, l’apparition de fluctuations spontan es sur les jets de courant de bord ouest, qu’ils dénotent par le terme de “vacillation”. La turbulence océanique n’influence donc pas seulement les caractéristiques spatiales de l’écoulement (p. ex. rétroaction tourbillons-courant moyen, section 1.3.2) mais également sa variabilité temporelle. Dans ces circonstances, le pendule océanique se trouve dans un régime chaotique et/ou quasi-oscillant, et est capable de générer spontanément sa propre variabilité intrinsèque.

Cette variabilité océanique intrinsèque n’est pas uniquement un artefact des modèles idéalisés : elle apparaît dans des expériences r alis es avec modèles réalistes de circulation générale à haute-résolution (p. ex. Taguchi et al., 2007; Penduff et al., 2011). Une résolution spatiale au  $1/4^\circ$  est nécessaire pour commencer à résoudre les

échelles d'injection d'énergie cinétique liées aux instabilités hydrodynamiques dans l'océan (p. ex. instabilité barocline, section 1.3.1, instabilité barotrope, section 1.3.2) impliquant les tourbillons de méso-échelle. Lorsque ces tourbillons sont partiellement résolus, et que la viscosité du modèle est suffisamment faible, les non-linéarités océaniques peuvent s'exprimer et induire de la variabilité intrinsèque dans le système. Nous présentons ici une revue de phénomènes océaniques susceptibles de générer spontanément des fluctuations, et de mécanismes proposés pour expliciter l'origine de cette variabilité intrinsèque.

### 1.4.1 Exemples de génération spontanée de variabilité intrinsèque dans les modèles océaniques réalistes

Plusieurs études utilisant des modèles réalistes régionaux à haute-résolution, ont montré que la variabilité intrinsèque océanique s'exprime sur plusieurs phénomènes. En particulier, l'intensité et la position du courant du Kuroshio sont capables de fluctuer spontanément (Taguchi et al., 2007; Douglass et al., 2012). Le Gulf Stream est également susceptible d'exhiber des oscillations basses-fréquences intrinsèques (Spall, 1996). L'ACC exhibe des comportements similaires avec des fluctuations intrinsèques de la position des jets ainsi qu'une intermittence de leur apparition (Thompson and Richards, 2011). La variabilité inter-annuelle de la circulation océanique de la partie ouest du Golfe d'Alaska n'est pas reliée directement aux fluctuations grandes-échelles du forçage, contrairement à la partie est (Okkonen et al., 2001). Cela s'explique par la variabilité intrinsèque à l'échelle des tourbillons (Combes and Di Lorenzo, 2007). En profondeur, les eaux modales au sein des gyres subtropicaux, caractérisées par un minimum de PV le long de la colonne d'eau, ont un volume et une épaisseur qui peuvent fluctuer spontanément (Hazeleger and Drijfhout, 2000). Ces variations intrinsèques des eaux modales restent cependant faibles en comparaison à la variabilité totale observée (Douglass et al., 2013).

La variabilité intrinsèque océanique a une empreinte sur l'océan de surface dans de nombreuses régions du globe. La première cartographie globale de la variabilité intrinsèque inter-annuelle de SLA a été réalisée par Penduff et al. (2011) avec le modèle global turbulent NEMO au  $1/4^\circ$ . La Figure 1.10 montre ici la cartographie équivalente des variations spontanées inter-annuelles de SST et est cohérente avec les conclusions de Penduff et al. (2011) : la variabilité intrinsèque basse-fréquence de surface est substantielle aux moyennes latitudes, en particulier dans les zones de courants de bord ouest et dans l'ACC. La variabilité intrinsèque océanique peut enfin se faire ressentir sur toute la verticale d'un bassin océanique, tel que le montrent les études sur la variabilité de l'AMOC (Hirschi et al., 2013; Grégorio et al., 2015).

### 1.4.2 Transferts d'énergie cinétique à travers les échelles de temps

Parmi les mécanismes susceptibles de générer de la variabilité intrinsèque, le terme d'advection non-linéaire  $\mathbf{U} \cdot \nabla \mathbf{U}$  peut non seulement transférer de l'énergie cinétique des petites vers de plus grandes échelles d'espace (cf. section 1.3.2), mais aussi des courtes vers de plus longues échelles de temps. Arbic et al. (2012) appliquent

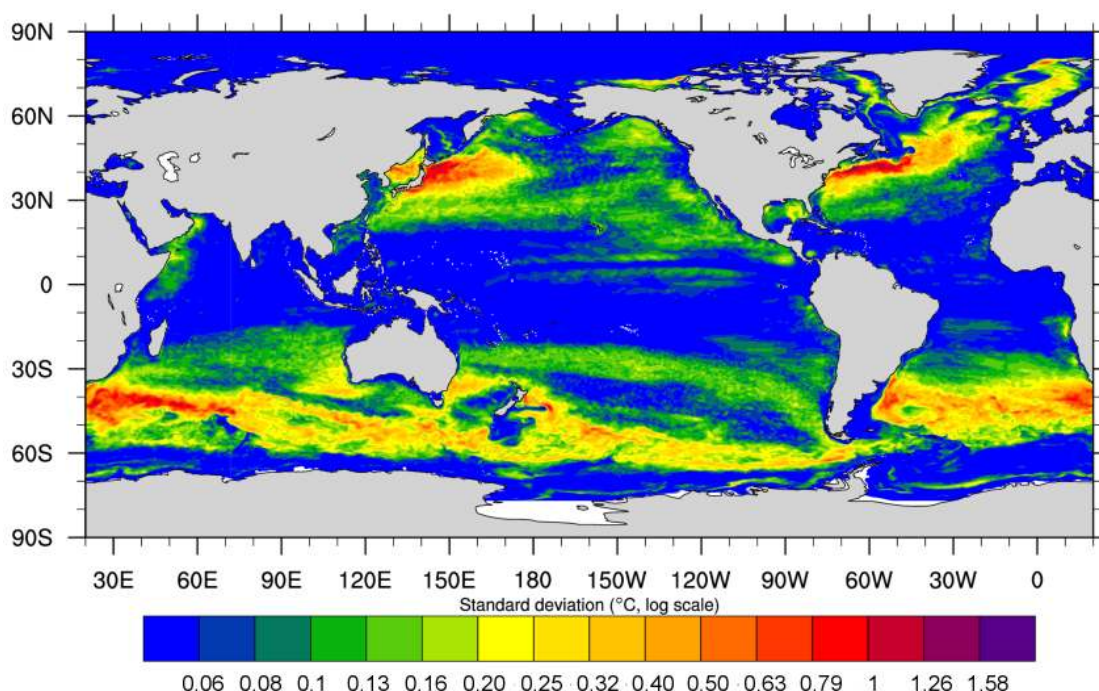


FIGURE 1.10 – Ecart-type intrinsèque inter-annuel à décennale (1.5-20 ans) de la température de surface (SST), spontanément générée par les non-linéarités océaniques d'un modèle au  $1/4^\circ$

une méthode d'analyse spectrale et démontrent que ces transferts d'énergie cinétique entre échelles temporelles existent dans un modèle QG à 2 couches. L'étude de Arbic et al. (2014), à laquelle nous avons contribué et qui se trouve dans l'annexe B, corrige une étape dans le pré-traitement des analyses effectuées par Arbic et al. (2012) sur les sorties de modèle réaliste et sur les observations satellitaires. Ces derniers, grâce à cette correction, mettent en évidence une cascade inverse d'énergie cinétique des échelles de temps rapides vers les échelles de temps longues. Ces échanges sont cependant moins importants dans le signal altimétrique que dans le modèle réaliste. L'explication réside probablement dans l'interpolation réalisée pour fabriquer les données grillées à partir des données le long des traces altimétriques. D'après les expériences en modèle QG menées par Arbic et al. (2012) et Arbic et al. (2014), l'instabilité barocline et les transferts d'énergie associés à l'advection non-linéaire de quantité de mouvement sont susceptibles de se produire spontanément dans l'océan, et de fabriquer ainsi de la variabilité intrinsèque. Cela n'a toutefois pas encore été démontré dans des modèles d'océan réalistes et sera investigué dans le chapitre 5.

### 1.4.3 Variabilité induite spontanément par la rectification tourbillonnaire

Des études idéalisées décrivent un processus océanique apparaissant spontanément dans les régions où les niveaux d'EKE, l'instabilité barocline et la rectification par les tourbillons sont importants : les jets de courants de bord-ouest (p. ex. les courant du Kuroshio et du Gulf Stream) et les jets de l'ACC. Les oscillations basses-

fréquences résultent d'une modulation de la rectification tourbillonnaire autour d'un écoulement fluctuant lentement.

### Le mécanisme de l'*oscillateur turbulent*

L'*oscillateur turbulent* est un mécanisme de variabilité grande-échelle basse-fréquence décrit par Berloff et al. (2007b) dans un modèle QG à 2 couches. Il est caractérisé par des variations quasi-cycliques basse-fréquences de position et d'intensité du jet de bord ouest se dirigeant vers l'est, et s'établissant dans une configuration de circulation océanique à deux gyres. C'est le cas, par exemple, du courant du Kuroshio associé aux deux gyres du Pacifique Nord (cf. Figure 1.5). La génération de variabilité basse-fréquence implique fondamentalement l'intensification du jet de bord-ouest par la rectification tourbillonnaire ainsi que les échanges turbulents de PV entre les gyres subpolaires (nord) et subtropicaux (sud).

Les variations de position et d'intensité du jet sont capturées par les deux premiers modes empiriques (EOFs) de la fonction de courant de surface : le premier correspond à un tripôle caractérisant le déplacement du jet (Figure 1.11a), tandis que le deuxième est associé à un dipôle caractérisant l'intensification et l'affaiblissement du jet (Figure 1.11b). Ces deux modes empiriques ont un contenu basse-fréquence substantiel et une signature significative dans la bande de fréquence inter-annuelle (Figure 1.11c, d). Ils sont reliés par une quadrature de phase (Figure 1.11e) et décrivent un même mode dynamique, quasi-périodique, dont on peut décomposer l'oscillation en 4 phases. Les phases positive et négative du premier (second) mode sont notées respectivement A et C (B et D). La chronologie de l'oscillation se décrit alors par la séquence d'événements  $A \rightarrow B \rightarrow C \rightarrow D \rightarrow A$  dont on détaille les caractéristiques :

- A** - Le jet est intense et déplacé vers le nord ; il est associé avec un large gyre subtropical et une barrière de PV élevée entre les deux gyres.
- B** - Le jet migre vers le sud, dû à une réduction du gyre subtropical ; le jet reste intense et la barrière de PV élevée.
- C** - La rectification par les tourbillons s'amenuise, entraînant un affaiblissement de la barrière de PV et du jet ; le gyre subtropical atteint sa taille minimale.
- D** - Le gyre subtropical croît et induit un déplacement du jet vers le nord ; la barrière de PV et le jet restent faibles.
- A** - La rectification par les tourbillons s'intensifie à nouveau et donne lieu à une intensification du jet et à une barrière de PV élevée ; le gyre atteint sa taille maximale.

Ce phénomène est analogue au système du pendule chaotique (cf. Figure 1.4) où le forçage, c.-à-d. la rectification par les tourbillons, est en compétition avec l'inertie liée à la PV du gyre subtropical. L'*oscillateur turbulent* est semblable aux modes décennaux de variabilité intrinsèque apparaissant dans des modèles océaniques QGs à 2 couches (Berloff and McWilliams, 1999), et à 3 couches (Dewar, 2003; Hogg et al., 2005, 2006).

Ce mode de variabilité est associé à un fort signal en SST induit par les tourbillons et les variations du jet (Dewar, 2001). Il est susceptible de se projeter sur les

modes atmosphériques dans un modèle QG couplé (Hogg et al., 2006; Berloff et al., 2007a). Ce mode disparaît lorsque l'action des tourbillons est paramétrisée par un opérateur de viscosité (Kravtsov et al., 2006), démontrant le rôle essentiel des tourbillons dans ce mécanisme intrinsèque de variabilité décennale. Berloff et al. (2007a) proposent une paramétrisation stochastique des tourbillons sous la forme d'un processus aléatoire non-stationnaire afin de reproduire dans un modèle non turbulent ce mode de variabilité basse-fréquence. Kondrashov and Berloff (2015) suggèrent une autre technique stochastique, basée sur l'utilisation de modes empiriques, qui permet de représenter les variations grandes-échelles de ce mode océanique intrinsèque.

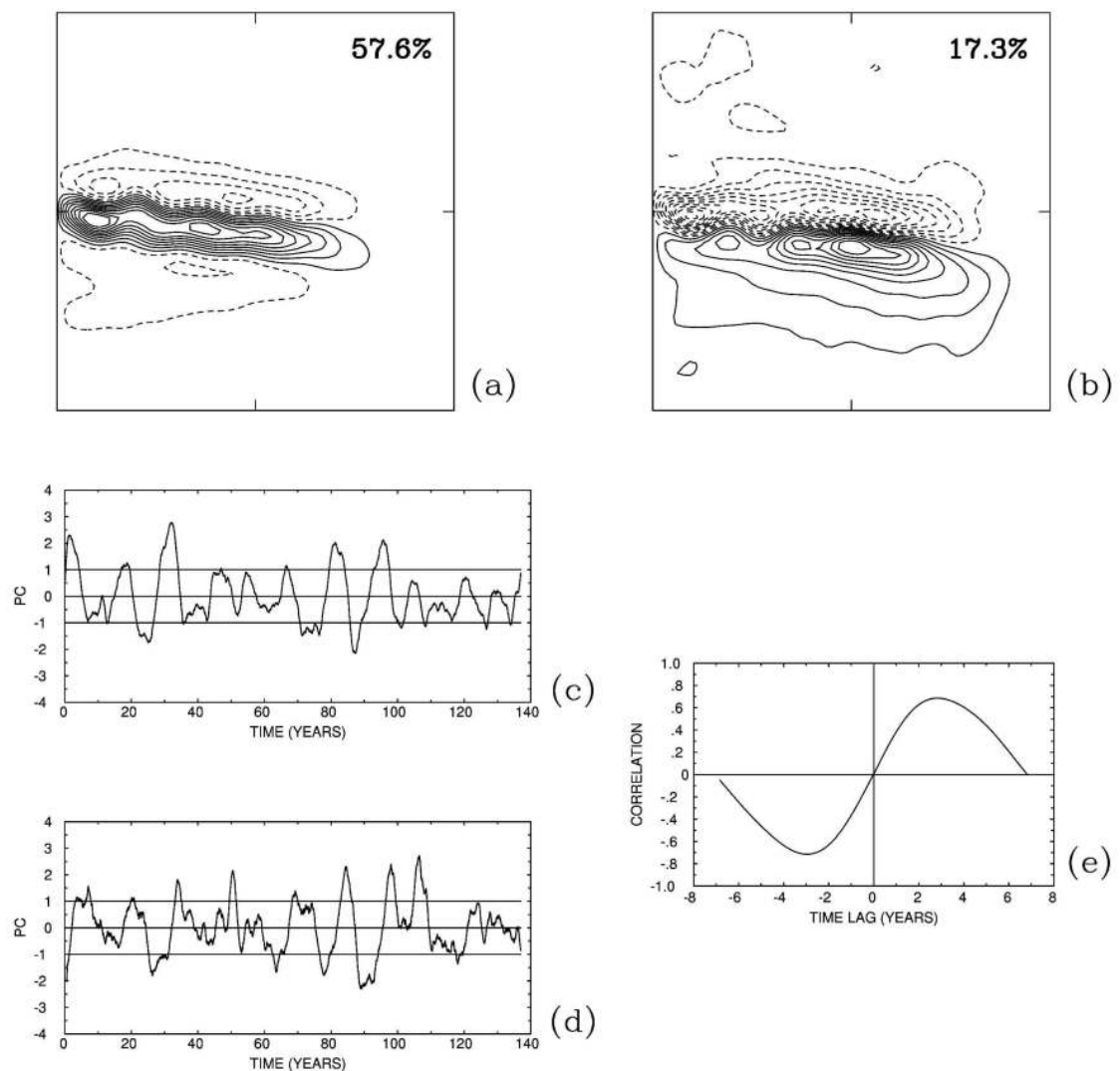


FIGURE 1.11 – Structure spatiale basse-fréquence : (a), (b) les deux modes empiriques (EOFs) de la fonction de courant de surface. Les EOFs sont adimensionnés par leur valeur maximum (CI : 0.1). Le pourcentage correspond à la fraction de la variance totale expliquée par l'EOF. (c), (d) Les composantes principales (adimensionnalisées par leur écart-type) associées aux EOFs. (e) Fonction de corrélation croisée entre les deux PCs. Extrait de Berloff et al. (2007b).



### Intégration stochastique des tensions de Reynolds

Le transport d'eau anticyclonique autour du mont sous-marin du Zapiola, dans le bassin Argentin, exhibe des fluctuations intrinsèques basses-fréquences dans un modèle réaliste ( $\sim 100$  Sv). Afin d'expliquer ce phénomène, Venaille et al. (2011) décrivent un mécanisme barotrope simple, faisant intervenir l'intégration à la *Hasseleman* des tensions de Reynolds. La variation temporelle du transport  $\mathcal{T}$  en réponse au forçage des tourbillons  $\eta_{eddy}$  s'écrit :

$$\frac{d\mathcal{T}}{dt} = \eta_{eddy} - \omega_b \mathcal{T}, \quad (1.14)$$

où  $\omega_b$  est un coefficient de friction. Le terme tourbillonnaire peut s'approximer par  $\eta_{eddy} \approx -h\overline{u'v'}|_{r=L_h}$  qui correspond au flux tourbillonnaire de quantité de mouvement sur le pourtour du mont sous-marin ( $r = L_h$ ), avec  $u$  et  $v$  les vitesses radiales et azimutales, et  $h$  la profondeur. Cette équation décrit un mécanisme d'*upscaling*, par lequel les fluctuations stochastiques petites-échelles (induites par les tourbillons) se transmettent à un phénomène plus grande échelle (le transport d'eau) par le biais des tensions de Reynolds.

### Le cas de l'Océan Circumpolaire Antarctique

Les écoulements au sein de l'ACC sont fortement contraints par la topographie et les mécanismes à l'oeuvre dans la variabilité des jets de l'ACC diffèrent quelque peu des courants de bord-ouest. Thompson (2010) décrit, à l'aide un modèle QG, deux mécanismes reliant la variabilité des jets à l'influence de la topographie. Le premier mécanisme caractérise le déplacement nord-sud des jets. Dans certaines conditions, la topographie peut interagir avec un jet zonal en modifiant localement le gradient de PV nord-sud, et induit ainsi à une asymétrie des tensions de Reynolds entre le nord et le sud du jet. Une telle distribution des tensions de Reynolds provoque alors un déplacement méridional du jet par des interactions tourbillons-écoulement moyen. Ce processus est analogue à l'*oscillateur turbulent* hormis le fait que la compétition réside ici entre la rectification tourbillonnaire et l'influence de la topographie.

Le deuxième mécanisme consiste en un courant zonal établi, générant des tourbillons de méso-échelle par instabilité barocline. L'EKE développée par ces tourbillons pénètre en profondeur et ceux-ci interagissent alors avec la topographie en déviant le courant moyen, qui acquiert une composante méridienne. L'instabilité de l'écoulement moyen augmente par conséquent et davantage d'EKE est libérée par instabilité barocline. Cette série d'événements se répète ensuite dans une rétroaction positive. Il faut attendre que le réservoir d'APE faiblisse et que l'EKE diminue, pour que le courant revienne dans sa position initiale et recharge son APE, avant de recommencer un nouveau cycle. Ce deuxième mécanisme est similaire au mode de variabilité basse-fréquence des jets cohérents de l'ACC décrit par Hogg and Blundell (2006) avec une topographie réaliste dans un modèle QG à 3 couches. Il est à noter que ce mécanisme ne fait pas intervenir directement les interactions tourbillons-courant moyen via les tensions de Reynolds. Thompson and Richards (2011) montrent que ces deux mécanismes sont pertinents dans un modèle réaliste pour expliquer la formation et le déplacement intermittents de jets à proximité d'éléments de topographie.

Chapman and Hogg (2013) suggèrent l'existence d'un autre mécanisme, dénommé *jet-jumping*. Ce mécanisme est relié à l'intégration des tensions de Reynolds par le courant moyen induit par deux recirculations anticyclonique autour d'anomalies de topographie (Venaille et al., 2011). Ces deux recirculations, qui constituent chacune un réservoir de PV homogène, possèdent entre elles un différentiel de PV qui induit un jet zonal. La rectification tourbillonnaire couple les deux recirculations et est le moteur d'une variation du différentiel de PV, qui module ainsi spontanément la position du jet. Au moins trois régions de l'ACC, la dorsale sud-est indienne au sud de la Tasmanie, la dorsale de Macquarie au sud de la Nouvelle-Zélande, et la dorsale Pacifique-Antarctique, sont susceptibles d'être impliquées dans la génération de variabilité intrinsèque basse-fréquence par le mécanisme de *jet-jumping* (Chapman and Morrow, 2013).

#### 1.4.4 Instabilités baroclines grandes-échelles

Plusieurs études idéalisées se sont penchées sur les mécanismes à l'oeuvre dans le mode de variabilité de l'AMO. Ces études suggèrent que l'AMO est un mode intrinsèque océanique pouvant spontanément apparaître sous forçage atmosphérique constant en flottabilité, lorsque la circulation de retournement est suffisamment intense et la dissipation faible (Greatbatch and Zhang, 1995; Huck et al., 1999). Colin de Verdière and Huck (1999) suggèrent que ce mode intrinsèque résulte d'instabilités baroclines grandes-échelles. Il est associé au développement d'ondes de Rossby grandes-échelles se propageant vers l'est en présence d'un gradient méridien de température (Huck et al., 2001), et avec une empreinte possible sur la SLA. Frankcombe and Dijkstra (2009) ont en outre confirmé la présence d'oscillations similaires avec une période de 20-30 ans sur la SLA dans les observations et dans certains modèles climatiques.

En employant une analyse de stabilité linéaire, Sévellec and Fedorov (2013) ont montré qu'un tel mode de variabilité multi-décennale, pourrait spontanément apparaître dans un modèle d'océan réaliste (période de 24 ans). Ils développent également un modèle théorique à 2 couches dans lequel le mode le moins amorti du système, est stable, et a des caractéristiques proche du mode identifié dans le modèle d'océan réaliste. Ils ne sont cependant pas dans la mesure de démontrer l'instabilité de ce mode, car une condition nécessaire à l'apparition de l'instabilité barocline sur des échelles de temps décennales est l'interaction entre deux modes baroclines (Liu, 1999) - ce qu'un modèle à 2 couches ne peut représenter. Sévellec and Huck (2015) complexifient alors ce modèle théorique en ajoutant une troisième couche et montre que le mode en question peut devenir instable si la pente de la pycnocline est suffisamment importante, et devient cohérent avec le paradigme de l'instabilité grande-échelle (Colin de Verdière and Huck, 1999).

Huck et al. (2015) ont également montré qu'une telle oscillation multi-décennale est robuste à la présence de tourbillons de méso-échelle. Cette étude est inédite dans son approche, car elle montre la coexistence de deux modes intrinsèques d'origines différentes : un mode lié à la circulation thermohaline et associé à une oscillation multi-décennale du type AMO, un mode lié à la circulation forcée par le vent et à la présence des tourbillons océaniques rétroagissant avec l'écoulement moyen. Il reste

toutefois à comprendre si le mode multi-décennal relevé dans cette étude est un mode instable émergeant spontanément, ou bien si c'est un mode stable excité par le bruit synoptique généré par les tourbillons océaniques.

Nous noterons que le paradigme de l'instabilité barocline grande-échelle est fondamentalement différent de l'existence d'un mode linéaire océanique, qui serait excité par le biais d'un forçage stochastique atmosphérique (Griffies and Tziperman, 1995). Cette résonance linéaire est analogue au problème classique du pendule (cf. section 1.1.2) linéarisé pour de faibles amplitudes.

### 1.4.5 Le point de vue de la théorie des systèmes dynamiques

Lorsque l'on étudie la circulation forcée par le vent dans un bassin océanique fermé, la théorie linéaire, négligeant le terme  $\mathbf{U} \cdot \nabla \mathbf{U}$  dans l'équation (1.2), prédit l'existence d'un écoulement de Sverdrup et d'une couche limite frictionnelle de bord-ouest. La solution linéaire s'obtient alors en résolvant les problèmes classiques de Munk ou Stommel. On démontre ainsi l'existence d'un équilibre impliquant des courants intensifiés au niveau des bords ouest. La structure des solutions est cependant plus complexe lorsque l'on prend en compte le terme non-linéaire  $\mathbf{U} \cdot \nabla \mathbf{U}$  et le, ou les équilibres possibles dépendent de la valeur du paramètre frictionnel, équivalent au nombre de Reynolds  $Re$  (Cessi and Ierley, 1995; Jiang et al., 1995; Dijkstra and Katsman, 1997). La théorie des systèmes dynamiques propose un cadre conceptuel permettant de décrire mathématiquement ces solutions comme résultant d'une série de bifurcations. L'intérêt d'un tel outil est de pouvoir caractériser le régime dans lequel le système se trouve (p. ex. stationnaire, quasi-périodique, chaotique) ainsi que ses états possibles. L'usage de la théorie des systèmes dynamiques reste cependant limité le plus souvent à des modèles idéalisés qui permettent de simplifier le problème et de rendre les calculs abordables.

#### *Le mode de gyre*

Le *mode de gyre*, dont le mécanisme a été clarifié pour la première fois par Simonnet and Dijkstra (2002), correspond à une oscillation chaotique basse-fréquence des gyres, liés à un déplacement du jet de moyenne latitude. Simonnet et al. (2005) décrivent les différentes transitions conduisant le système vers le chaos, illustré ici à travers le diagramme de bifurcations de la Figure 1.12. Pour des valeurs faibles du forçage, le système possède un unique état d'équilibre (ligne bleue). Puis, lorsque l'on accroît l'intensité du forçage, le système rencontre une bifurcation de type "fourche" au point P, à partir de laquelle le système possède désormais deux états d'équilibre stables et asymétriques (lignes rouges), et un état équilibre instable et symétrique (ligne bleue). Quand on accroît à nouveau l'intensité du forçage, le système voit apparaître des modes oscillants sur chacune des branches stables asymétriques, aux points M' et M". Ces modes oscillants sont en premier lieu amortis par la dissipation du système. Si on augmente encore l'intensité du forçage, ces modes deviennent instables tandis que le système rencontre des bifurcations de Hopf aux points H' et H". Dans ces circonstances le système exhibe des oscillations de relaxation<sup>1</sup> auto-

1. Un exemple de système produisant des oscillations de relaxation est l'oscillateur de Van der Pol. Ces oscillations se traduisent par un cycle d'hystérésis dans l'espace des phases.

entretenues, caractérisées par des cycles limites. Enfin, quand le forçage atteint une valeur critique, les deux cycles limites fusionnent pour donner lieu à une orbite symétrique homoclinique au point A. Due à l'irrégularité de l'orbite homoclinique, le système exhibe un spectre continu (variabilité de type 1) auquel se superpose la quasi-périodicité des oscillations de relaxation (variabilité de type 2) issues des bifurcations de Hopf. Le mécanisme fondamental à l'origine de l'apparition spontanée de variabilité basse-fréquence réside donc dans la combinaison des bifurcations de Hopf et des bifurcations homocliniques qui font transiter le système vers un régime chaotique oscillant.

Le *mode de gyre* a par la suite été étudié dans des géométries de bassin plus réalistes, à l'aide de modèles shallow-water à gravité réduite, afin d'investiguer l'existence d'oscillations auto-entretenues basses-fréquences dans les courants de bord-ouest du Kuroshio (Pierini, 2006; Pierini et al., 2009; Pierini and Dijkstra, 2009) et du Gulf Stream (Quattrocchi et al., 2012). Le *mode de gyre* permet en outre d'expliquer la bimodalité du courant du Kuroshio (Schmeits and Dijkstra, 2001; Pierini, 2006), révélée par l'analyse des observations altimétriques (Qiu, 2002; Qiu and Chen, 2005). Le *mode de gyre* semble cependant différent de l'*oscillateur turbulent* (Berloff et al., 2007b), car il ne requiert pas nécessairement la résolution des tourbillons de méso-échelle pour exister. L'origine de la variabilité basse-fréquence semble plutôt résider dans des instabilités grandes-échelles de l'écoulement.

### Influence du forçage externe sur les modes intrinsèques

Lorsqu'un système non-linéaire est soumis à un forçage constant ne dépendant pas du temps, on parle de système *autonome*. La plupart des études concernant la caractérisation de l'*oscillateur turbulent* (Berloff et al., 2007b) et du *mode de gyre* (Simonnet and Dijkstra, 2002) s'inscrivent dans ce cadre. Or, l'océan est soumis à un forçage atmosphérique variant sur une large gamme d'échelles de temps et répond de façon complexe à ces variations. On parle de système *non-autonome* lorsqu'un forçage dépendant du temps s'exerce sur un système non-linéaire et est susceptible de modifier ses caractéristiques.

Pierini (2010, 2011) a montré qu'un forçage stochastique est capable de faire apparaître des oscillations de relaxation du type *mode de gyre*, n'émergeant pas spontanément sous un forçage constant. En effet, lorsque le système se situe dans une gamme de paramètres juste avant la bifurcation homoclinique (point A de la Figure 1.12), un bruit rouge approprié est susceptible d'exciter le système au-delà de cette bifurcation par le phénomène de *résonance cohérente* (Pikovsky and Kurths, 1997). L'excitation de ces oscillations de relaxation est également possible sous l'action d'un forçage périodique : Pierini (2014) a montré qu'un forçage semblable à l'Oscillation Nord Pacifique (NPO) est susceptible de provoquer des oscillations de relaxations au niveau du Kuroshio dans un modèle shallow-water 1.5 couche. Le forçage externe pourrait non seulement déclencher ces oscillations mais aussi en contrôler partiellement la phase. L'interaction entre le forçage et les modes intrinsèques du système a été mis en lumière dans d'autres expériences sur les courants de bord-ouest (Hazeleger and Drijfhout, 1999; Dewar, 2003; Shimokawa and Matsumura, 2010) ainsi qu'à travers des études paléoclimatiques idéalisées (Ottera et al.,

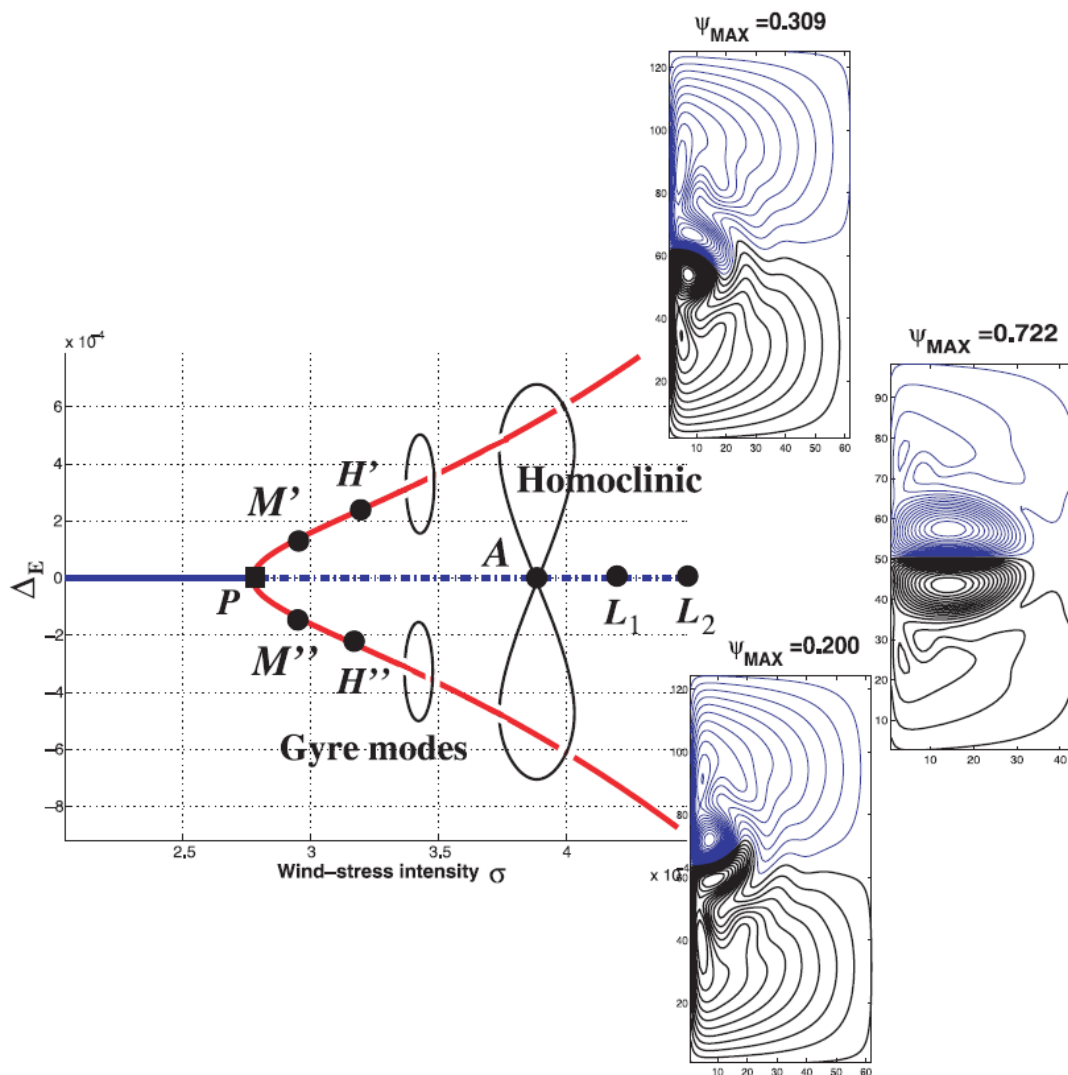


FIGURE 1.12 – Schéma des bifurcations d'un modèle QG 1 couche et demi en configuration doubles-gyres, où l'asymétrie du système  $\Delta_E$  est tracée en fonction de l'intensité du vent. Le point P correspond à une bifurcation de fourche, à partir de laquelle deux solutions asymétriques co-existent. Les points  $M'$  et  $M''$  correspondent à l'apparition de modes oscillants, tandis que  $H'$  et  $H''$  correspondent à des bifurcations de Hopf induisant des oscillations quasi-périodiques. Le point A correspond à la fusion des deux cycles limites issus des bifurcations de Hopf conduisant le système au chaos à travers une orbite homoclinique. Extrait de (Simonnet et al., 2005).

2010; Crucifix, 2012). Ces résultats nous amènent donc à être prudent quant à la décomposition entre variabilité intrinsèque et variabilité forcée.

### Influence du nombre de Reynolds sur *l'oscillateur turbulent*

À partir de plusieurs expériences dans deux modèles QG à 1.5 et 2 couches, et sans passer par l'analyse complète à travers un diagramme de bifurcation, Berloff and McWilliams (1999) décrivent l'influence du nombre de Reynolds  $Re$  sur le ré-

gime du système. Pour de faibles  $Re$ , le système peut exhiber spontanément des mouvements quasi-périodiques (variabilité de type 3). Pour des valeurs de  $Re$  plus fortes, le système transite vers un régime chaotique et le spectre d'énergie se remplit de façon continue avec une intensification des basses fréquences (variabilité de type 2). Cette variabilité se structure autour de quelques modes organisés spatialement et concentrant une part significative de la variance du système. Enfin, si  $Re$  s'accroît encore, le système peut générer des cycles quasi-périodiques, caractérisés par des pics spectraux significatifs, tout en exhibant un spectre de variabilité continu. Berloff and McWilliams (1999) précisent que ce dernier régime est celui qui se rapproche le plus de l'océan réel dans ces expériences, où le système peut donc générer spontanément un mélange subtil entre une variabilité de type 2 (expression du chaos) et une variabilité de type 3 (cycles quasi-périodiques).

## 1.5 Enjeux et plan de l'étude

### 1.5.1 Résumé de l'introduction

[1] La variabilité naturelle du système climatique s'étend sur une large gamme d'échelles de temps et résulte d'une combinaison subtile entre une réponse aux facteurs externes au système, c.-à-d. la variabilité forcée, et l'expression des mécanismes internes au système, c.-à-d. la variabilité interne (cf. section 1.1.1). Un forçage externe périodique peut avoir une empreinte significative sur le système (variabilité de type 1) tandis qu'un forçage aléatoire produit en réponse un bruit de fond possédant un spectre continu (variabilité de type 2). Les non-linéarités internes au système climatique peuvent également engendrer un bruit de fond, caractéristique du chaos présent dans les composantes atmosphérique et/ou océanique. Les non-linéarités internes sont également capables de faire émerger spontanément des modes organisés dans le temps et dans l'espace (variabilité de type 3, cf. section 1.1.2).

[2] Par son inertie thermique, c.-à-d. sa capacité à stocker de la chaleur, l'océan influence le système climatique sur le long terme. Une première approximation consiste à dire que l'océan est esclave des fluctuations atmosphériques grandes-échelles, s'exprimant sur la température et la vitesse des vents, et intègre ces fluctuations par des processus linéaires. Dans cette vision linéaire de l'océan, le pompage d'Ekman est le moteur des variations dynamiques du niveau de la mer (cf. section 1.2.1) tandis que les flux de chaleur air-mer sont le principal moteur des variations de température de surface (cf. section 1.2.2). L'intégration des fluctuations atmosphériques stochastiques à la Hasselman est un paradigme linéaire permettant d'explicitier le continuum du spectre de la variabilité océanique de surface, et peut potentiellement de faire entrer en résonance des modes propres de bassin (cf. section 1.2.3).

[3] L'océan possède pourtant des non-linéarités qui sont susceptibles de s'exprimer lorsque la résolution d'un modèle est suffisante. Celles-ci génèrent en particulier des structures tourbillonnaires de méso-échelle. Le terme d'advection non-linéaire de densité  $\mathbf{U} \cdot \nabla \rho$  (cf. section 1.3.1) est susceptible de convertir, par instabilité barocline, de l'énergie potentielle disponible de l'état moyen vers de l'énergie cinétique

turbulente. Le terme d'advection non-linéaire de quantité de mouvement  $\mathbf{U} \cdot \nabla \mathbf{U}$  (cf. section 1.3.2) peut transférer de l'énergie cinétique moyenne vers de l'énergie cinétique turbulente et inversement. Il peut également redistribuer de l'énergie cinétique entre les différentes échelles d'espace. La présence de ces non-linéarités déforment les signaux océaniques par rapport à ce qu'ils seraient si l'océan était purement linéaire (p. ex. vitesse de propagation des anomalies de surface). Le problème de l'ajustement océanique au forçage atmosphérique devient également un problème complexe quand on prend en compte ces non-linéarités (cf. section 1.3.3).

[4] Les non-linéarités océaniques sont capables de générer naturellement de la variabilité intrinsèque, en l'absence de toute variabilité atmosphérique. Les modèles d'océan réalistes à haute-résolution montrent que cette variabilité intrinsèque s'impriment sur différents aspects de la dynamique océanique. Elle concerne également un part importante de l'océan global et explique, dans certaines régions (courants de bord-ouest, ACC), l'essentiel de la variabilité observée (cf. section 1.4.1). La variabilité intrinsèque de l'AMOC s'étend en outre sur des périodes atteignant plusieurs décennies. Trois paradigmes dynamiques ont été présentés dans des contextes idéalisés, afin d'explicitier les mécanismes à l'oeuvre dans la génération de variabilité intrinsèque : les transferts d'énergie cinétique des échelles de temps courtes vers des échelles plus longues par l'advection non-linéaire de quantité de mouvement (cf. section 1.4.2), la rectification par les tourbillons océaniques d'un état moyen fluctuant lentement (cf. section 1.4.3), et les instabilités baroclines grandes-échelles (cf. section 1.4.4). La théorie des systèmes dynamiques propose un cadre conceptuel permettant d'appréhender le comportement du système océanique en fonction de l'intensité des non-linéarités. Elle permet aussi de caractériser proprement, dans le cadre d'un système *non-autonome*, l'impact du forçage sur la variabilité intrinsèque (cf. section 1.4.5).

Nous adopterons dans ce manuscrit les terminologies suivantes :

- **variabilité interne**, variabilité couplée générée spontanément par les différents composants du système climatique et leurs interactions,
- **variabilité intrinsèque**, uniquement la variabilité générée spontanément par les non-linéarités océaniques en présence d'un forçage atmosphérique constant ou saisonnier,
- **basses fréquences**, échelles de temps plus longues que 18 mois,
- **hautes fréquences**, échelles de temps plus courtes que 18 mois privées des fréquences associées au cycle saisonnier.

## 1.5.2 Problématique et questions soulevées

### Problématique

La variabilité intrinsèque océanique est encore mal caractérisée dans le contexte de l'océan global. L'intégration de modèles d'océan globaux à haute-résolution, sur de longues périodes, est restée pendant longtemps difficilement abordable à cause des moyens de calcul que cela nécessite. La résolution au  $1/4^\circ$  permet la simulation de la

variabilité intrinsèque dans le modèle réaliste NEMO (Penduff et al., 2011; Grégorio et al., 2015), mais c'est une étape transitoire vers de plus hautes résolutions. En effet, un modèle au  $1/4^\circ$  ne résout que partiellement les tourbillons de méso-échelle aux moyennes latitudes (Hallberg, 2013). Les moyens techniques et informatiques actuels permettent de résoudre l'océan global sur plusieurs décennies avec le modèle NEMO au  $1/12^\circ$ . Une telle résolution permet ainsi d'investiguer plus finement le rôle des tourbillons dans la circulation générale et dans l'ajustement de l'océan aux variations du forçage atmosphérique. De même, cette augmentation de résolution pourrait améliorer la représentation de la variabilité intrinsèque océanique, dont l'origine et les processus à l'oeuvre dans sa génération sont encore mal compris.

Une des motivations de l'étude de la variabilité intrinsèque est la probable sous-estimation de la variabilité océanique basse-fréquence dans les modèles de climat. Les modèles utilisés dans le projet CMIP5, qui ont servi à dresser les conclusions du cinquième rapport d'évaluation du GIEC (IPCC, 2013), utilisent des composants océaniques laminaires avec, au mieux, une résolution au  $1/2^\circ$ . La composante océanique intrinsèque a donc des chances d'être absente de ces modèles - on peut toutefois nuancer ce point en s'appuyant sur le fait que le couplage pourrait stimuler certains modes intrinsèques océaniques grandes-échelles. Au préalable d'une utilisation de modèles d'océan à haute-résolution couplés à l'atmosphère, il convient donc de caractériser les phénomènes océaniques pouvant produire de la variabilité intrinsèque océanique. Ils sont en effet susceptibles de modifier en retour la réponse du système climatique couplé à haute-résolution.

## **Le niveau de la mer et la température de surface**

Nous décidons de nous intéresser plus particulièrement à la variabilité du niveau de la mer, source d'informations sur la dynamique océanique de surface (car proportionnelle à la fonction de courant géostrophique). Le niveau de la mer reflète principalement la variabilité du premier mode barocline et de la thermocline principale (Wunsch, 1997). Le niveau de la mer est en outre observé à l'échelle globale par altimétrie depuis une vingtaine d'années d'observations. La longueur de ces séries temporelles permet d'aborder avec une assez bonne précision, les questions de la variabilité inter-annuelle de la SLA, et de l'élévation régionale du niveau de la mer. La résolution spatiale des données altimétriques permet également d'observer les tourbillons de méso-échelle, et dans une certaine mesure, de réaliser des analyses relatives à la turbulence océanique.

La compréhension de la variabilité de la SLA constitue un enjeu important face au changement climatique en cours. En effet, l'élévation du niveau global des océans est principalement dû à l'expansion thermique de l'océan et à la fonte des glaciers continentaux, affectés par les activités humaines (Church et al., 2013). Les changements régionaux, estimés sur les vingt ans de données altimétriques, reflètent quant à eux principalement les variations dynamiques de SLA associées à la variabilité interne du système climatique (Stammer et al., 2013). Cette variabilité interne constitue également une source d'incertitudes dans les prévisions climatiques des changements régionaux du niveau de la mer (Hu and Deser, 2013), dont certaines régions du globe sont sensibles à de faibles variations (p. ex. l'archipel des Maldives). L'impact



de la variabilité intrinsèque océanique sur ces incertitudes n'a pour l'instant pas été considéré dans les simulations climatiques.

La température de surface est de même un indicateur de variabilité interne du système climatique : les modes intrinsèques à l'atmosphère sont susceptibles d'avoir une signature sur la SST (p. ex. NAO, SAM), tout comme les modes de variabilité couplés du système océan/atmosphère (p. ex. ENSO, PDO), et les modes océaniques potentiellement intrinsèques (p. ex. AMO). La contribution de la variabilité intrinsèque océanique, spontanément générée par les non-linéarités océaniques, à la variabilité totale de SST est méconnue et reste à quantifier.

### Questions soulevées

Dans ce manuscrit de thèse, nous envisageons d'apporter des réponses à quatre questions principales, déclinées en sous-questions.

- **De quel type est la variabilité intrinsèque océanique ?**  
Est-elle purement l'expression d'un chaos déterministe (spectre continu) ? Est-elle caractérisée par des oscillations quasi-périodiques comme le suggèrent les études idéalisées sur la variabilité des courants de bord-ouest ? Quelle est la validité du modèle d'Hasselmann pour décrire le continuum du spectre océanique lorsque l'on considère un océan turbulent ?
- **Quelles sont les échelles spatio-temporelles impliquées ?**  
Existe-t-il une organisation grande-échelle de la variabilité intrinsèque océanique à l'image des modes atmosphériques ? Quelle est la part de la dynamique tourbillonnaire dans la variabilité intrinsèque ? Quelles échelles de temps atteint-elle : inter-annuelles, décennales, multi-décennales ?
- **Quelle est l'influence de la résolution du modèle sur les caractéristiques de la variabilité intrinsèque océanique ?**  
Les modèles de climat CMIP5 sous-estiment-ils la variabilité océanique ? En quoi l'augmentation de la résolution  $1/4^\circ \rightarrow 1/12^\circ$  modifie-t-elle les caractéristiques de la variabilité intrinsèque ?
- **Quels mécanismes sont à l'oeuvre dans un océan réaliste parmi ceux identifiés dans des contextes idéalisés ?**  
Le mécanisme de transfert d'énergie cinétique à travers les échelles de temps, induit par l'advection non-linéaire de quantité de mouvement, est-il spontanément à l'oeuvre dans l'océan ? Quelle est la validité du mécanisme de l'*oscillateur turbulent* dans les courants du Gulf Stream et du Kuroshio ?

### 1.5.3 Plan de la thèse

Le chapitre 2 introduit la méthode utilisée pour isoler la composante de variabilité intrinsèque océanique via une simulation climatologique de contrôle. Cet estimé de la variabilité intrinsèque est comparé à la variabilité totale, simulée au travers d'une prévision historique (*hindcast*). Les données utilisées dans notre étude y sont également détaillées : elles se composent de deux paires de simulations forcées océaniques à haute-résolution (c.-à-d.  $1/4^\circ$  et  $1/12^\circ$ ), des simulations de contrôle issues des modèles climatiques du projet CMIP5, et des observations satellitaires altimétriques.

Les différentes méthodes de filtrage spatio-temporel appliquées sur ces champs  $y$  sont détaillées ainsi qu'un diagnostic spectral reposant sur des concepts de turbulence géostrophique. Nous présenterons également les outils informatiques développés pour mettre en application les différentes analyses.

Le chapitre 3 présente une caractérisation par des méthodes de filtrage, des échelles spatiales de la variabilité intrinsèque basse-fréquence du niveau de la mer, aux échelles de temps inter-annuelles à décennales. Nous y démontrons une forte correspondance géographique entre les petites échelles de la variabilité intrinsèque inter-annuelle à décennale et l'activité méso-échelle. L'impact de la résolution sur les niveaux de variabilité intrinsèque basse-fréquence et l'activité méso-échelle ( $1/4^\circ$  et  $1/12^\circ$ )  $y$  est également étudié. Les méthodes de filtrage sont ensuite appliquées aux observations satellitaires du niveau de la mer. Nous examinons enfin si ces conclusions s'étendent à la SST.

Le chapitre 4 s'intéresse aux échelles de temps multi-décennales de la variabilité intrinsèque du niveau de la mer. Il y est montré que l'océan turbulent génère spontanément des niveaux de variabilité substantiels à ces échelles de temps dans les régions à forte turbulence. Ces niveaux sont comparés à la variabilité interne multi-décennale estimée dans les simulations climatiques du projet CMIP5, dans lequel les modèles d'océans sont laminaires. Nous proposons également un modèle de bruit blanc pour approximer la partie basse-fréquence du spectre de la variabilité intrinsèque dans les régions à forts niveaux de turbulence. Nous étudions enfin l'impact de la variabilité intrinsèque multi-décennale sur les tendances régionales du niveau de la mer, estimées sur trois périodes caractéristiques (20, 50 et 100 ans).

Le chapitre 5 s'intéresse à la relation entre l'activité méso-échelle et la variabilité intrinsèque basse-fréquence, suggérée dans le chapitre 2. Nous étudions la capacité de la cascade inverse temporelle d'énergie cinétique à générer de la variabilité intrinsèque basse-fréquence. L'analyse consiste à diagnostiquer dans l'espace de Fourier les transferts d'énergie cinétique associés au terme d'advection non-linéaire de vortacité relative en surface, à partir de la SLA. Nous étudions en particulier quatre régions de moyennes latitudes où les niveaux de variabilité intrinsèque basse-fréquence sont substantiels. La cascade inverse d'énergie se traduit par l'interaction entre deux régimes dynamiques que nous mettons en lumière par l'analyse de spectres et l'application d'un filtrage temporel. Nous décrivons la sensibilité de cette cascade à la variabilité du forçage atmosphérique ainsi qu'à la résolution du modèle.

Le chapitre 6 dresse un bilan des résultats obtenus sur les caractéristiques de la variabilité océanique intrinsèque de surface, son lien avec les observations, ainsi que les mécanismes à l'oeuvre dans le modèle NEMO. Quelques perspectives d'étude sont suggérées. Un lien entre nos conclusions et les résultats préliminaires du projet de simulations d'ensemble OCCIPUT  $y$  est également présenté.

Deux annexes sont fournies en complément du corps principal de ce manuscrit. L'annexe A décrit la structure d'un outil informatique permettant de mettre en

place de façon simple et efficace, des diagnostics sur un jeu de données de taille conséquente. Ce concept s'inspire des outils élaborés au cours de cette thèse. Il naît de diverses réflexions sur les améliorations envisageables de ces outils et d'un besoin présent - tenant à s'accroître dans le futur - d'un cadre technique dédié à l'analyse de données hautes-résolutions. L'annexe B concerne la turbulence géostrophique analysée dans le domaine des fréquences-nombres d'onde. Un article auquel nous avons contribué présente des résultats concernant les cascades inverses temporelles et spatiales dans un modèle QG, dans un modèle d'océan réaliste à haute-résolution, et dans les observations altimétriques.

# Chapitre 2

## Simulations, observations et méthodologie

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Modèle, simulations et observations . . . . .</b>	<b>40</b>
2.1.1	Protocole expérimental et isolement de la variabilité océanique intrinsèque . . . . .	40
2.1.2	Simulations océaniques globales hautes-résolutions . . . . .	42
2.1.3	Observations altimétriques et réalisme du modèle . . . . .	44
2.1.4	Influence de la résolution sur la représentation de la variabilité océanique . . . . .	46
2.1.5	Les simulations climatiques CMIP5 . . . . .	49
<b>2.2</b>	<b>Outils d'analyse . . . . .</b>	<b>50</b>
2.2.1	Méthodes de filtrage mises en oeuvre . . . . .	50
2.2.2	Diagnostic de transferts d'énergie cinétique dans l'espace spectral . . . . .	55
2.2.3	Applications des diagnostics aux sorties de modèles hautes-résolutions : la toolbox Python pyClim . . . . .	56

---

Ce chapitre présente dans un premier temps les données de simulations hautes-résolutions (océan turbulent) basées sur le modèle océanique NEMO, les données de simulations des modèles couplés CMIP5 (océan laminaire), et les observations satellitaires utilisées (océan réel). La méthode consistant à isoler la variabilité intrinsèque océanique à l'aide d'une simulation de contrôle est abordée et discutée. L'impact de l'augmentation de la résolution du modèle NEMO ( $2^\circ \rightarrow 1/4^\circ \rightarrow 1/12^\circ$ ) est commenté en terme de réalisme de la variabilité de l'océan de surface, et vis-à-vis des niveaux de variabilité intrinsèque. Dans un deuxième temps, ce chapitre s'attelle à détailler les diverses méthodes de filtrage utilisées afin de caractériser les échelles spatio-temporelles de la variabilité intrinsèque. Une méthode d'analyse en co-spectre basée sur des concepts de turbulence géostrophique est également présentée ainsi que le pré-traitement nécessaire. Ces différents outils ont été l'objet du développement d'une boîte à outils en python, dont les différents composants sont décrits.

## 2.1 Modèle, simulations et observations

### 2.1.1 Protocole expérimental et isolement de la variabilité océanique intrinsèque

Il existe deux techniques permettant d'isoler la variabilité intrinsèque du système océanique. La première consiste à réaliser une simulation, dite de *contrôle*, qui a pour but d'isoler les variations que le système est capable de générer de lui-même, c.-à-d. sans présence de variabilité dans le forçage atmosphérique externe (Figure 2.1a). Cette première technique décrit les états possibles que peut prendre spontanément le système océanique, intégré sur un temps assez long. Elle est couramment utilisée en modélisation climatique pour isoler la variabilité interne en simulant le système climatique avant l'ère industrielle (cf. section 2.1.5), c.-à-d. en l'absence de forçage anthropique. La deuxième technique consiste à réaliser un ensemble de simulations, dont les conditions initiales sont faiblement perturbées, et à évaluer la variabilité intrinsèque du système à travers la dispersion de ces différentes trajectoires (Figure 2.1b). Cette technique est très similaire à l'expérience de Lorenz (1963) qui démontra la sensibilité aux conditions initiales d'un système chaotique déterministe.

Dans cette thèse, nous utilisons des simulations de contrôle, car celles-ci sont moins onéreuses en terme de coût de calcul que les simulations d'ensemble, et par conséquent réalisables à haute-résolution (p. ex.  $1/12^\circ$ ). Nos simulations de contrôle ont la particularité de n'être forcées que par le cycle saisonnier atmosphérique moyen, répété annuellement. Sous l'effet de ce forçage, tout ce qui n'est pas de la variabilité saisonnière, c.-à-d. la réponse non-linéaire de l'océan, est considéré comme étant de la variabilité intrinsèque. Parce que ces simulations sont réalisées à l'aide d'un modèle d'océan global à haute-résolution (OGCM), nous préférons utiliser un forçage saisonnier plutôt qu'un forçage constant. Cela permet de simuler correctement les processus à seuil comme la formation hivernale des masses d'eaux, en particulier les eaux modales qui ont une saisonnalité marquée. En outre, l'étude de Thomas and Zhai (2013) a montré que l'usage d'un forçage constant conduit à une sous-estimation de l'intensité moyenne de la circulation de retournement méridienne de l'Atlantique (AMOC), par rapport à un forçage saisonnier (voir aussi Grégorio et al.,

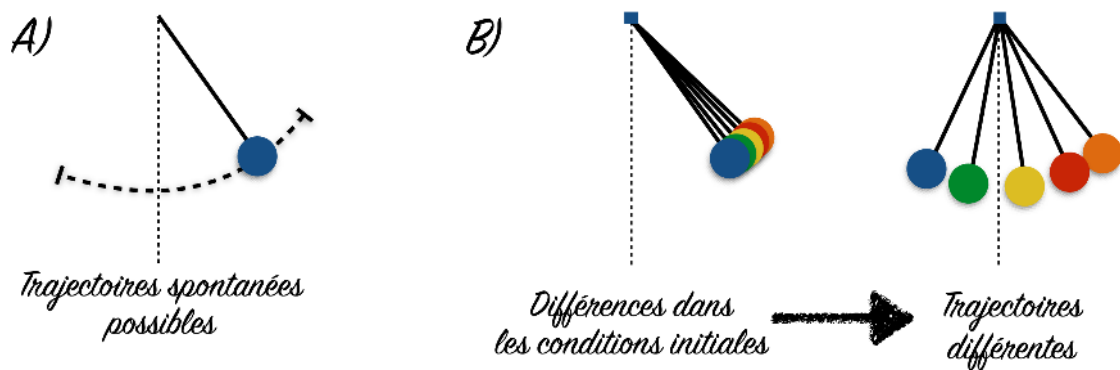


FIGURE 2.1 – A) Simulation de contrôle : ensemble des états possibles d’un pendule non-linéaire intégré sur une longue période. B) Simulations d’ensemble : dispersion des trajectoires entre plusieurs pendules non-linéaires partant de conditions initiales légèrement différentes.

2015). On remarquera également que le cycle saisonnier utilisé est différent d’une année normale, dans laquelle on rajoute la variabilité synoptique atmosphérique en plus du cycle saisonnier. L’usage d’une année normale complexifierait le problème, car cela implique la réponse de l’océan, non plus à un seul forçage harmonique, mais également à un forçage stochastique. Nous qualifierons par la suite une simulation de contrôle par le nom d’expérience- $I$ ,  $I$  dénotant le terme “intrinsèque” (cf. Figure 2.2).

En parallèle de cette simulation de contrôle, on utilise une simulation de référence visant à reproduire l’état de l’océan tel qu’il a été observé. Cette simulation constitue la référence en terme de variabilité océanique totale, c’est-à-dire une variabilité qui est générée par interaction de l’océan avec un forçage incluant l’intégralité des échelles temporelles. Ce type de simulation, dite *hindcast* ou prévision historique, est évaluée à l’aide des différents jeux d’observations disponibles. Elle est notée par la suite expérience- $T$  en référence au terme “total” (cf. Figure 2.2).

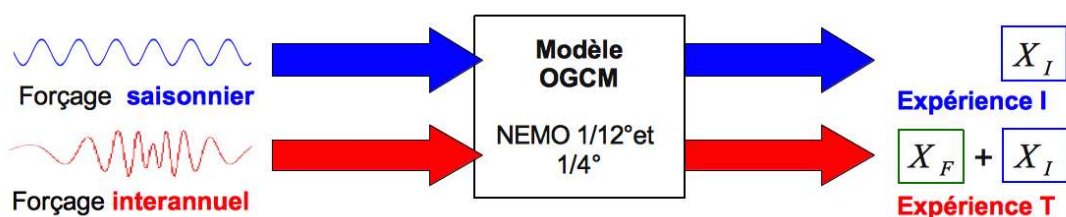


FIGURE 2.2 – Schéma des expériences- $I$  et - $T$  différant par leur forçage atmosphérique et réalisées à l’aide du modèle NEMO au  $1/4^\circ$  et  $1/12^\circ$ . L’expérience- $I$  sert à isoler la variabilité intrinsèque générée par le système océanique. L’expérience- $T$  constitue la référence par rapport à la variabilité totale de l’océan.

L’équivalence entre ces deux méthodes pour simuler la variabilité intrinsèque n’est pas triviale : les simulations d’ensemble sont un problème mathématiquement bien posé car elles permettent une description statistique basée sur la réalisation d’évènements indépendants, tandis qu’il est nécessaire de faire certaines hypothèses de travail sur les propriétés du système afin d’utiliser proprement une simulation

de contrôle. Nous ferons par la suite deux hypothèses sur le système océanique. La première concerne son ergodicité. Cette propriété affirme que les statistiques temporelles et ensemblistes sont asymptotiquement équivalentes. Ainsi, suivre pendant un temps infiniment long une réalisation du pendule océanique équivaut à suivre un nombre infini de réalisations de pendules océaniques ayant été lancés avec des conditions initiales légèrement différentes (Figure 2.1).

Une seconde hypothèse est nécessaire car nous n'utilisons pas un forçage constant, mais saisonnier, pour réaliser nos simulations de contrôle. À cause de ce type de forçage, le système océanique ne peut plus être considéré comme purement *autonome*. Certaines études idéalisées, présentées précédemment dans la section 1.4.5, ont souligné l'impact du forçage atmosphérique (stochastique ou harmonique) sur les modes de variabilité intrinsèque du Kuroshio. La seconde hypothèse consiste à dire que les caractéristiques de la variabilité intrinsèque du système océanique sont peu influencées par le cycle saisonnier du forçage externe, et considère le système comme étant *quasi-autonome*.

À l'avenir, le projet OCCIPUT permettra de discuter de la validité de ces deux hypothèses de travail, car il a pour objectif d'étudier la variabilité intrinsèque à travers des simulations d'ensemble au  $1/4^\circ$  (Penduff et al., 2014). À l'heure de l'écriture de ce manuscrit, des résultats préliminaires issus du projet OCCIPUT montrent que les statistiques temporelles d'une simulation de contrôle, du type expérience-*I*, semblent correctement approcher la dispersion par rapport à la moyenne d'un ensemble de simulations océaniques faiblement perturbées.

### 2.1.2 Simulations océaniques globales hautes-résolutions

Les expériences-*I* et -*T* ont été produites à travers le consortium Drakkar<sup>1</sup> à l'aide du modèle Nucleus for European Modeling of the Ocean (NEMO, Madec, 2008). NEMO couple différents moteurs, dont Océan PARallélisé (OPA, Madec et al., 1998) qui simule la dynamique et la thermodynamique océanique, et Louvain-la-Neuve Ice Model (LIM, Fichefet and Morales Maqueda, 1997) qui simule la dynamique et la thermodynamique de la glace de mer/océan. OPA fait partie de la famille des modèles d'océan aux équations primitives, c.-à-d. qu'il résout directement les équations de Navier-Stokes sous les approximations de Boussinesq<sup>2</sup> et d'hydrostatique<sup>3</sup>. La configuration utilisée, ORCA, concerne l'océan global et décrit de manière réaliste la géométrie des continents ainsi que la bathymétrie des fonds marins. La discrétisation horizontale est basée sur une grille de type Mercator dont la résolution s'exprime en degrés. Cette grille est non-régulière et s'affine vers les hautes

1. <http://www.drakkar-ocean.eu>

2. L'approximation de Boussinesq consiste à négliger les variations de masse volumique selon les directions horizontales car elles sont en générales d'ordres de grandeur inférieurs aux autres termes de l'équation de quantité de mouvement. La variation de masse volumique est seulement pris en compte dans l'équation selon la verticale et se transmet aux mouvement horizontaux à travers la variation du gradient de pression horizontal.

3. L'approximation hydrostatique suppose que l'équation du mouvement selon la verticale se réduise simplement à l'équilibre hydrostatique entre le poids de colonne d'eau et la poussée d'Archimède, omettant ainsi la dérivée totale de la vitesse verticale. Cette dernière est directement déduite de l'équation de conservation de la masse.

latitude. Elle comporte un repli au nord permettant de résoudre le problème de la convergence des points de grilles aux pôles. La discrétisation en niveaux verticaux se fait selon des iso-profondeurs (géopotentielle) et le traitement de la bathymétrie est effectué en adaptant les schémas numériques à l'aide des partial-steps<sup>4</sup> (Barnier et al., 2006).

Le Tableau 2.1 résume les configurations du modèle NEMO qui ont permis de réaliser les quatre simulations, ainsi que les sorties utilisées durant cette thèse. Les simulations au  $1/12^\circ$  ont été réalisées avec la version 3.4 de NEMO, tandis que celles au  $1/4^\circ$  ont été produites avec la version 2.3. L'axe vertical est représenté par 46 niveaux (espacés de 6 m en surface jusqu'à 250 m en profondeur). Les équations du mouvement sont discrétisées en utilisant un schéma d'advection qui conserve l'énergie et l'énstrophie (Barnier et al., 2006) ; un opérateur d'hyper-viscosité bi-harmonique est utilisé pour éviter l'accumulation d'énstrophie à l'échelle de la maille. Les équations de transport de traceurs (température, salinité, etc) utilisent un schéma de type *Total Variance Diminishing* (Lévy et al., 2001), conservatif et défini positif, dont le but est d'éviter l'apparition de concentrations irréalistes de traceurs (p. ex. salinités négatives) dans des zones à forts gradients. La diffusion des traceurs le long des isopycnes est paramétrisée à l'aide d'un opérateur Laplacien. Le mélange vertical et les processus de convection turbulents ne sont pas résolus explicitement par le modèle et sont représentés par le schéma de fermeture turbulente TKE (Blanke and Delecluse, 1993). Un léger rappel des eaux profondes en Antarctique a été rajouté dans le modèle au  $1/12^\circ$  pour éviter la perte des eaux de fond, dont les processus de formations sont mal représentés dans le modèle (Dufour, 2011). Il est à noter que la paramétrisation de Gent and McWilliams (1990), paramétrisant le mélange induit par les tourbillons de méso-échelle le long des isopycnes, a été désactivée pour la production des expériences-*I* et -*T*. En effet, les tourbillons sont dorénavant partiellement résolus, voire totalement dans certaines régions, aux résolutions du  $1/4^\circ$  et du  $1/12^\circ$ . On remarquera également que le modèle au  $1/12^\circ$  est moins diffusif et moins visqueux que le  $1/4^\circ$ .

Le forçage atmosphérique utilisé pour réaliser les simulations au  $1/12^\circ$  se base sur le Drakkar Forcing Set (DFS4.4 ; Dussin and Barnier, 2013). DFS4.4 couvre la période 1958-2012 et est constitué d'observations satellitaires (précipitations mensuelles et flux de chaleur radiatifs journaliers), de données ERA-40 jusqu'au 31 décembre 2001 et de données ERAInterim par la suite (température de l'air à 10 mètres toutes les 6 heures, humidité et vents). Le forçage saisonnier a été réalisé en calculant les moyennes linéaires des variables DFS4.4 sur l'intégralité de la période du set de forçage, et les moyennes quadratiques des coefficients d'échange relatifs aux flux air-mer (de quantité de mouvement, de chaleur sensible et de chaleur latente) et des tensions de vent<sup>5</sup>. Ces moyennes ont ensuite été filtrées à l'aide d'une fenêtre de Hanning sur trois points afin d'atténuer le bruit haute-fréquence. Le cycle annuel moyen résultant est répété chaque année à l'identique, et constitue un forçage dénué de variabilité atmosphérique synoptique et inter-annuelle. Il permet d'isoler la

---

4. Les partial-steps sont un traitement spécifique des conditions aux limites de fond et de bord, consistant à adapter les schémas numériques à des mailles qui contiennent partiellement du fluide.

5. Cette méthode assure la cohérence du cycle saisonnier et de l'état moyen entre le forçage de l'expérience-*I* et celui de l'expérience-*T*.



Nom	MJM01	B83	GJM02	MJM88
Type	Exp.-I	Exp.-T	Exp.-I	Exp.-T
Résolution horizontale	1/4°		1/12°	
Résolution verticale	46 niveaux			
Variables utilisées	SSH, SST		SSH	
Durée/Résolution	327a (1m) 27a (5j)	50a (1m)	85a (1m) 85a (5j) 10a (1j)	54a (1m)
Opérateur de viscosité horizontale	Bi-harmonique			
Viscosité horizontale	1.5 10 <sup>11</sup> m <sup>4</sup> .s <sup>-1</sup>		1.25 10 <sup>10</sup> m <sup>4</sup> .s <sup>-1</sup>	
Diffusion isopycnale	300 mm.s <sup>-1</sup>		100 mm.s <sup>-1</sup>	
Conditions aux limites latérales	Avec glissement (free-slip)			
Données de forçage	DFS 4		DFS 4.4	
Constante de temps de rappel en sel	60 jours/10 m			
Rappel des eaux Antarctique de fond	Aucun		2 ans	
Version de NEMO	2.3		3.4	
Configuration	ORCA			

TABLE 2.1 – Configuration modèle des expériences-I et -T au 1/4° et 1/12°.

variabilité océanique intrinsèque à travers la réalisation de l'expérience-*I*. Les expériences -*T* et -*I* au 1/4° ont été réalisées de façon similaire avec le set de forçage DFS4 (Brodeau et al., 2010). Celui-ci diffère de DFS4.4 après le 31 décembre 2001 où ERA-40 était classiquement utilisé à la place de ERAInterim. Un rappel de la salinité de surface est effectué dans toutes les simulations afin d'éviter une dérive en salinité. Parmi les facteurs pouvant conduire à une telle dérive on note la présence d'incertitudes dans les forçages en eau douce et l'absence de rétroaction de l'océan vers l'atmosphère.

### 2.1.3 Observations altimétriques et réalisme du modèle

Le rapport de Molines et al. (2014) montre que les expériences-*I* et -*T* au 1/12° simulent l'état moyen de l'océan avec fidélité par rapport à la climatologie de Levitus 1998<sup>6</sup>, mais ne discute pas le réalisme de l'expérience-*T* en terme de variabilité de surface. Nous cherchons ici à quantifier la capacité du modèle à reproduire la variabilité de l'océan de surface en terme de niveau d'EKE et de variance haute (> 1,5 an) basse fréquence (< 1,5 an) de SLA. Nous utilisons pour cela les données Ssalto/Duacs<sup>7</sup> d'Archiving, Validation and Interpretation of Satellite Oceanographic Data (AVISO), re-grillées à partir des données le long des traces des satellites sur les périodes 1992-2008 et 1992-2012<sup>8</sup>. Il faut garder à l'esprit que ce produit grillé

6. <http://www.esrl.noaa.gov/psd/data/gridded/data.nodc.woa98.html>

7. <http://www.aviso.altimetry.fr/duacs/>

8. Au moment de l'écriture de ce manuscrit, les données AVISO sont disponibles sur la période complète de 1992 à 2014. Les simulations ne couvrant pas la totalité de cette période (arrêt à la fin 2008 pour le 1/4° et fin 2012 pour le 1/12°), les dernières années des observations satellitaires ont été omises dans la suite des analyses.

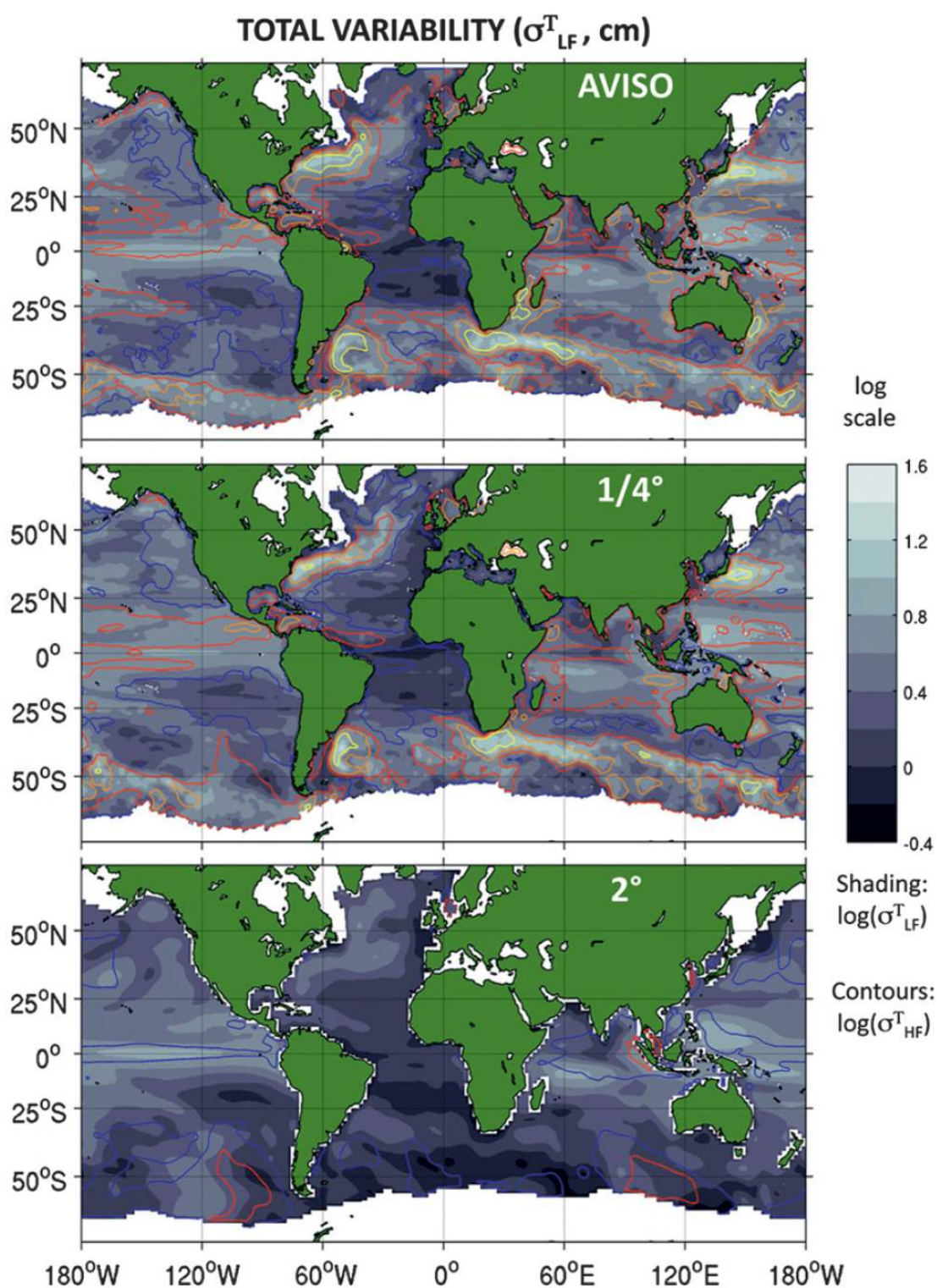


FIGURE 2.3 – Comparaison des observations altimétriques et des expériences-T (variabilité totale) au 1/4° et au 2° en terme de variabilité basse-fréquence ( $T > 1,5$  an) du niveau de la mer (niveaux de gris, échelle logarithmique). Les contours superposés correspondent à la variabilité haute-fréquence ( $T < 1,5$  an) pour les valeurs de 0.2 (bleu), 0.5 (rouge), 0.8 (orange), 1.1 (jaune). Extrait de Penduff et al. (2011).

est le fruit de diverses interpolations des mesures le long des traces (Le Traon et al., 1998; Ducet et al., 2000), ce qui lisse les signaux et sous-estime nécessairement les niveaux d'énergie cinétique turbulente du produit final par rapport à l'océan réel. Il est fort probable que ce type d'interpolation réduise également la capacité à diagnostiquer proprement les transferts énergétiques turbulents dans l'océan réel. L'annexe B montre en particulier qu'un filtrage des données, dans le temps et/ou dans l'espace, affecte particulièrement les diagnostics de cascade d'énergie cinétique induite par le terme d'advection non-linéaire de vorticité relative.

Dans l'étude de Penduff et al. (2011), l'expérience-T au  $1/4^\circ$  ainsi que son équivalent au  $2^\circ$  (non étudié dans le cadre de cette thèse) sont confrontés aux observations altimétriques sur la période 1993-2004 (cf. Figure 2.3). Il y est montré que les écarts-types, relatifs aux hautes ( $< 1,5$  an) et basses ( $> 1,5$  an) fréquences de la SLA, sont correctement reproduits par le modèle au  $1/4^\circ$  tandis que son équivalent au  $2^\circ$  montre d'importantes lacunes. Le modèle au  $1/12^\circ$  est quant à lui très performant et reproduit avec fidélité l'écart-type basse-fréquence de SLA par rapport aux 20 ans d'altimétrie spatiale : la signature de modes de variabilité grande-échelle basse-fréquence (p. ex. ENSO, PDO), ainsi que les niveaux de variance dans les zones des courants de bord-ouest et le long de l'ACC, sont remarquablement similaires aux observations. Cette validation est d taill e dans la section 3.2 et est illustr e par la Figure 2 de Sérazin et al. (2014).

### 2.1.4 Influence de la résolution sur la représentation de la variabilité océanique

L'étude de Penduff et al. (2010) a tout d'abord montré que le passage de NEMO  $1/2^\circ$ , où l'océan est laminaire, à NEMO  $1/4^\circ$ , où il devient turbulent, est fondamental pour voir apparaître des niveaux d'activité méso-échelle d'ordre de grandeur comparable aux observations satellitaires. Pourtant, une grille au  $1/4^\circ$  ne permet pas de résoudre le rayon de déformation  $R_d$  aux moyennes latitudes, d'après la métrique de Hallberg (2013) pr sent e dans la Figure 2.4. NEMO  $1/4^\circ$  ne résout correctement le rayon de déformation qu'en dessous de  $20^\circ$  de latitude : il est dit *eddy-permitting*. Bien que l'injection d'énergie par l'instabilité barocline se fasse à des échelles proches du rayon interne, il est toutefois possible que dans les moyennes latitudes de NEMO  $1/4^\circ$ , des modes instables barocliniquement, de plus grandes échelles, se développent. NEMO  $1/4^\circ$  produit donc des niveaux de turbulence comparables aux observations, mais par des mécanismes d'instabilité pouvant être plus lents et de plus grandes échelles que ceux rencontrés dans la nature.

D'après la Figure 2.4, NEMO  $1/12^\circ$  est quant à lui proche d'être *eddy-resolving*, car il résout le rayon interne sur la totalité du globe, excepté au delà de  $60^\circ$ . Il apporte ainsi certaines améliorations notables par rapport à NEMO  $1/4^\circ$  en ce qu'il résout mieux les instabilités hydrodynamiques et les échelles d'injection d'énergie : l'activité méso-échelle (cf. section 3.2) et les niveaux d'EKE (haut de la Figure 2.5) sont en moyenne plus élevés sur l'océan global dans NEMO  $1/12^\circ$  que dans NEMO  $1/4^\circ$ . On remarque cependant une baisse notable dans certaines régions des courants de bord-ouest et le long de l'ACC, ainsi qu'au niveau du Pacifique  quatorial. Ces différences s'expliquent en partie à travers la carte du bas de la Figure 2.5 par le

déplacement des fronts du Gulf Stream et de l'ACC vers le sud (c.-à-d. diminution de la vitesse au nord et augmentation au sud). Quant au courant du Kuroshio, il est plus intense et moins diffus dans le  $1/12^\circ$ , avec une augmentation de la vitesse le long de l'axe du jet et une diminution au nord et au sud du jet. Nous verrons par la suite que la variabilité basse-fréquence intrinsèque augmente également de façon significative dans NEMO  $1/12^\circ$  par rapport à NEMO  $1/4^\circ$  (cf. section 3.2).

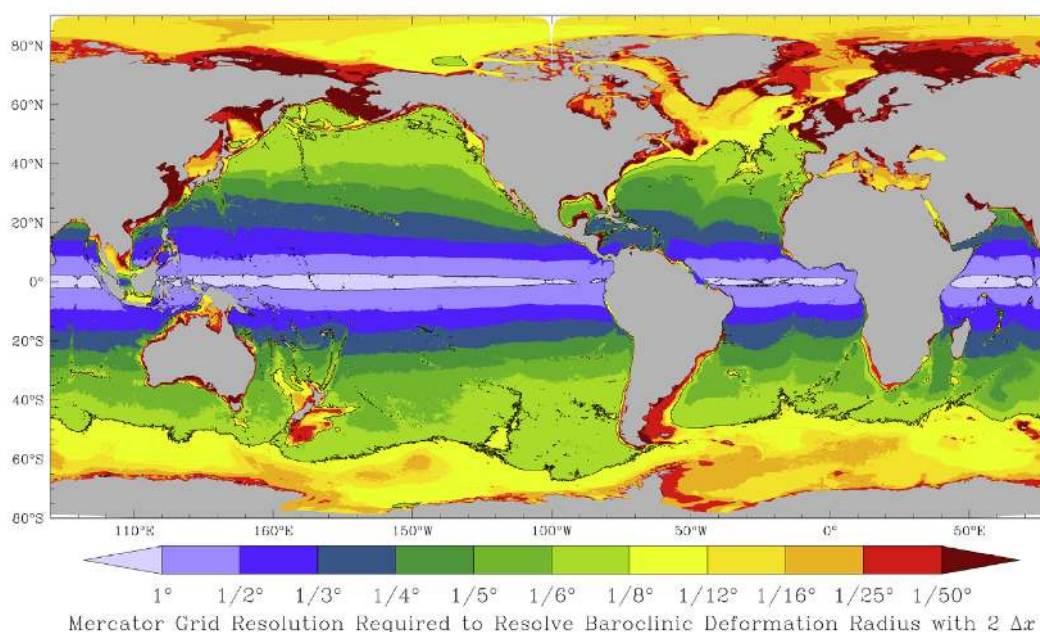


FIGURE 2.4 – Résolution de grille nécessaire pour résoudre avec un minimum de trois points de grille le rayon de déformation associé au premier mode barocline. Extrait de Hallberg (2013).

Nous suggérons une hypothèse afin d'expliquer le déplacement et l'intensification des fronts dans NEMO  $1/12^\circ$  par rapport à NEMO  $1/4^\circ$ . Les instabilités générées par le  $1/4^\circ$  produisent un champ tourbillonnaire dont les tensions de Reynolds associées pourraient être mal représentées par rapport à celles qui auraient tendance à se développer dans la nature. Cela pourrait conduire à une mauvaise représentation de la rétroaction des tourbillons avec l'état moyen. NEMO  $1/12^\circ$  doit quant à lui générer des instabilités plus proches de l'océan réel et produire ainsi une rectification plus réaliste de l'état moyen par le champ tourbillonnaire. Une rectification asymétrique par rapport à l'axe du jet, plus intense dans le  $1/12^\circ$ , pourrait avoir comme conséquence un déplacement du front par rapport au  $1/4^\circ$ . Une rectification plus intense est également susceptible d'intensifier le jet en augmentant la vitesse le long de l'axe (cf. section 1.3.2). Cette hypothèse est corroborée par une augmentation de l'intensité de la cascade inverse spatiale d'énergie cinétique des petites vers les grandes échelles, dont l'étude est détaillée dans le chapitre 5. D'autres facteurs potentiellement à l'oeuvre dans la modification de la position des fronts, pourraient être le coefficient de diffusion (Tableau 2.1), qui diffère entre les deux résolutions, ainsi que la topographie plus fine dans le  $1/12^\circ$ , modifiant les interactions courant/topographie.

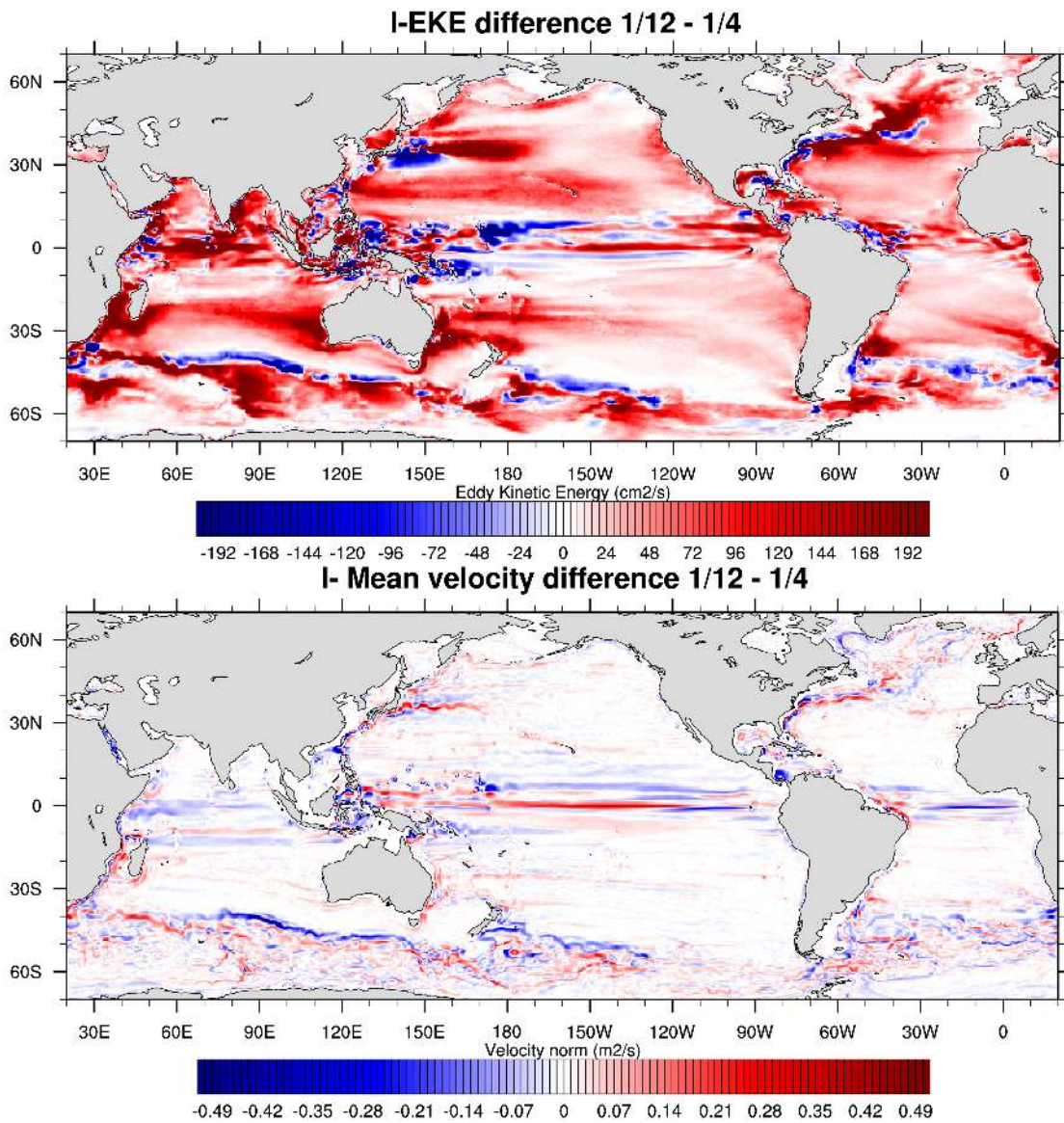


FIGURE 2.5 – Différences entre les expériences-*I* au 1/12° et au 1/4° en terme de moyenne climatologique d'énergie cinétique turbulente (haut, EKE,  $m^2/s^2$ ) et de vitesse absolue (bas,  $m/s$ ) à 100 mètres de profondeur.

La variabilité basse-fréquence de l’océan est également modifiée en subsurface par le changement de résolution. En particulier, la variabilité du transport de l’AMOC au  $1/4^\circ$  augmente sur l’essentiel de l’océan Atlantique en comparaison à NEMO  $2^\circ$ , hormis au delà de  $50^\circ\text{N}$  (gauche de la Figure 2.6). Ceci peut s’expliquer par le fait que le  $1/4^\circ$  (courbe noire) est capable de générer spontanément de la variabilité intrinsèque basse-fréquence s’exprimant sur le transport de l’AMOC (milieu de la Figure 2.6) ; cette variabilité intrinsèque basse-fréquence est quant à elle proche de zéro dans le  $2^\circ$  (courbe rouge). La variabilité intrinsèque semble en outre contribuer en moyenne à hauteur de 20 à 30 % à la variabilité totale de l’AMOC (droite de la Figure 2.6). L’accroissement de la résolution du modèle NEMO, du  $1/4^\circ$  au  $1/12^\circ$ , ne modifie pas de façon significative les niveaux de variabilité intrinsèque basse-fréquence de l’AMOC au sud de  $40^\circ\text{N}$ .

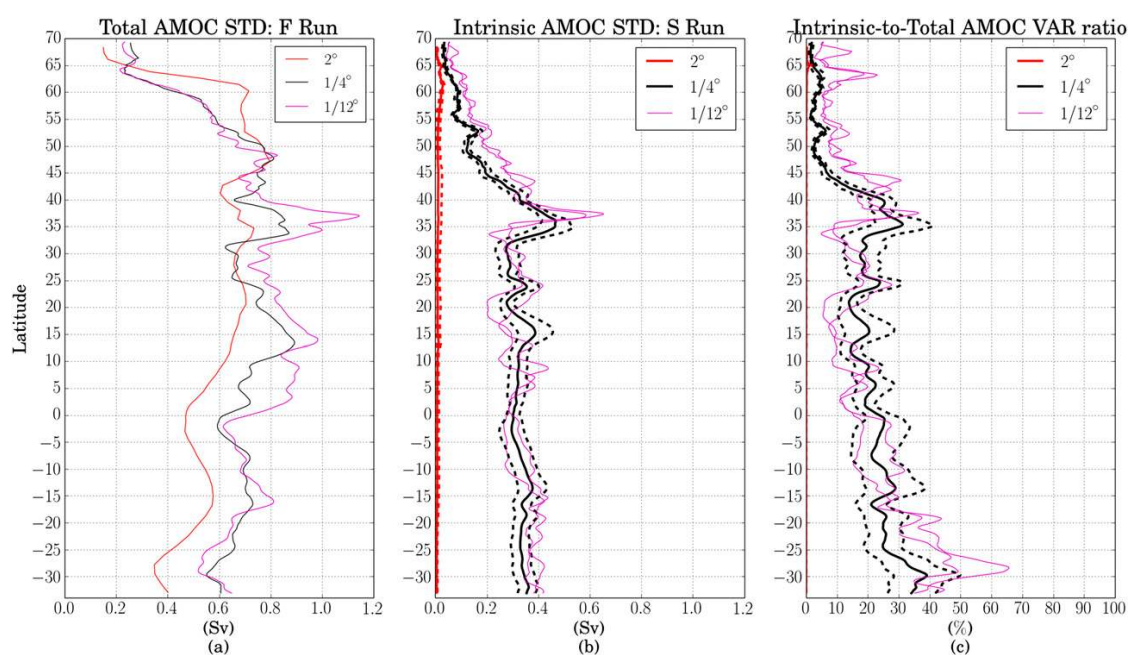


FIGURE 2.6 – Comparaison des écarts-types du transport de l’AMOC, intégrée sur la verticale selon les coordonnées géopotentielles et évaluée sur 32 ans, pour les expériences-*T* (variabilité totale, gauche), les expériences-*I* (variabilité intrinsèque, milieu) au  $2^\circ$  (courbe rouge),  $1/4^\circ$  (courbes noires) et  $1/12^\circ$  (courbe magenta). Deux moyennes glissantes à 9 et 25 points ont été utilisées pour lisser respectivement les résultats au  $1/4^\circ$  et  $1/12^\circ$ . Les résultats de l’expérience-*I* au  $1/4^\circ$  ont été moyennés sur 9 segments consécutifs de 32 ans, les courbes en traits pleins et pointillés représentent respectivement la moyenne et l’écart type de cet ensemble. Extrait de Grégorio et al. (2015).

### 2.1.5 Les simulations climatiques CMIP5

Le projet CMIP5 (Taylor et al., 2009, 2011) contient deux types d’expériences basées sur un ensemble de modèles climatiques : 1) des simulations longues durées, intégrées sur des échelles de temps de l’ordre du siècle ; 2) des expériences de prévisions décennales, basées sur des simulations relativement courtes (10-30 ans). Nous

nous intéressons au premier type d'expérience, et plus particulièrement aux simulations de contrôle réalisées dans l'optique d'isoler les caractéristiques de la variabilité interne du système climatique. Ces simulations de contrôle sont réalisées avec les concentrations pré-industrielles de gaz à effet de serre et leur intégration varie sur des durées entre 200 et 800 ans. Nous utiliserons uniquement la variable du niveau de la mer *zos*, référencée par rapport au géoïde. On notera qu'une évaluation détaillée des modèles climatiques du projet CMIP5 est disponible dans le chapitre 9 (Flato et al., 2013) du cinquième rapport d'évaluation du GIEC (IPCC, 2013). Les simulations de contrôle CMIP5 nous permettent de quantifier la variabilité interne basse-fréquence du système climatique. Nous comparerons celle-ci dans le chapitre 4 à la variabilité intrinsèque, générée spontanément par l'océan sans variabilité dans le forçage atmosphérique.

Les modèles d'océan utilisés dans les simulations CMIP5 sont laminaires (résolution inférieure au  $1/4^\circ$ ) et ne sont généralement pas capables de générer de la variabilité océanique intrinsèque induite par les tourbillons de méso-échelle. Les modèles utilisés dans CMIP5 ne sont toutefois pas nécessairement dénués de variabilité intrinsèque océanique, car l'AMO s'exprime spontanément dans les simulations de contrôle (Terray, 2012) - dans l'hypothèse où ce mode est d'origine océanique (cf. section 1.4.4). Dans le chapitre 4, nous verrons que dans certaines régions du globe, l'empreinte sur la SLA de la variabilité intrinsèque océanique simulé dans l'expérience-*I* au  $1/4^\circ$  et générée spontanément par les tourbillons, est d'ordre de grandeur, voire parfois supérieure, à l'empreinte équivalente de la variabilité interne totale simulée dans les modèles CMIP5 (océans laminaires).

## 2.2 Outils d'analyse

### 2.2.1 Méthodes de filtrage mises en oeuvre

L'étude des signaux de la variabilité océanique intrinsèque fait intervenir des techniques de filtrage et d'analyses statistiques des séries temporelles. Une série temporelle brute issue d'une sortie modèle n'est pas directement exploitable lorsque l'on s'intéresse à la variabilité du signal (autre que celle induite par une tendance et/ou un cycle saisonnier, voir aussi Dijkstra, 2013). Le signal brut du niveau de la mer  $\eta$ , issu des simulations NEMO, doit subir différents traitements au préalable de la quantification de la variabilité du signal (p. ex. calcul de variance, EOFs). Les étapes nécessaires sont les suivantes :

- retrait de la valeur moyenne spatiale  $\bar{\eta}$
- retrait de la tendance  $\tilde{\eta}$
- retrait du cycle saisonnier  $\eta^S$

Des méthodes de filtrage peuvent être également appliquées au signal afin de se focaliser sur une partie du spectre de la variabilité, p. ex. basses fréquences ( $\eta^{LF}$ ) et hautes fréquences ( $\eta^{HF}$ ). Le signal brut d'une série temporelle du niveau de la mer peut ainsi se décomposer :

$$\eta(t) = \bar{\eta}(t) + \tilde{\eta}(t) + \eta^S(t) + \eta^{LF}(t) + \eta^{HF}(t) \quad (2.1)$$

Nous détaillons par la suite ces différents traitements ainsi que les méthodes utilisées pour les mettre en oeuvre. Hormis le retrait de la valeur moyenne, les mêmes étapes seront effectuées pour traiter la SST.

### Retrait de la moyenne spatiale globale $\bar{\eta}$

Un modèle océanique se basant sur l'approximation de Boussinesq ne peut pas proprement représenter la composante stérique globale du niveau de la mer (Greatbatch, 1994). Par ailleurs, lorsque l'on utilise un modèle forcé, la rétroaction de l'océan sur l'atmosphère n'est pas représentée ce qui conduit généralement à un bilan d'évaporation/précipitation qui n'est pas équilibré (pouvant induire un accroissement artificiel du niveau global). Ainsi, le niveau moyen (spatial)  $\bar{\eta}$  de l'océan simulée en mode forcé par NEMO n'a pas de sens physique et doit être retiré avant toute analyse. La Figure 2.7a illustre la variation non physique du niveau global sur les 327 ans de simulations de l'expérience-*I* au  $1/4^\circ$ . Dans un souci de cohérence, nous enlèverons également cette valeur moyenne dans les observations satellitaires et dans les sorties des modèles CMIP5. La quantité d'eau globale a pourtant un intérêt à être diagnostiquée dans les observations satellitaires, car elle fait partie des indicateurs majeurs d'un changement climatique lié aux activités humaines. La Figure 2.7b, tracée à partir de données altimétriques AVISO, montre un accroissement linéaire du niveau de la mer de 3.8 mm/an (qui se ramène à 3.3 mm/an après corrections<sup>9</sup>).

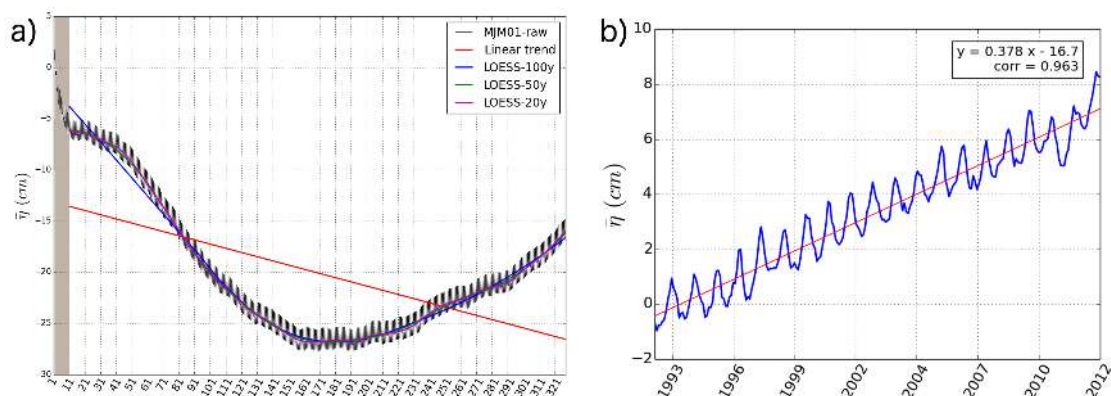


FIGURE 2.7 – a) Niveau de la mer moyen  $\bar{\eta}$  dans l'expérience-*T* au  $1/4^\circ$  (courbe noire). La dérive du modèle est estimée à l'aide d'une tendance linéaire (courbe rouge) et de la méthode LOESS pour des périodes de coupure de 100 ans (courbe bleue), 50 ans (courbe verte) et 20 ans (courbe magenta). La phase de spin-up correspond à la partie gauche colorée. b) Niveau de la mer moyen  $\bar{\eta}$  évalué sur la période 1992-2012 des observations altimétriques AVISO (courbe bleue), la courbe rouge montre une tendance linéaire à l'augmentation du niveau de la mer.

9. D'après <http://www.aviso.altimetry.fr>.



### Retrait d'une tendance non-linéaire $\tilde{\eta}$

La tendance évaluée dans un modèle peut être la somme d'artefacts liés au modèle lui-même  $\tilde{\eta}^D$  (principalement la dérive), d'une variabilité basse-fréquence ayant des échelles de temps plus longues que la longueur de la série temporelle  $\tilde{\eta}^V$ , et d'une tendance physique  $\tilde{\eta}^T$  (potentiellement masquée par les deux premières sources de tendances) :

$$\tilde{\eta}(t) = \tilde{\eta}^D(t) + \tilde{\eta}^V(t) + \tilde{\eta}^T(t). \quad (2.2)$$

Dans le cas d'un modèle océanique, on peut distinguer deux types de signaux non-géophysiques  $\tilde{\eta}^D$  : le spin-up et la dérive. Le spin-up caractérise la phase d'ajustement du modèle qui, à partir d'un état initial au repos, s'ajuste, du moins en surface, vers un état moyen d'équilibre (p. ex. partie colorée de la Figure 2.7a). On omet le spin-up dans les analyses pour ne pas biaiser les résultats. La dérive traduit quant à elle une lacune du modèle à représenter sur le long terme les processus à dynamique lente de l'océan (p. ex. écoulements des eaux de fonds océanique en Antarctique). La dérive de la valeur moyenne du niveau de la mer dans l'expérience-*I* au  $1/4^\circ$  est par ailleurs illustrée par la Figure 2.7a.

Les signaux physiques contenant des échelles de temps plus longues que la durée de la série temporelle sont mal représentés et peuvent avoir une empreinte sur la tendance  $\tilde{\eta}^V$ . Par exemple, la plus basse fréquence contenue dans le signal n'est représentée que par deux points sur la totalité de la série temporelle, et peut donc s'assimiler à une tendance linéaire. Cela est illustré par l'étude du chapitre 4 concernant l'impact de la variabilité intrinsèque multi-décennale ( $> 20$  ans) sur l'estimation des tendances régionales du niveau de la mer.

Afin de réduire les biais dans les analyses de variabilité, il est judicieux de soustraire un estimé de la tendance  $\tilde{\eta}$  (incluant les trois types de signaux  $\eta^D$ ,  $\eta^V$  et  $\eta^T$ ). Le post-traitement classique consiste à retirer une tendance linéaire en approximant une droite par la méthode des moindres-carrés. Néanmoins, la tendance a le plus souvent une allure non-linéaire dans NEMO (Figure 2.7a, courbe noire) : le simple retrait d'une tendance linéaire s'avère insuffisant (même figure, courbe rouge). La méthode retenue se doit donc d'être plus précise. Nous utilisons la méthode non-paramétrique de régression LOESS (Cleveland, 1979; Cleveland and Devlin, 1988) pour approcher la tendance non-linéaire  $\tilde{\eta}$ . Cette technique a l'avantage de ne pas requérir la spécification de la forme des fonctions d'interpolation (p. ex. fonctions exponentielles).

La méthode LOESS (LOcal RegrESSion) consiste à approcher, en chaque point de la série temporelle, un polynôme de degré 1 ou 2 par une régression au sens des moindres-carrés. Cette régression est pondérée par la distance  $\|x\|$  entre le point pour lequel la réponse est estimée, et les points environnants. Les poids  $w$  sont décrits par la fonction suivante :

$$w(x) = (1 - \|x\|^3)^3 I[\|x\| < 1], \quad (2.3)$$

où  $I$  est une fonction caractéristique qui vaut 1 pour  $x \in ]-1, 1[$ , 0 sinon. La méthode LOESS dispose de deux degrés de liberté sur lesquels on peut jouer. Le premier est le degré du polynôme qui détermine le lissage de l'interpolation. Le second, le paramètre  $\alpha$ , contrôle la largeur du fenêtrage sur lequel les régressions locales sont

effectuées. On peut définir une fréquence de coupure basée sur  $\alpha$ , le nombre de points de la série temporelle  $n$  et sa résolution temporelle  $\Delta t$  :

$$f_c = \frac{2}{\alpha n \Delta t}. \quad (2.4)$$

La Figure 2.7a illustre l'application de cette méthode sur le niveau de la mer moyen de l'expérience-*I* au  $1/4^\circ$  pour trois fréquences de coupures différentes (courbes bleue, verte et magenta). Le lecteur intéressé pourra trouver d'autres exemples de l'utilisation de cette méthode à travers la Figure 2 de Sérazin et al. (2014), présentée dans la section 3.2, de même qu'au travers de Figure 2 de Grégorio et al. (2015). On notera que l'approximation de la tendance est bien plus précise avec la méthode LOESS que le calcul d'une simple tendance linéaire (courbe rouge). La méthode LOESS, malgré sa flexibilité, se révèle toutefois plus coûteuse en temps de calcul que les méthodes standards. Pour pallier cet inconvénient, les calculs sont parallélisés afin de pouvoir rendre réalisable le calcul en chaque point de grille des expériences au  $1/12^\circ$ .

### Retrait du cycle saisonnier $\eta^S$

Le cycle annuel moyen (ou saisonnier) contient une part importante de la variance du signal. Aussi, il est susceptible de masquer fortement les signaux de variabilité haute-fréquence. Il est donc nécessaire de retirer ce cycle en chaque point de grille. L'usage classique est de considérer le cycle saisonnier comme additif et décorréolé du reste du signal ; c'est l'hypothèse que nous ferons par la suite. Nous déterminons alors un cycle saisonnier moyen en calculant la moyenne climatologique à différents instants de l'année (p. ex. pour des sorties en moyennes mensuelles, on calcule la moyenne des mois de Janvier, Février, Mars, etc). Ce cycle saisonnier est ensuite soustrait à chaque année de la série temporelle.

### Filtrage linéaire temporel : composantes $\eta^{LF}$ , $\eta^{HF}$

Les signaux issus d'un modèle océanique n'étant pas périodiques en temps, tout filtrage dans le domaine spectral à été abandonné au profit de méthodes de filtrage dans le domaine physique. Cela consiste à effectuer une convolution du signal par un noyau de filtrage. Le filtre de Lanczos (Duchon, 1979) est choisi pour son compromis entre sélectivité et préservation du signal, en minimisant les artefacts dus aux oscillations de Gibbs<sup>10</sup>. L'ordre du filtre est relatif à la taille du noyau de filtrage utilisé : nous choisirons par la suite le paramètre  $n$  (demi-largeur du noyau) de tel sorte que le noyau contiennent 4 périodes correspondant à la période de coupure. La figure 2.8 présente les caractéristiques dans l'espace physique (gauche) et dans

10. Les oscillations de Gibbs sont un phénomène qui apparaît en présence d'une discontinuité dans un signal, auquel on applique une transformée de Fourier (directe ou inverse). En pratique, une série de Fourier ne peut pas être infinie car la plus haute fréquence (petite période) représentée est limitée par la fréquence de Nyquist égale à la moitié de la fréquence d'échantillonnage. La troncature inévitable de la série de Fourier fait qu'elle est incapable de reproduire la discontinuité sans générer ces oscillations. L'exemple le plus célèbre est sans doute celui de l'approximation d'un signal créneau par une série de Fourier. Ainsi, la fenêtre de filtrage "boxcar" de type créneau, qui est pourtant la plus sélective dans le domaine spectral, introduira d'importantes oscillations de Gibbs dans le spectre du signal filtré.

l'espace spectral (droite), du filtre de Lanczos utilisé pour la séparation des hautes  $\eta^{HF}$  et basses  $\eta^{LF}$  fréquences, avec une fréquence de coupure à 18 mois. Un tel filtrage induit cependant des effets de bords à cause de la longueur finie de la série temporelle. Plutôt que d'extrapoler les extrémités du signal afin d'obtenir une série filtrée de même longueur que la série originale, nous préférons ne pas traiter les bords et ne considérer que la partie valide du filtrage. Il en résulte une série tronquée de  $n$  points sur chacune des extrémités.

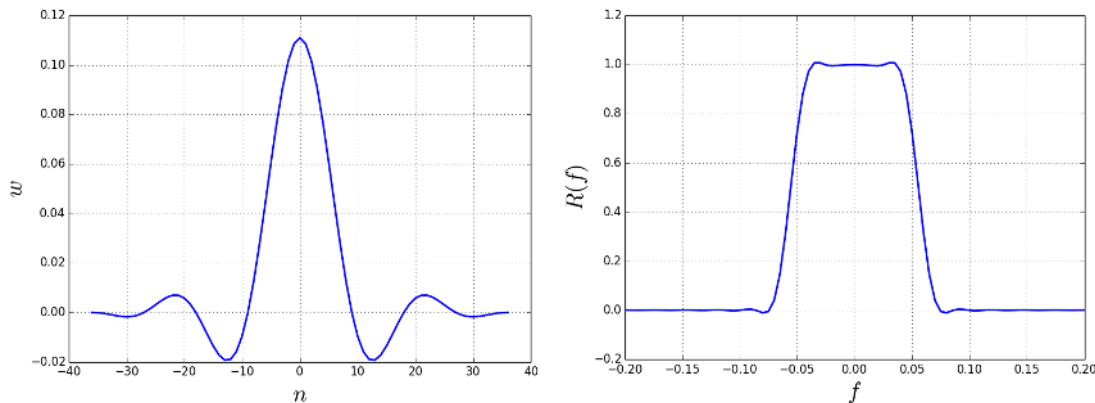


FIGURE 2.8 – Filtre unidimensionnel de Lanczos pour une fréquence de coupure à 18 mois avec un échantillonnage mensuel : noyau de filtrage (gauche) présentant la distribution des poids  $w$  en fonction de la demi-largeur  $n$  ; réponse spectrale  $R(f)$  (droite) en fonction de la fréquence normalisée  $f$ .

### Filtrage linéaire spatial

Le filtre de Lanczos présenté précédemment, est généralisé à deux dimensions (le noyau de filtrage étant maintenant une matrice 2D). Un tel filtre comporte deux fréquences de coupure ( $f_x, f_y$ ) et deux paramètres de sélectivité ( $n_x, n_y$ ). En pratique, nous considérerons deux filtres isotropes, un passe-bas et un passe-haut, avec des longueurs d'ondes de coupure respectivement de  $12^\circ$  et  $6^\circ$  à l'équateur. Leur réponse spectrale est donnée par la Figure 2.9.

Les océans du globe sont entourés de côtes et remplis d'îles qu'il faut traiter de façon intelligente, et pour lesquels un filtrage linéaire simple n'est pas adapté. Aussi, les effets de bords sont traités en re-pondérant le noyau de filtrage par les points qui sont uniquement de l'eau. Cette re-pondération s'effectue simplement en divisant le résultat du filtrage linéaire classique, par le produit de convolution du noyau de filtrage  $K$  et du masque des zones terrestres  $M$ , de sorte que :

$$Y^{LS} = \frac{Y * K}{M * K}, \quad (2.5)$$

où  $*$  est le produit de convolution,  $Y$  le champ initial et  $Y^{LS}$  le champ filtré à grande-échelle. En pratique, le dénominateur  $M * K$  est stocké dans un fichier, cette opération permet un gain de temps notable lorsque l'on travaille, par exemple, avec des sorties au  $1/12^\circ$ .

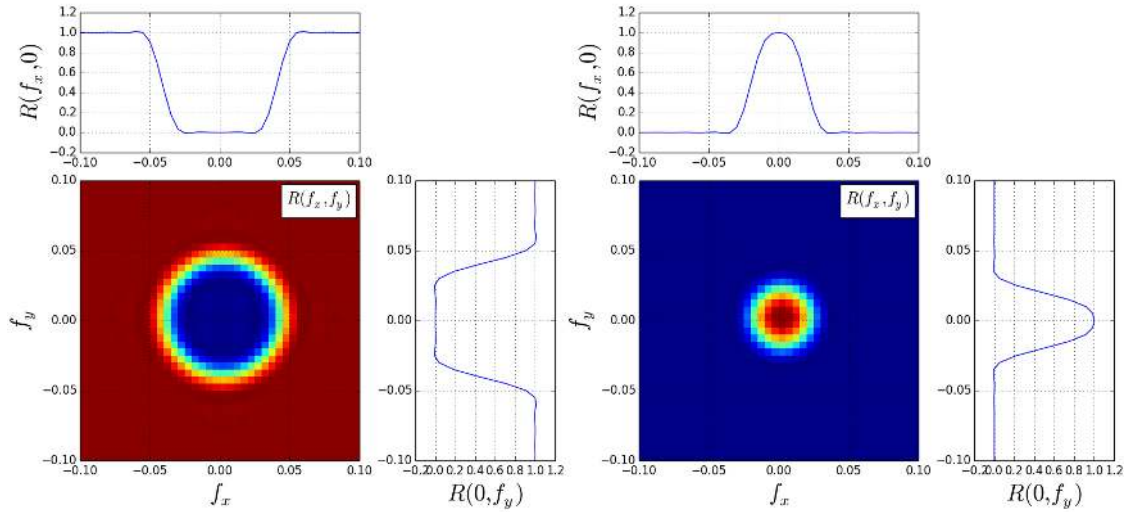


FIGURE 2.9 – Réponses spectrales  $R(f_x, f_y)$  des filtres bi-dimensionnels de Lanczos, passe-haut (gauche) et passe-bas (droite), utilisés pour filtrer respectivement les échelles plus petites que  $6^\circ$  et les échelles plus grandes que  $12^\circ$ . Les fréquences spatiales sont normalisées par la fréquence d'échantillonnage, les niveaux de couleur vont par ordre croissant du bleu (valeur 0) au rouge (valeur 1).

## 2.2.2 Diagnostique de transferts d'énergie cinétique dans l'espace spectral

Motivés par la capacité potentielle de l'advection non-linéaire de quantité de mouvement  $\mathbf{U} \cdot \nabla \mathbf{U}$  à générer de la variabilité intrinsèque basse-fréquence, nous diagnostiquons les interactions d'échelles induites par ce terme non-linéaire à partir du niveau de la mer dans les expériences- $I$  et  $-T$ . Cette analyse consiste à évaluer le produit des transformées de Fourier de la fonction de courant géostrophique  $\psi$  et de l'advection non-linéaire de vorticité relative  $J(\psi, \nabla^2 \psi)$ <sup>11</sup>. On caractérise de cette façon la contribution de l'advection non-linéaire de vorticité relative, au spectre d'énergie cinétique. L'étude fournie en annexe B détaille le bilan spectral d'énergie cinétique dans un modèle QG à 2 couches, et montre que l'advection non-linéaire de vorticité relative joue un rôle important dans la route énergétique propre à la turbulence géostrophique.

Le pré-traitement des données est essentiel afin de ne pas biaiser les résultats. Nous portons alors une attention particulière à retirer à la fois la tendance spatiale (en approximant un plan 2D) ainsi que la tendance temporelle (en utilisant la méthode LOESS). L'étude de Arbic et al. (2014), pr sent e dans l'annexe B, a en effet montré que l'omission du retrait de la tendance temporelle pouvait substantiellement biaiser les résultats. L'usage d'un fenêtrage est également requis pour atténuer la *leakage*<sup>12</sup> dans les spectres. Nous utilisons en pratique une fenêtre de Tukey dans

11.  $J(\psi, \nabla^2 \psi) = \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial (\nabla^2 \psi)}{\partial y} - \frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial (\nabla^2 \psi)}{\partial x}$

12. Le *leakage* spectral apparait lorsqu'une transformée de Fourier est appliqu e à des données non-périodiques (en temps ou en espace).

la continuité des études de Arbic et al. (2012, 2014). L'application de cette analyse à quatre régions de l'océan global (Kuroshio, Gulf Stream, courant des Aiguilles, et une partie de l'ACC) aux expériences-*I* (1/12° et 1/4°) et -*T* (1/12° seulement) est présentée en détail dans le chapitre 5.

### 2.2.3 Applications des diagnostics aux sorties de modèles hautes-résolutions : la toolbox Python pyClim

La taille des données à traiter s'est révélée trop importante pour effectuer de façon standard les diagnostics, c.-à-d. un chargement complet des données en mémoire sur lesquelles on exécute un code avec un unique processeur. En effet, un champ de SLA sur 70 ans en moyennes mensuelles, issue de l'expérience-*I* au 1/12°, pèse jusqu'à 50 Go. Pour pallier le problème de sur-chargement de la mémoire, il a donc fallu élaborer une stratégie et optimiser la gestion de la mémoire sur les machines de calcul (de bureau ou super-calculateurs). Pour des diagnostics élaborés (p.ex. LOESS, filtrage 2D), le temps de calcul s'avère également être un obstacle lorsque l'on traite des données océaniques à haute-résolution. De même que, la parallélisation sur plusieurs processeurs du modèle NEMO permet une réduction du temps de calcul, de même aussi, la parallélisation des diagnostics est utile pour réduire les coûts de calcul.

Ces constats ont donné lieu à la réalisation d'une boîte à outils, pyClim, basée sur le langage Python. Ce langage a été choisi afin de profiter des atouts du langage objet tout en gardant le côté pratique d'un langage script. Nous avons également décidé que ces outils soient transposables aisément aux sorties netCDF<sup>13</sup> de différents modèles et aux observations satellitaires. Ils ont ainsi pu être employés sur les données issues de NEMO, CMIP5 et AVISO. Nous présentons par la suite le mode de fonctionnement de cette boîte à outil ainsi que ses différents composants. Cette boîte à outil est en libre accès sur une forge<sup>14</sup> et une documentation est en cours de rédaction<sup>15</sup>. L'annexe A propose de définir un projet plus complet et de généraliser pyClim pour travailler sur une base de données de fichiers netCDF, et propose une interface simple pour la mise en place de scripts de diagnostics en parallèle sur des données géophysiques hautes-résolutions.

#### Stratégie des calculs

Un diagnostic du type "analyse de séries temporelles" nécessite de découper le fichier netCDF d'entrée en plusieurs blocs élémentaires qui pourront être analysés par le code sans surcharger la mémoire. Ces blocs élémentaires sont ensuite distribués sur différents processeurs, qui calculent, et écrivent le résultat dans des fichiers temporaires. Ces derniers sont enfin combinés pour créer le fichier de sortie. La Figure 2.10 présente un exemple simple dans lequel un bloc est découpé sur 3 processeurs. Dans le cas d'une analyse de séries temporelles le fichier a été découpé selon les dimensions spatiales. Pour une analyse spatiale, telle qu'un filtrage

13. <http://www.unidata.ucar.edu/software/netcdf/>

14. <http://servforge.legi.grenoble-inp.fr/projects/soft-pyclim>

15. <http://servforge.legi.grenoble-inp.fr/pub/soft-pyclim>

bi-dimensionnel, on découpera plutôt le long de la dimension temps. Plus d'informations sur le découpage des fichiers selon le type de diagnostic et l'optimisation de la mémoire peuvent être trouvées dans l'annexe A.

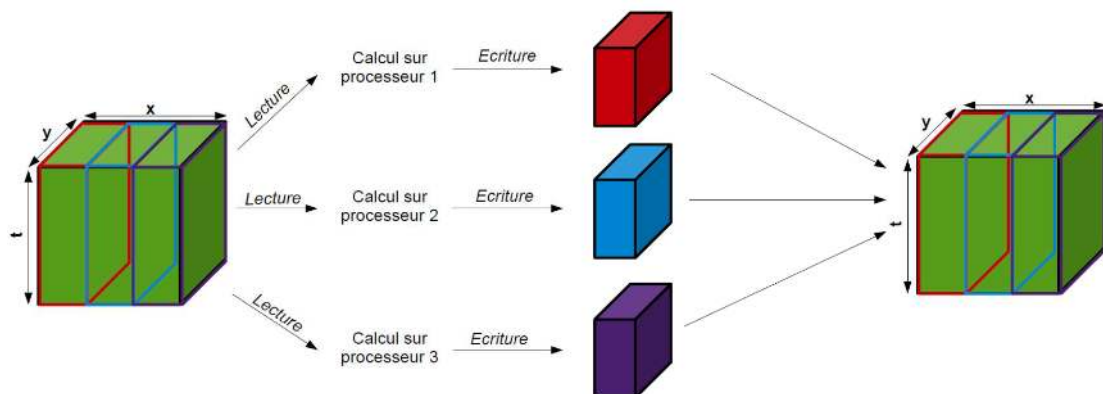


FIGURE 2.10 – Découpage et parallélisation d'un calcul sur un champ bi-dimensionnel évoluant dans le temps à l'aide de 3 processeur.

## Les librairies

La boîte à outils pyClim est structurée en diverses librairies dans lesquelles on trouve plusieurs objets et fonctions permettant d'effectuer des diagnostics. Certaines de ces fonctions peuvent se recouper - et ont pu s'inspirer - de la boîte à outils *pyDom* développée par Julien Le Sommer dans l'équipe MEOM du LGGE.

**ncTools** : Interface entre la librairie netCDF4 et l'utilisateur. Permet de gérer rapidement des données géophysiques et d'améliorer la compatibilité des codes

**xyTools** : Fonctions de calcul de différentes quantités spatiales (calcul de gradient, transformée de Fourier, etc)

**tsTools** : Fonctions d'analyse de séries temporelles (LOESS, calcul du cycle saisonnier, DFA, etc)

**filTools** : Fonctions de filtrage 1D et 2D (filtre de Lancos, fenêtre de Tukey)

**pcaTools** : Fonctions d'Analyse en Composantes Principales (*Empirical Orthogonal Function* et *Singular Spectrum Analysis*)

**ploTools** : Graphiques prédéfinis basés sur la librairie *matplotlib*

## Les différents *parsers* développés

Les *parsers* sont des scripts qui ont pour but d'être appelés directement dans un terminal à la manière de NCO<sup>16</sup>. Ils prennent généralement comme arguments un fichier d'entrée et un fichier de sortie au format netCDF, ainsi qu'une série d'options relatives au diagnostic. Nous avons développé les *parsers* suivants durant cette thèse :

16. netCDF Operator, <http://nco.sourceforge.net>

**ncClimInd** : Récupère en ligne les séries temporelles des différents indices climatiques et en génère un fichier netCDF.

**ncDmean** : Calcule la moyenne globale spatiale et retire cette valeur en chaque point de grille.

**ncDseason** : Retourne un fichier netCDF dont le cycle saisonnier, calculé à partir de la moyenne climatologique, a été retiré des séries temporelles.

**ncDtrend** : Retourne un fichier netCDF dont la tendance, calculée à partir de la méthode LOESS, a été retirée des séries temporelles.

**ncKEspec** : Retourne un fichier netCDF contenant le spectre tri-dimensionnel  $(k, l, \omega)$  d'énergie cinétique ainsi que la contribution énergétique du terme d'advection non-linéaire de vorticité relative, tous deux estimés à partir de la variable du niveau de la mer.

**ncMask** : Masque tous les points de la série temporelle dès qu'une valeur n'est pas définie (employé sur AVISO dès qu'une observation est masquée par la glace), et retourne le masque maximal.

**ncMesh** : Calcule la métrique de la grille à partir des coordonnées en latitude et longitude.

**ncSfilt** : Retourne un fichier netCDF contenant les composantes petites et grandes échelles issues d'un filtrage spatiale bi-dimensionnel utilisant un filtre de Lanczos.

**ncStat** : Calcule différents moments statistiques : écart-type, skewness, kurtosis.

**ncTfilt** : Retourne un fichier netCDF contenant les composantes hautes et basses fréquences issues d'un filtrage linéaire temporel utilisant un filtre de Lanczos.

**ncXtrac** : Extrait une sous-région d'un fichier netCDF ; équivalent à *ncks* de NCO mais possède l'avantage de minimiser le chargement en mémoire.

**ncZoMean** : Calcule la moyenne zonale d'un champ et retourne le fichier netCDF correspondant.

# Chapitre 3

## Caractérisation des échelles spatiales de la variabilité intrinsèque inter-annuelle à décennale de surface

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Introduction</b> . . . . .	<b>60</b>
<b>3.2</b>	<b>Article 1 : <i>Intrinsic variability of sea-level from global 1/12° ocean simulations : spatio-temporal scales</i></b> . . . . .	<b>61</b>
<b>3.3</b>	<b>Discussion sur la variabilité petite-échelle basse-fréquence observée</b> . . . . .	<b>76</b>
<b>3.4</b>	<b>Les échelles spatiales de la variabilité intrinsèque basse-fréquence de la température de surface</b> . . . . .	<b>76</b>
3.4.1	Variabilité petite-échelle basse-fréquence de la température de surface . . . . .	78
3.4.2	Variabilité grande-échelle basse-fréquence de la température de surface . . . . .	79
3.4.3	Discussion . . . . .	81
<b>3.5</b>	<b>Conclusion</b> . . . . .	<b>83</b>

---



### 3.1 Introduction

Une part importante de la variabilité de surface océanique est liée à l'émergence spontanée de tourbillons océaniques de méso-échelle ( $L \sim 100$  km,  $T \sim 1$  mois), résultant d'instabilités hydrodynamiques (cf. section 1.3). Cette variabilité sub-annuelle ( $T < 1,5$  an) est qualifiée d'intrinsèque, car elle émerge spontanément en l'absence de variabilité atmosphérique. La variabilité de surface océanique inter-annuelle à décennale ( $1,5 \text{ an} < T < 20$  an) est de même partiellement intrinsèque et semble liée à la présence de tourbillons de méso-échelle. Son empreinte sur le niveau de la mer (SLA) a été mise en évidence par Penduff et al. (2011) et est illustrée par la Figure 2.3. Les études idéalisées présentées en section 1.4 suggèrent en outre des mécanismes d'*upscaling* permettant d'explicitier le lien entre activité méso-échelle haute-fréquence et variabilité intrinsèque basse-fréquence (p. ex. rectification tourbillonnaire, interactions d'échelles en turbulence, etc). Qu'en est-il dans un modèle d'océan réaliste ? Dans quelle mesure la nature intrinsèque des tourbillons de méso-échelle se transmet-elle aux grandes échelles basses-fréquences ? Ces questionnements sont également motivés par des résultats montrant que des quantités intégrées telles que le volume et l'épaisseur d'eaux modales (Hazeleger and Drijfhout, 2000; Douglass et al., 2013), où l'intensité des gyres subtropicaux (Taguchi et al., 2010), peuvent exhiber des fluctuations spontanées. La caractérisation spatiale de la variabilité intrinsèque basse-fréquence a toutefois été peu abordée dans un contexte réaliste.

Les modèles océaniques permettent aujourd'hui d'étudier la variabilité océanique globale à la résolution du  $1/12^\circ$ , sur des échelles de temps allant jusqu'à une quarantaine d'années. De tels modèles reproduisent avec fidélité les observations de surface de l'océan et nous permettent d'avoir une estimée fiable des processus océaniques turbulents. L'analyse des simulations contribue à l'interprétation des observations altimétriques, pour lesquelles un certain nombre de signaux restent difficiles à expliquer (cf section 1.3.3). Le passage du  $1/4^\circ$  au  $1/12^\circ$  permet en outre de gagner en réalisme (cf. section 2.1.4). Cette amélioration correspond-elle également à une augmentation des niveaux de variabilité océanique intrinsèque ?

La variabilité intrinsèque basse-fréquence s'imprime sur la SLA mais aussi sur la température de surface (SST), tel que l'illustre la Figure 1.10. Parce que des anomalies grandes-échelles basses-fréquences de SST sont susceptibles d'influencer l'atmosphère via les flux de chaleur air-mer dans le système couplé océan/atmosphère, il est intéressant de caractériser les échelles spatiales des variations spontanées de SST par l'océan turbulent.

Ce chapitre propose d'étendre, dans plusieurs directions, l'étude précédente de Penduff et al. (2011) de l'empreinte de la variabilité intrinsèque basse-fréquence sur la SLA à partir des expériences-I et -T au  $1/4^\circ$ . Il s'agit dans un premier temps de caractériser les échelles spatiales des variabilités basses-fréquences intrinsèque et totale de SLA, leurs liens avec l'activité de méso-échelle dans les expériences-I et -T au  $1/12^\circ$ , ainsi que l'influence de l'augmentation de la résolution (cf. section 3.2). Ces résultats sont par la suite mis au regard des observations altimétriques dans la section 3.3. Les échelles spatiales des variabilités basses-fréquences intrinsèque et totale de SST, issues des expériences-I et -T au  $1/4^\circ$ , sont finalement décrites dans

la section 3.4.

### 3.2 Article 1 : *Intrinsic variability of sea-level from global 1/12° ocean simulations : spatio-temporal scales*

Nous insérons ici un article paru en premier auteur dans *Journal of Climate* en 2015. Cet article concerne l’empreinte de la variabilité intrinsèque sur la SLA dans l’expérience-I au 1/12°. Les échelles spatio-temporelles de ce signal y sont caractérisées à l’aide de méthodes de filtrage (présentées en détails dans la section 2.2.1) : les hautes fréquences ( $2 \text{ mois} < T < 18 \text{ mois}$ ) sont séparées des échelles inter-annuelles à décennales (basses fréquences,  $18 \text{ mois} < T < 20 \text{ ans}$ ), dont les petites-échelles ( $L < 6^\circ$ ) et les grandes-échelles ( $L > 12^\circ$ ) spatiales sont par la suite isolées. Cette même séparation d’échelles est appliquée à l’expérience-T qui est représentative de la variabilité totale océanique, et qui reproduit avec fidélité la variabilité basse-fréquence de SLA observée par altimétrie. Les distributions spatiales des composantes petites-échelles à basse et haute fréquences sont comparées dans l’optique de discuter d’éventuels mécanismes d’*upscaling* à l’oeuvre dans la génération de variabilité intrinsèque basse-fréquence. L’expérience-I au 1/12° est finalement comparée avec son équivalent au 1/4° afin d’évaluer l’impact de la résolution sur, d’une part, l’activité méso-échelle, d’autre part, la variabilité intrinsèque basse-fréquence. Les résultats de cette étude sont résumés dans les conclusions de ce chapitre, données en section 3.5.

## Intrinsic Variability of Sea Level from Global $1/12^\circ$ Ocean Simulations: Spatiotemporal Scales

GUILLAUME SÉRAZIN

*CNRS, LGGE (UMR5183), Grenoble, and, Sciences de l'Univers au CERFACS, CERFACS/CNRS, URA1857, Université Paul Sabatier, Toulouse, France*

THIERRY PENDUFF, SANDY GRÉGORIO, BERNARD BARNIER, AND JEAN-MARC MOLINES

*CNRS, Université Grenoble Alpes, LGGE (UMR5183), Grenoble, France*

LAURENT TERRAY

*Sciences de l'Univers au CERFACS, CERFACS/CNRS, URA1857, Toulouse, France*

(Manuscript received 28 July 2014, in final form 3 December 2014)

### ABSTRACT

In high-resolution ocean general circulation models (OGCMs), as in process-oriented models, a substantial amount of interannual to decadal variability is generated spontaneously by oceanic nonlinearities: that is, without any variability in the atmospheric forcing at these time scales. The authors investigate the temporal and spatial scales at which this intrinsic oceanic variability has the strongest imprints on sea level anomalies (SLAs) using a  $1/12^\circ$  global OGCM, by comparing a “hindcast” driven by the full range of atmospheric time scales with its counterpart forced by a repeated climatological atmospheric seasonal cycle. Outputs from both simulations are compared within distinct frequency–wavenumber bins. The fully forced hindcast is shown to reproduce the observed distribution and magnitude of low-frequency SLA variability very accurately. The small-scale ( $L < 6^\circ$ ) SLA variance is, at all time scales, barely sensitive to atmospheric variability and is almost entirely of intrinsic origin. The high-frequency (mesoscale) part and the low-frequency part of this small-scale variability have almost identical geographical distributions, supporting the hypothesis of a nonlinear temporal inverse cascade spontaneously transferring kinetic energy from high to low frequencies. The large-scale ( $L > 12^\circ$ ) low-frequency variability is mostly related to the atmospheric variability over most of the global ocean, but it is shown to remain largely intrinsic in three eddy-active regions: the Gulf Stream, Kuroshio, and Antarctic Circumpolar Current (ACC). Compared to its  $1/4^\circ$  predecessor, the authors'  $1/12^\circ$  OGCM is shown to yield a stronger intrinsic SLA variability, at both mesoscale and low frequencies.

### 1. Introduction

The atmospheric and oceanic general circulations are barotropically and baroclinically (Eady 1949; Charney 1947) unstable and spontaneously generate geostrophic turbulence. In the ocean, this mesoscale turbulence emerges at the scale of  $O(10\text{--}100)$  km and  $O(10\text{--}100)$  days and in turn strongly interacts with the general

circulation (e.g., Holland 1978). Mesoscale turbulence is also a well-known, strong manifestation of intrinsic ocean variability (i.e., it emerges without any atmospheric variability) at relatively small time and space scales. Mesoscale turbulence is now (partly) resolved in many ocean general circulation model (OGCM) global simulations, as well as in several recent coupled climate-oriented simulations. Bryan (2013) (and references therein) report various examples of how increases in OGCM resolution have substantially improved the fidelity of ocean simulations, and our understanding of

 Denotes Open Access content.

*Corresponding author address:* Guillaume Sérazin, Laboratoire de Glaciologie et Géophysique de l'Environnement LGGE/CNRS, BP 96, 38402 Saint-Martin d'Heres, Grenoble, France.  
E-mail: guillaume.serazin@legi.grenoble-inp.fr

*Publisher's Note:* This article was revised on 10 June 2015 to correct a typographical error in the abstract where the wrong inequality was used, and to update the Grégorio et al. (2014) reference throughout the article to Grégorio et al. (2015).

DOI: 10.1175/JCLI-D-14-00554.1

© 2015 American Meteorological Society

dynamical processes underlying the multiscale oceanic variability. Beyond the inclusion of mesoscale phenomena into the resolved spectrum, the transition from laminar ( $1^{\circ}$ – $2^{\circ}$ ) to eddying ( $1/4^{\circ}$  and finer) OGCM resolutions also yields substantial modifications in the simulated variability at larger space and time scales. Comparing a series of global ocean–sea ice “hindcasts” at increasing resolution with observations, Penduff et al. (2010) showed how the transition from laminar to eddy-permitting regimes brings the interannual variability of the ocean sea level much closer to altimeter measurements, in terms of both spatial distribution and of magnitude (increase of low-frequency variance larger than 60% over half of the global ocean).

Increasing resolution yields an increase in Reynolds number, which was also shown to favor the spontaneous emergence of low-frequency intrinsic variability (LFIV) in the ocean. Quasigeostrophic and shallow-water model experiments implemented on flat-bottom rectangular geometries have demonstrated that an interannual to decadal LFIV may appear under constant (or seasonal) forcing devoid of low frequencies and affect various components of the general circulation, in particular within the main unstable currents: strength and trajectory of surface and subsurface currents, intensity of recirculation gyres, thickness and volume of mode water pools, etc. (Spall 1996; Hazeleger and Drijfhout 2000; Simonnet and Dijkstra 2002; Dewar 2003; Pierini 2006; Berloff et al. 2007; Quattrocchi et al. 2012).

OGCM simulations tend to confirm these idealized predictions and illustrate various imprints of the LFIV in realistic contexts: path of oceanic jets (Taguchi et al. 2007; Thompson and Richards 2011; Douglass et al. 2012), subtropical mode waters (Douglass et al. 2013), eastern boundary circulation patterns (Combes and Di Lorenzo 2007), and larger-scale circulation features such as the Atlantic overturning circulation (Thomas and Zhai 2013; Grégorio et al. 2015, hereafter GPSH) or wide areas of the Southern Ocean (O’Kane et al. 2013). Penduff et al. (2011, hereafter P11) provided evidence that the strong increase in sea level anomaly (SLA) interannual variance, reported by Penduff et al. (2010) when switching from  $2^{\circ}$  to  $1/4^{\circ}$  resolution, may be related to the strong LFIV that emerges only in the eddying regime. This intrinsic component is indeed spontaneously produced by the same  $1/4^{\circ}$  model without any interannual forcing.

Our experimental strategy remains similar to P11’s: a global OGCM is first driven by an atmospheric forcing containing a broad range of time scales to produce a realistic hindcast and then by a yearly repeated climatological atmospheric seasonal cycle to isolate the intrinsic variability. The present study further investigates the contribution of intrinsic processes to the SLA variability in the global ocean and extends P11’s work in three ways.

First, we highlight the spectral distribution of atmospherically forced and intrinsic SLA variabilities within high- and low-frequency bands, at small and large spatial scales. Second, we are now using global simulations at  $1/12^{\circ}$  resolution in complement to P11’s  $1/4^{\circ}$  simulations, providing us with the opportunity to assess the impact of model resolution on intrinsic variability. Finally, the present analysis is performed over a 42-yr period instead of 12 yr.

Section 2 presents the model configurations and numerical experiments used in this study. The simulated low-frequency SLA variability is then compared to altimeter observations. Postprocessing and filtering methods are described in section 3. In section 4, we compare the spatial distributions of low-frequency SLA variabilities between both  $1/12^{\circ}$  experiments at small ( $<6^{\circ}$ ) and large ( $>12^{\circ}$ ) spatial scales. Section 5 presents the sensitivity of intrinsic variability to the increase in resolution from  $1/4^{\circ}$  to  $1/12^{\circ}$ . Conclusions are given in section 6.

## 2. Numerical simulations and assessment

### a. Numerical simulations

As done earlier by Taguchi et al. (2007), P11, and O’Kane et al. (2013), our approach consists in comparing two eddying global OGCM simulations with two different atmospheric forcings. Our first  $1/12^{\circ}$  simulation (the so-called *T* experiment) is driven by the full range of atmospheric time scales between 1958 and 2012. It is intended to simulate the total ocean variability, which combines the intrinsic and atmospherically forced components. Our second  $1/12^{\circ}$  simulation (the *I* experiment), driven during 85 yr by a repeated climatological atmospheric seasonal cycle, isolates the low-frequency intrinsic variability that emerges without any low-frequency forcing. Note that the  $1/4^{\circ}$  resolution climatological simulation described and studied in P11 has been reprocessed and will be compared to the  $1/12^{\circ}$  resolution simulation in section 5. This  $1/4^{\circ}$  *I* experiment was conducted over 327 yr.

All the simulations were performed in the framework of the Drakkar project<sup>1</sup> using the Nucleus for European Modeling of the Ocean (NEMO; Madec 2008) ocean/sea ice numerical model. The  $1/12^{\circ}$  simulations use the ORCA12 configuration with NEMO version 3.4, the  $1/4^{\circ}$  simulation uses the ORCA025 configuration with NEMO2.3. The three simulations<sup>2</sup> share the same 46-level vertical discretization, a partial cell representation

<sup>1</sup> <http://www.drakkar-ocean.eu>

<sup>2</sup> The  $1/12^{\circ}$  *I* and *T* experiments are referred to as ORCA12-GJM02 and ORCA12-MJM88 in the Drakkar database, respectively, and the  $1/4^{\circ}$  *I* experiment is referred to as ORCA025-MJM01.

of topography, and a momentum advection scheme that conserves energy and enstrophy (Barnier et al. 2006; Penduff et al. 2007; Le Sommer et al. 2009); a total variance diminishing (TVD) tracer advection scheme; an isopycnal Laplacian tracer diffusion operator; a vertical mixing scheme based on the TKE turbulent closure model (Blanke and Delecluse 1993); and a convective adjustment scheme based on enhanced vertical mixing in case of static instability.

The full and climatological forcing functions used to drive the  $1/12^\circ$  simulations come from the same original forcing dataset, which is referred to as the Drakkar forcing set (DFS4.4; Dussin and Barnier 2013); this 1958–2012 dataset is based on satellite observations (monthly precipitations and daily radiative heat fluxes) and on ERA-40 before 31 December 2001 and ERA-Interim afterward (6-hourly 10-m air temperature, humidity, and winds).<sup>3</sup> The method we used to derive the climatological forcing from the full forcing is described in P11, who demonstrated (see also GPSH) that both forcing functions yield very similar mean states. Our  $1/12^\circ$  simulations are described in detail in Molines et al. (2014). Note that the seasonally forced  $1/12^\circ$  simulation has been analyzed in Treguier et al. (2014) and Deshayes et al. (2013) and that our pair of  $1/12^\circ$  simulations is also used by GPSH. The 327-yr  $1/4^\circ$  climatological simulation to which we compare the  $1/12^\circ$  *I* experiment in section 5 is presented in detail in P11. It was reprocessed exactly as its  $1/12^\circ$  counterpart (see section 3). More information about model configurations and solutions may be found in the aforementioned papers.

#### b. Model assessment

Archiving, Validation, and Interpretation of Satellite Oceanographic Data (AVISO) provides us with 20 yr of global altimeter observations on a  $1/4^\circ \times 1/4^\circ$  regular Cartesian grid.<sup>4</sup> Our fully forced,  $1/12^\circ$  global hindcast is first compared to this reference over the period July 1994–July 2011 in terms of low-frequency SLA standard deviation. We use monthly-mean, nonlinearly detrended, low-pass filtered (periods longer than 18 months) SLA fields to compute low-frequency SLA standard deviations

from both AVISO and the  $1/12^\circ$  *T* experiment; the post-processing method is detailed in the next section. Figure 1 demonstrates the capability of the  $1/12^\circ$  model to simulate the SLA low-frequency variability field with a remarkable accuracy. The location and intensity of the low-frequency variability in western boundary currents and their extension are well reproduced. Equatorial low-frequency activity is found in the same locations with comparable intensities in the observed and simulated oceans. The simulated path of the Antarctic Circumpolar Current variability maximum is close to that derived from altimetric observations. The  $1/12^\circ$  hindcast therefore yields a very realistic low-frequency variability field; it may be fruitfully analyzed, jointly with its climatologically forced counterpart, to characterize the intrinsic part of the low-frequency variability measured by altimetry.

### 3. Postprocessing and scale separation

#### a. Separating temporal scales

The first years of model spinup are discarded from our analyses. Comparisons between the  $1/12^\circ$  simulations are performed from successive monthly sea surface height (SSH) averages over the same duration (47 yr): that is, over the period 1966–2012 from the *T* experiment and years 16–62 from the *I* experiment. The postprocessing of simulated SSH fields starts with the removal of global spatial averages from each monthly map (see Greatbatch 1994; P11). The resulting time series  $\eta(t)$  may then be split as

$$\eta(t) = \bar{\eta} + \tilde{\eta}(t) + \eta^s(t) + \eta^{LF}(t) + \eta^{HF}(t) \quad (1)$$

at every grid point, where  $\bar{\eta}$  denotes the time average,  $\tilde{\eta}$  is the long-term trend,  $\eta^s$  is the mean annual cycle,  $\eta^{LF}$  is the low-frequency (LF; interannual and slower) variability, and  $\eta^{HF}$  is the high-frequency (HF; subannual) variability. Our study is focused on the intrinsic high- and low-frequency variabilities; time averages are removed first.

- Long-term trends  $\tilde{\eta}(t)$  denote very low-frequency signals that need to be removed from raw time series to avoid biases in variance analyses. These trends may be of two kinds. The first kind is related to model adjustment toward its final equilibrium state, which may take a few centuries. This signal is unavoidable in OGCM simulations because of uncertainties that include those in atmospheric forcing, initial states, and physical and numerical approximations. However, it is small compared to the actual (well resolved) temporal variability. The second kind of trend may appear in finite-length time series when signals with periods longer than the time series itself are present. Both kinds of trends may yield a linear or nonlinear  $\tilde{\eta}(t)$

<sup>3</sup> DFS4.4 differs from DFS4 (Brodeau et al. 2010) only after 31 December 2001, where ERA-Interim is used instead of the ECMWF analysis for all forcing variables: wind vector, air temperature and humidity, downward shortwave and longwave radiation, total precipitation, and snowfall. Corrections described in Brodeau et al. (2010) ensure a smooth transition in 2001–02. ERA-Interim variables, whose native resolution is  $0.7^\circ$  and 3 h, were projected at the ERA-40 resolution ( $1.125^\circ$  and 6 h) to build DFS4.4. Note that DFS4 was also compared with the more widely used CORE.v2 forcing in the latter reference.

<sup>4</sup> <http://www.aviso.altimetry.fr/duacs/>

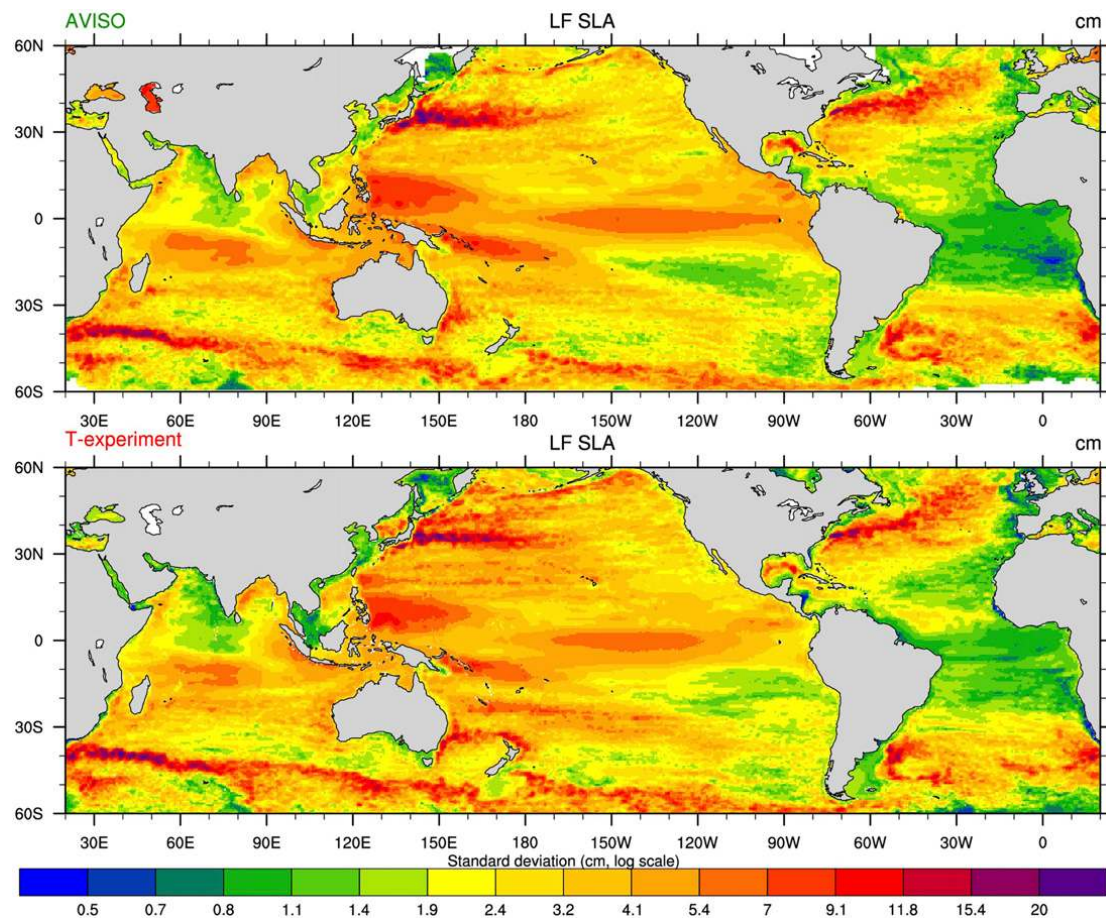


FIG. 1. Low-frequency ( $T > 18$  months) SLA standard deviations computed over the period July 1994–July 2011 from (top) the  $1/4^\circ$  AVISO dataset and (bottom) the  $1/12^\circ$   $T$  experiment.

evolution over the length of the time series. Our detrending approach is based on a nonlinear, second-order local regression method (LOESS; Cleveland and Devlin 1988), which high-pass filters model time series with a 20-yr cutoff period. This method preserves the length of original time series without adverse edge effects (Fig. 2). Our cutoff period ensures the removal of both kinds of trends, and confines our analyses and results on time scales between 2 months and 20 yr in both simulations.

- The mean annual cycle  $\eta^s(t)$  is then computed from SLA time series and subtracted to obtain deseasonalized, detrended SLA time series.
- The low- and high-frequency [ $\eta^{\text{LF}}(t)$  and  $\eta^{\text{HF}}(t)$ , respectively] variabilities are then isolated from the time series resulting from the former steps. Following P11, our low-frequency signals include time scales longer than 18 months. Unlike these authors, however, our high-frequency signals include time scales ranging between 2 and 18 months, with no mean annual cycle. Low- and high-frequency components are separated using a Lanczos temporal filter (Duchon 1979), chosen for

its efficiency and its ability to provide clean signals with small Gibbs oscillations. Note that this is a linear filtering method and it has edge effects because of the fixed size of the convolution kernel (relative to the filter order). Thus, 3 yr on both extremities of the time series are lost in this computation, yielding low- and high-frequency 41-yr time series from both  $1/12^\circ$  runs: years 1969–2009 in the  $T$  experiment and years 19–59 in the  $I$  experiment.

#### b. Separating spatial scales

The main purpose of this paper is to document how intrinsic processes contribute to the total SLA variability in various wavenumber–frequency ( $\kappa$ – $\omega$ ) classes. High- and low-frequency datasets are further split into three ranges of spatial scales by applying a two-dimensional, isotropic Lanczos low-pass filter twice with different cutoff lengths. We shall focus in the following on structures shorter than about  $6^\circ$  [labeled as small scales (SS)] and structures larger than about  $12^\circ$  [large scales (LS)]. Structures with sizes between  $6^\circ$  and

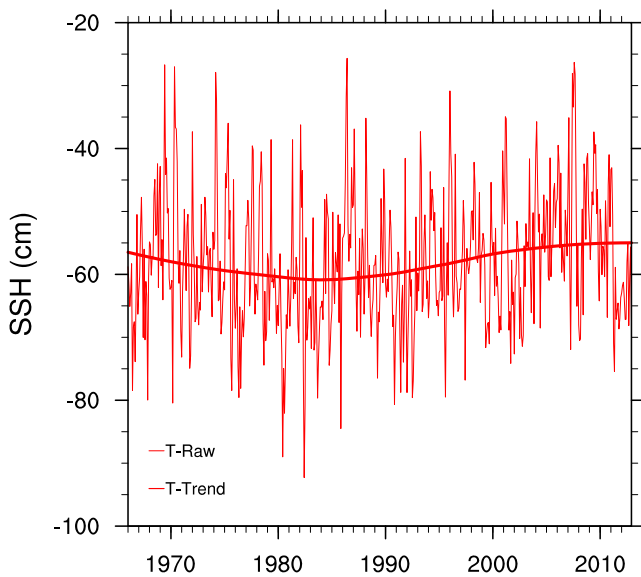


FIG. 2. Example of the nonlinear trend calculated (thick line) from a 42-yr time series of SLA at (52.5°N, 179°W) in the ACC (thin line) obtained in the  $T$  experiment.

12° are also produced during the filtering process but are not investigated here. Motivations leading to 6° and 12° are similar to those given in Penduff et al. (2010) and Taguchi et al. (2007).

In practice, the spatial cutoffs are defined in terms of model grid points rather than distances: hence, the approximate scales mentioned above. The spatial filter is adapted to process SLA fields in the vicinity of land points (islands and coasts): the kernel coefficients used in the convolution are weighted to take into account only wet points. To limit computational costs, the size of the convolution kernel was kept the same in both spatial filtering processes: this size is close to four 6° wavelengths and two 12° wavelengths. The 6° filter is therefore more selective than the 12° filter.

In summary, the postprocessing chain described in section 3 decomposes the (detrended) total and intrinsic variabilities within six main  $\kappa$ - $\omega$  bands (as summarized in Fig. 3). Figure 4 illustrates three steps of this processing in November 1997: detrended monthly SLA fields after temporal low-pass filtering (top panels) and after further splitting into small and large scales (middle and bottom panels). Note that the high-frequency small-scale (HFSS) variability will also be referred to as mesoscale because geostrophic turbulence is found in this spectral domain.

#### 4. Spatial scales of intrinsic SLA variability

We focus first on the LF component of SLA variabilities in both model experiments, taking all spatial scales into account. Figure 5 (top) compares in zonal

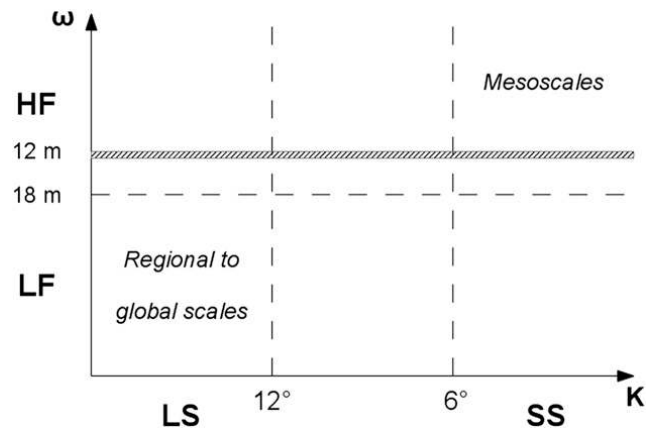


FIG. 3. Filter cutoffs in the wavenumber–frequency ( $\kappa$ - $\omega$ ) space. The hatched horizontal bar at 12 months indicates that the mean annual cycle harmonics were removed from high-frequency fields.

average their meridional distributions. The total (fully forced) SLA low-frequency standard deviation remains within 3–4 cm over most of the 60°S–60°N latitudinal range, with absolute maxima at midlatitudes and minima poleward of 60° in both hemispheres. Its intrinsic counterpart exhibits a marked contrast between low-latitude and midlatitude areas. Both the intrinsic SLA low-frequency variability and its relative contribution  $\sigma_I^2/\sigma_T^2$  reach their absolute minima in the intertropical band (less than 1 cm and 10%, respectively, between 10°S and 10°N) and their absolute maxima at midlatitudes in both hemispheres. Poleward of 60°N the intrinsic low-frequency variance reaches its secondary minima; most of the SLA variance there is therefore related to the low-frequency atmospheric variability in the  $T$  experiment.

##### a. Small-scale intrinsic variability

The resemblance between the blue lines in the top and middle panels of Fig. 5 illustrates the importance of small-scale features in the distribution of intrinsic low-frequency variability; this section is focused on this low-frequency small-scale (LFSS) intrinsic variability. Low-frequency small-scale sea level anomalies have very similar distributions and amplitudes with or without atmospheric variability (middle panels in Figs. 4 and 5). The LFSS SLA variability is therefore largely intrinsic: that is, spontaneously produced by the eddy ocean over most regions (bottom panel in Fig. 6).<sup>5</sup> This result is consistent with Taguchi et al. (2007), who showed that the structure of the

<sup>5</sup> The few exceptions to this concern regions where LFSS variance is very weak ( $\sigma < 0.5$  cm): that is, in shallow areas and equatorial basins.

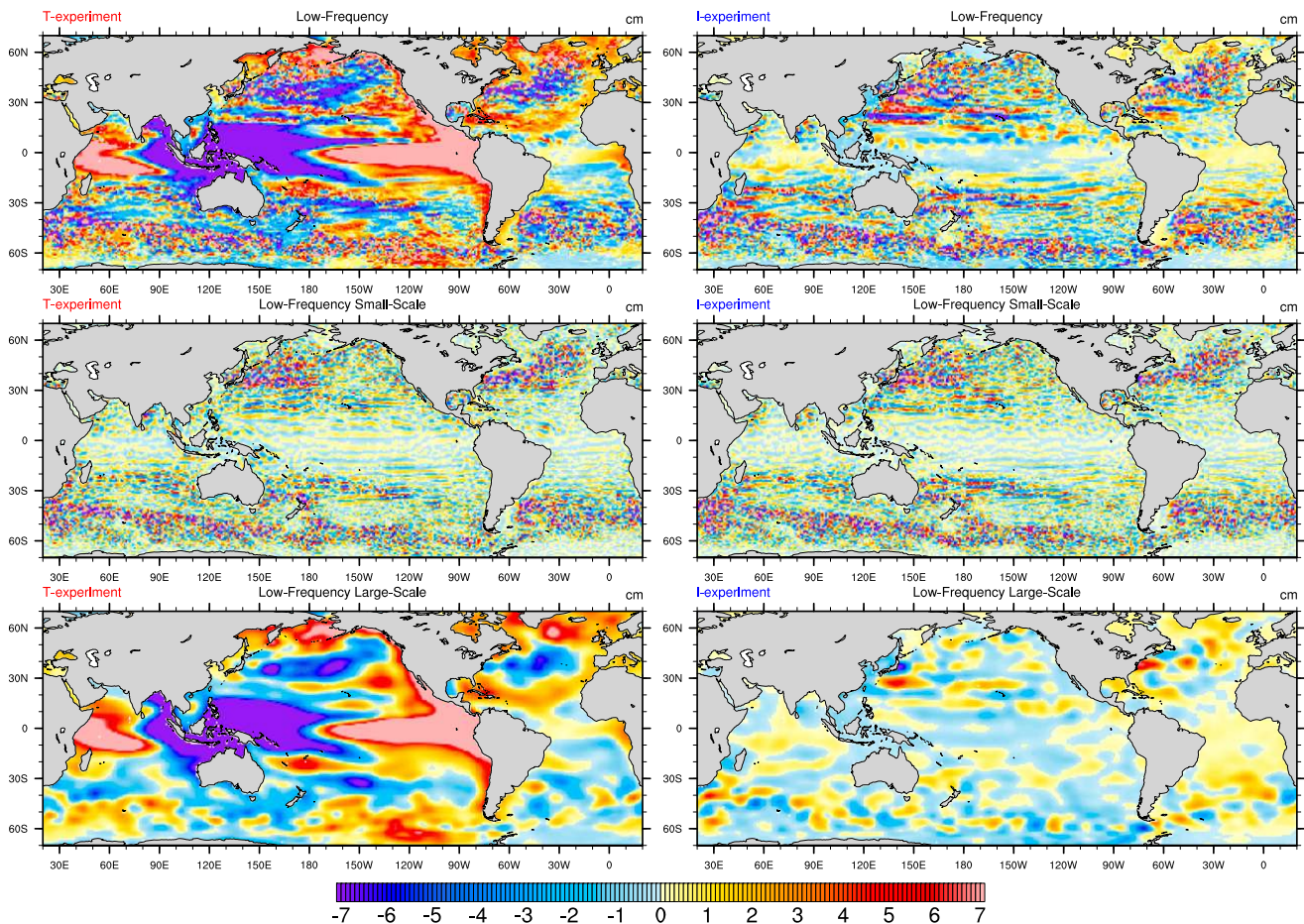


FIG. 4. SLA global maps on November 1997 from the (left)  $T$  and (right)  $I$  experiments in the low-frequency range: (top) containing all spatial scales, (middle) restricted to small spatial scales ( $L < 6^\circ$ ), and (bottom) restricted to large-scale signals only ( $L > 12^\circ$ ).

interannually varying Kuroshio has small (meridional) scales and is shaped by purely oceanic processes (i.e., identical with and without low-frequency forcing). A similar conclusion was drawn in the Southern Ocean by O’Kane et al. (2013), who showed that small-scale low-frequency modulations of the Antarctic Circumpolar Current (ACC) are captured in both fully forced and climatological simulations. Intrinsic, interannual fluctuations of sea level can largely be explained by mesoscale processes in the Gulf of Alaska as well (Okkonen et al. 2001; Combes and Di Lorenzo 2007). In other words, the bottom panel in Fig. 6 suggests that the conclusions of these regional studies may well be valid over most of the global ocean.

As recalled in the introduction, mesoscale eddies emerge through hydrodynamic instability processes at small space and time scales. These motions are captured in our HFSS spectral box, and their (intrinsic) standard deviation in the  $I$  experiment is shown in the top panel of Fig. 7. This map is very close to its counterpart in the  $T$  experiment (not shown), confirming that most HFSS (mesoscale) activity is generated through intrinsic

processes and is barely sensitive to low-frequency atmospheric variability.

Interestingly, large values of LFSS intrinsic variability are found where mesoscale eddies are strong (Fig. 6): that is, in the ACC, East Australian Current, Brazil Current/Malvinas Confluence region, Agulhas Current, Kuroshio, and Gulf Stream/North Atlantic Current systems. Indeed, LFSS and HFSS intrinsic variability maps (Figs. 6 and 7) are very similar: the bottom panels in Fig. 7 show that SLA standard deviations in both spectral ranges have similar meridional distributions (left) and are highly correlated in space. These results are consistent with the spontaneous emergence of mesoscale eddies through (intrinsic) instability processes in both simulations, with only a weak sensitivity to atmospheric variability. The marked coincidence between HFSS and LFSS intrinsic variability maps suggests that the energy of these mesoscale motions may spontaneously cascade toward longer time scales and feed the LFSS spectral component. Such a temporal inverse cascade has indeed been diagnosed recently from idealized and realistic simulations (Arbic et al. 2012, 2014), albeit



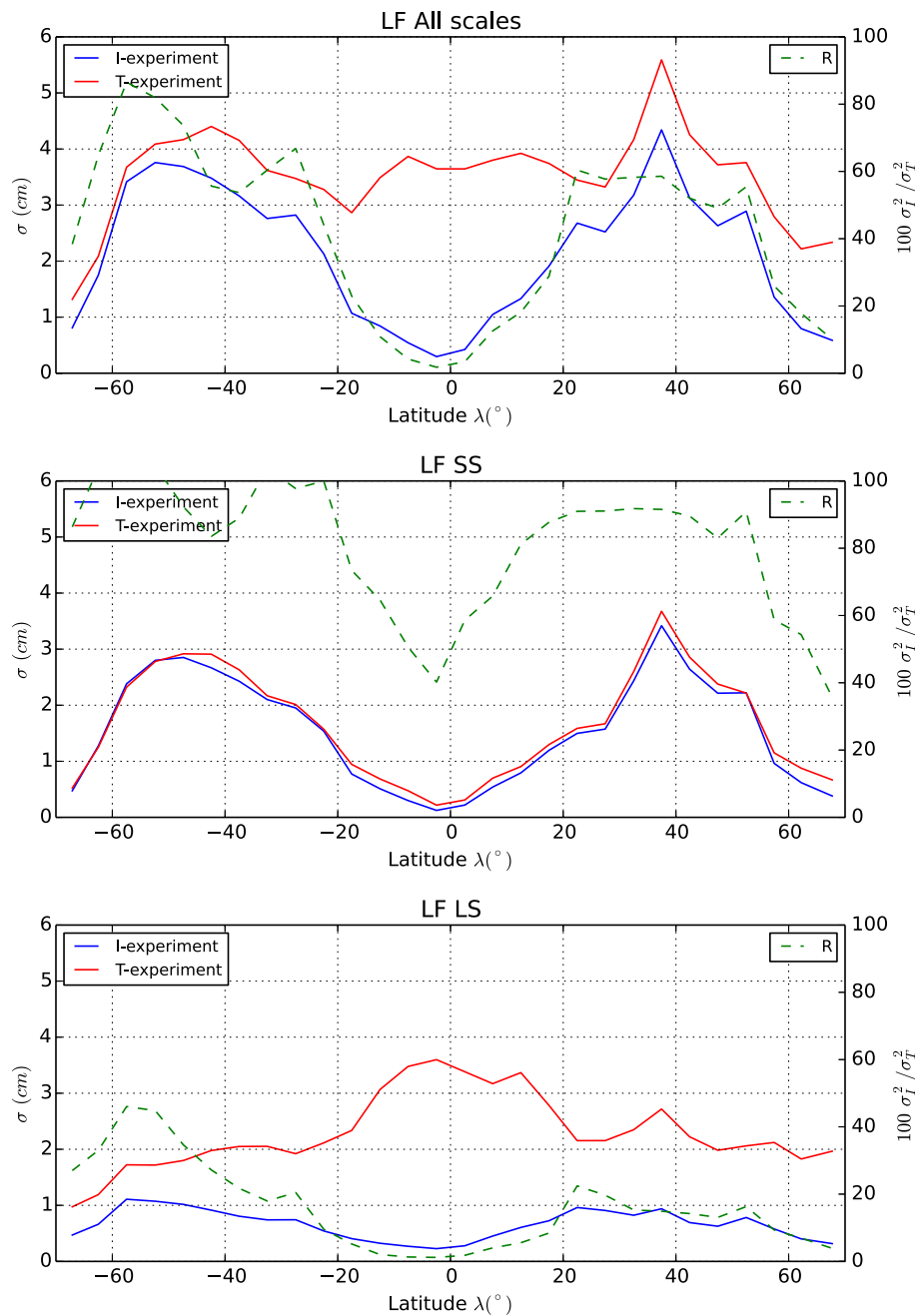


FIG. 5. Zonal average of total (red) and intrinsic (blue) low-frequency standard deviations: (top) all spatial scales, (middle) small scales, and (bottom) large scales. Corresponding intrinsic to total variance ratios are shown (right y axis in %) in green in each panel.

over a narrower range of time scales. Whether this nonlinear process may actually transfer mesoscale kinetic energy up to interannual and longer time scales remains to be assessed and is currently being investigated.

#### b. Large-scale low-frequency intrinsic variability

The bottom panels in Fig. 4 indicate that strong low-frequency large-scale SLAs, which are hindcasted in the  $T$  experiment (strong El Niño event, Indian Ocean dipole,

and Pacific decadal oscillation positive phases in November 1997), are not spontaneously generated by the eddying ocean; they require direct forcing by the atmosphere (or full air–sea coupling) to exist. The zonally averaged LFLS SLA variability is indeed much stronger with the full forcing over most of the global ocean (Fig. 5), especially in the intertropical band, where SLA intensities reach their global maximum in the  $T$  experiment and their global minimum in the  $I$  experiment.

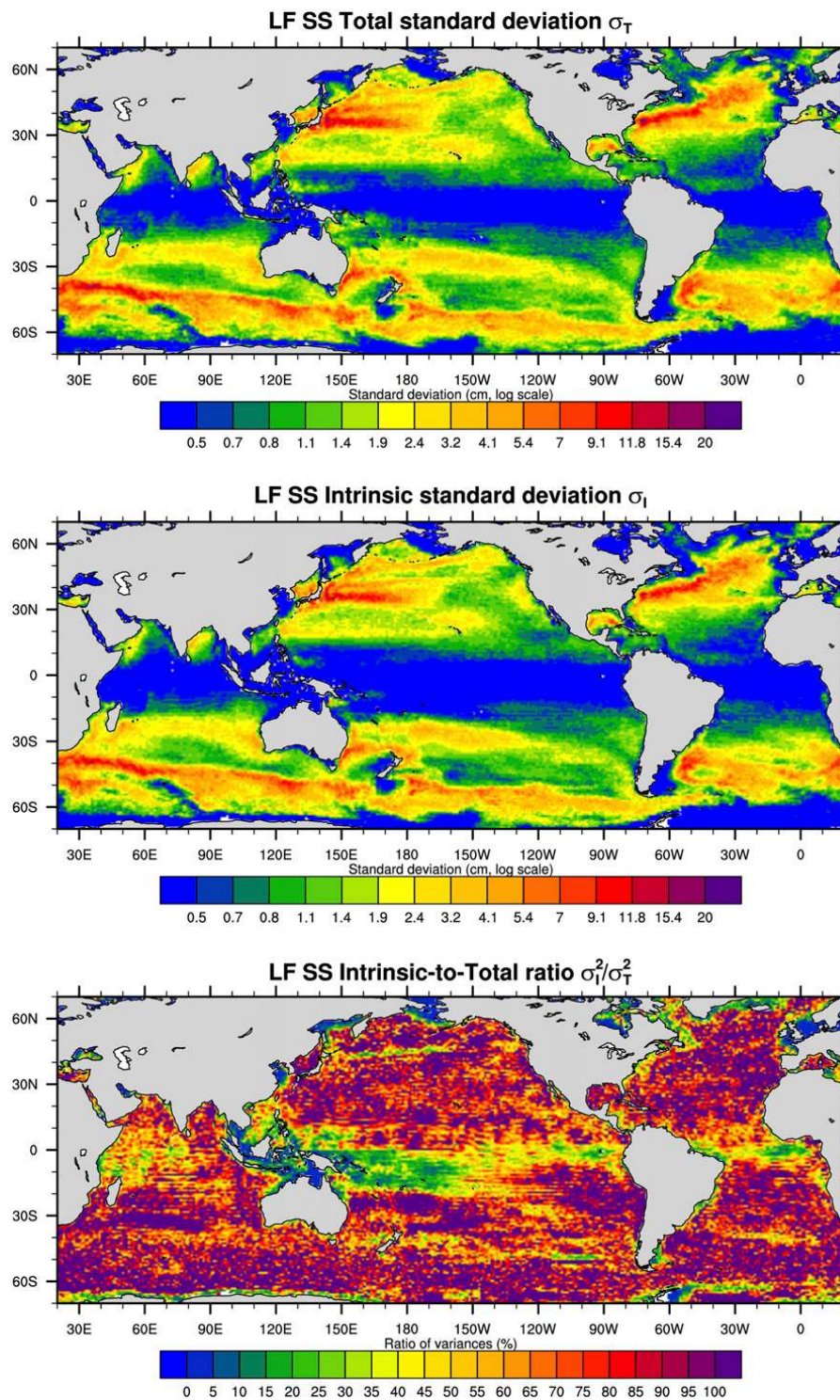


FIG. 6. Low-frequency small-scale (top) total and (middle) intrinsic standard deviations. (bottom) Intrinsic to total variance ratio in the same range of scales.

In western boundary current extensions and in the ACC, however, our  $1/12^\circ$  model spontaneously generates low-frequency large-scale SLA anomalies with small but nonnegligible zonally averaged intensities (bottom-right panel in Fig. 4 and bottom panel in Fig. 5). LFLS

intrinsic variability is strongest in eddy-active regions (middle panel in Fig. 8): that is, where small-scale standard deviations were proven largest (HFSS and LFSS bands). The geographical correspondence between these three spectral maxima further suggests that

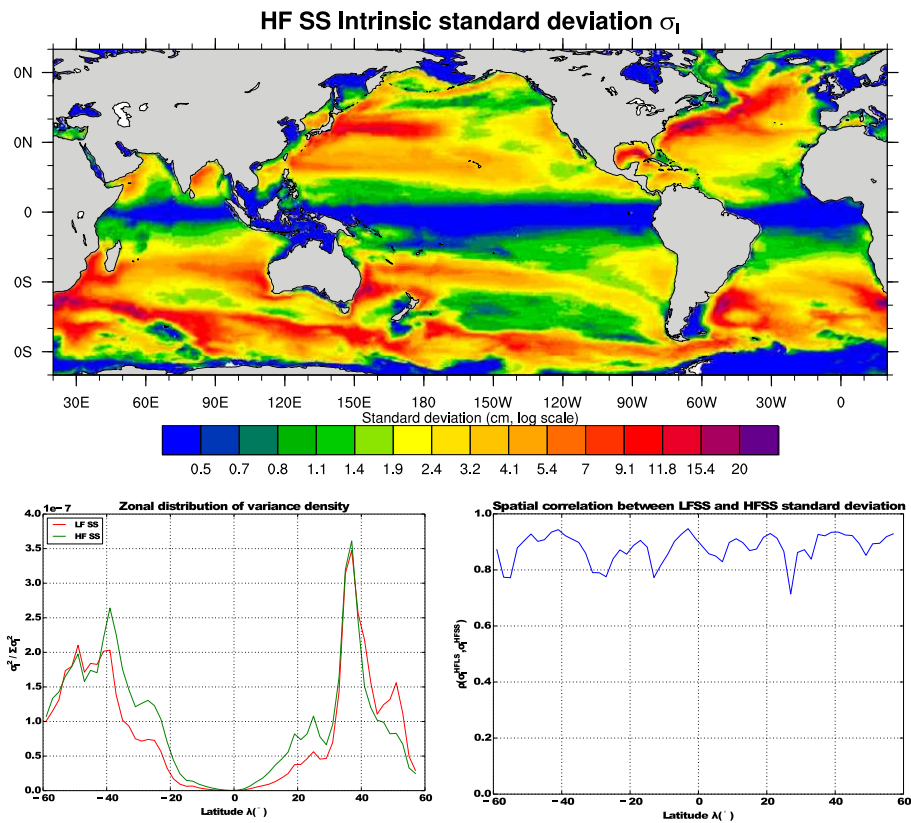


FIG. 7. (top) High-frequency small-scale intrinsic variability. (bottom left) Normalized distributions of intrinsic variances (zonal averages) as a function of latitude at LFSS (red) and HFSS (green). (bottom right) The spatial correlation of these latter two fields as a function of latitude.

intrinsic, eddy-driven inverse cascade processes may be transferring mesoscale (HFSS) kinetic energy toward larger temporal (LFSS) and spatial (LFLS) scales (e.g., Berloff et al. 2007; Arbic et al. 2014).

The contribution of intrinsic processes to the fully forced, low-frequency large-scale SLA variance is therefore substantial in several regions (bottom panel in Fig. 8): it exceeds 30% over wide regions of the Northern Hemisphere and reaches 40% in zonal average around 50°S, with local maxima near 100% in Drake Passage, the Brazil Current/Malvinas Confluence, and the Agulhas Current.

**5. Influence of model resolution**

P11 presented an analysis of the low-frequency intrinsic variability from a seasonally forced simulation at  $1/4^\circ$ . This eddy-permitting simulation has been reprocessed in the same manner as was our  $1/12^\circ$  simulations in order to assess the influence of model resolution on intrinsic variability. The comparison is based on SLA standard deviations computed over 36 yr from both simulations.

*a. Increase in mesoscale variability*

Increasing resolution from  $1/4^\circ$  to  $1/12^\circ$  is known to strongly enhance the strength of simulated mesoscale

activity in NEMO as well in other models (e.g., Hurlburt et al. 2009). Indeed, the zonally averaged HFSS SLA variability, which is largely intrinsic as mentioned earlier, markedly increases as resolution is refined at mid-latitudes and in the ACC belt (top panel in Fig. 9). The top panel in Fig. 10 shows that this increase in intrinsic, mesoscale SLA standard deviation reaches up to 2 cm in most regions poleward of  $10^\circ$ – $15^\circ$ . Increased resolution, however, yields less mesoscale activity in the vicinity of the Kuroshio and Gulf Stream extensions and the ACC. Most of these local decreases are actually due to the displacement of energetic fronts and associated recirculation gyres and eddy fields, toward a more realistic mean state in the  $1/12^\circ$  model.

*b. Increase in low-frequency intrinsic variability*

Increased resolution does not only enhance mesoscale turbulence. The bottom panel in Fig. 9 shows a concomitant increase in low-frequency intrinsic SLA standard deviation at all spatial scales. This increase occurs in regions where mesoscale activity is enhanced by the resolution increase, not only in zonal average but also at regional and frontal scales (Figs. 9 and 10). This tight geographical correspondence between changes in

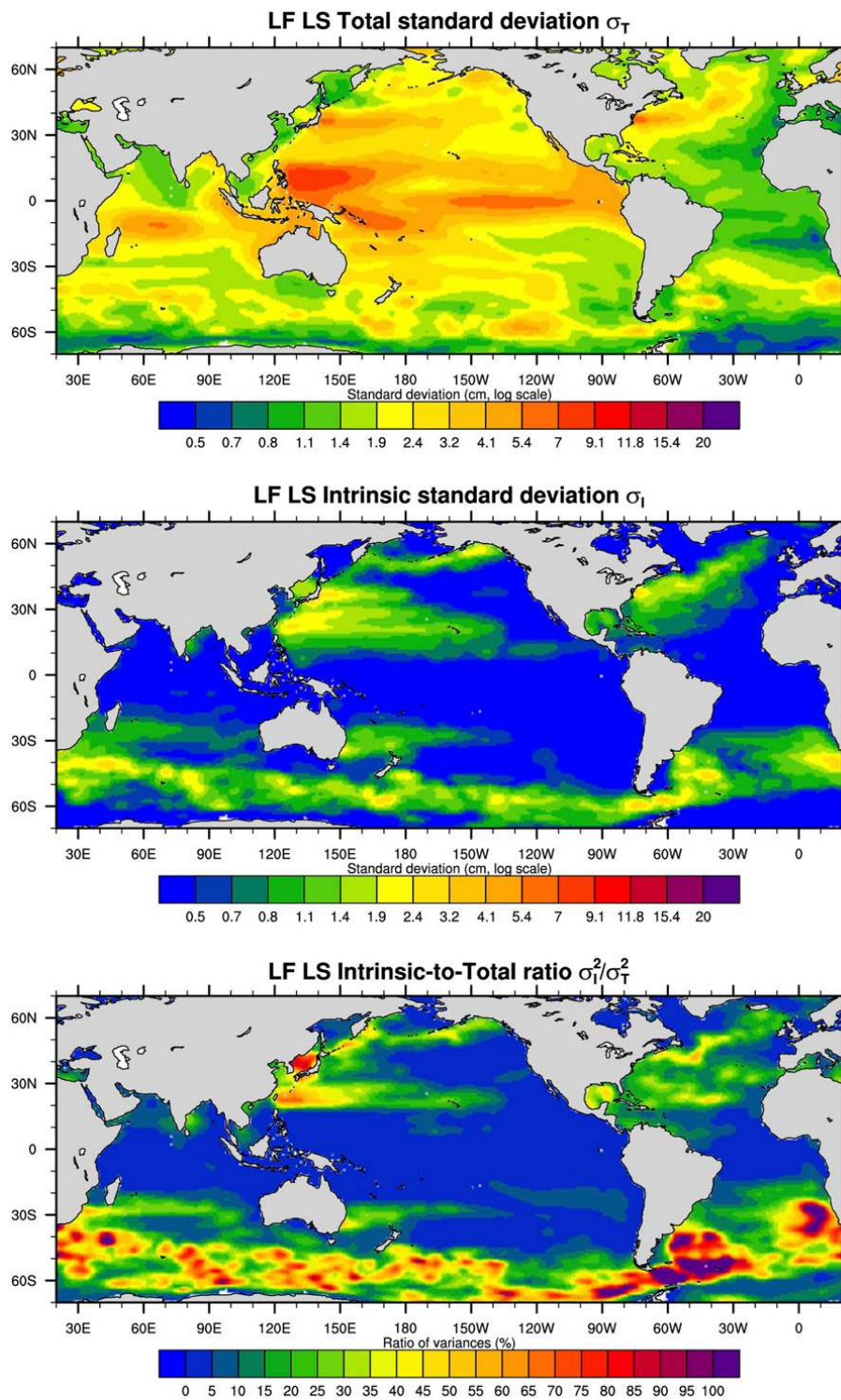


FIG. 8. As in Fig. 6, but at LFLS scales.

mesoscale and LF intrinsic variability was also striking at  $1/12^\circ$  (Fig. 7) and further supports the idea that LF intrinsic variability may be directly fed by mesoscale activity through nonlinear temporal inverse cascade processes, both within and farther away from eddy-active regions.

Interestingly, GPSH are showing from the same simulations that in contrast with SLA, most of the intrinsic LF variability diagnosed at  $1/12^\circ$  is captured at  $1/4^\circ$  with respect to the Atlantic meridional overturning streamfunction (AMOC). This shows that a  $1/4^\circ$  ocean model that somewhat underestimates local intrinsic variability

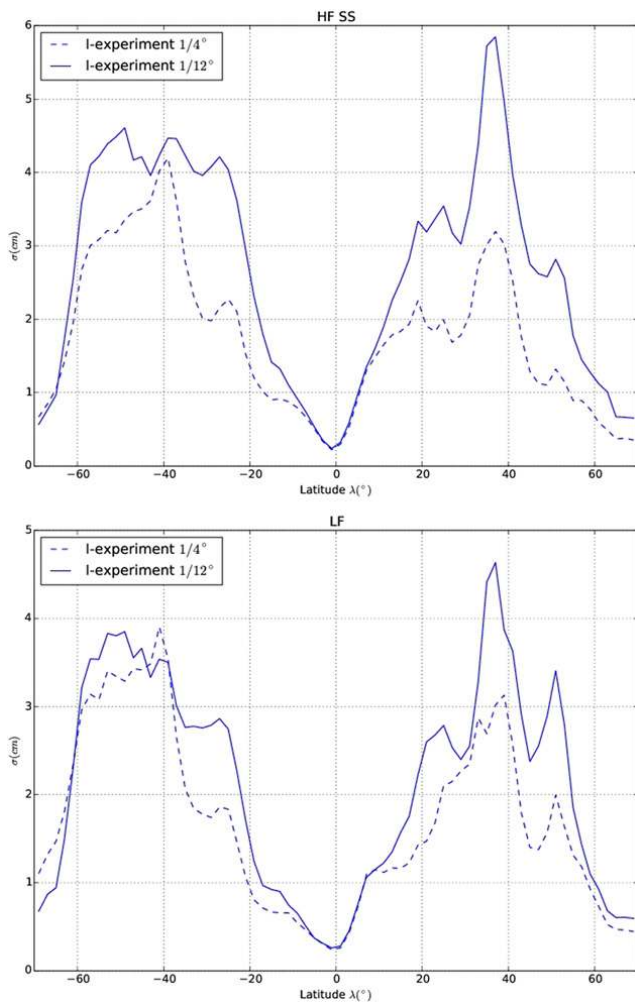


FIG. 9. Zonally averaged intrinsic standard deviation of SLA (cm) at  $1/4^\circ$  (solid) and  $1/12^\circ$  (dashed) at (top) HFSS and (bottom) LF for all scales.

imprints on SLA may yet capture the main processes generating intrinsic variability of the important climate-related, large-scale oceanic index of the AMOC. Possible reasons for this remain to be identified.

## 6. Conclusions

The intrinsic variability that eddying ocean models spontaneously generate has been analyzed through its imprint on sea level anomalies at various scales. The NEMO-based  $1/12^\circ$  ORCA12 global OGCM configuration was driven by the full range of atmospheric time scales (“hindcast” simulation) and then by a repeated atmospheric annual cycle (climatological simulation). Resulting SLA fields have been deseasonalized, filtered, and compared in three spatiotemporal ranges: the high-frequency small-scale (HFSS) range ( $T < 18$  months,  $L < 6^\circ$ ), which includes mesoscale turbulence;

the low-frequency small-scale (LFSS) range ( $T > 18$  months,  $L < 6^\circ$ ); and the low-frequency large-scale (LFLS) range ( $T > 18$  months,  $L > 12^\circ$ ). The hindcast was shown to reproduce the distribution and magnitude of low-frequency ( $T > 18$  months) variability observed by satellite altimetry with a high degree of accuracy.

- Just as for mesoscale activity, most of the LFSS SLA variability is spontaneously generated by the eddying ocean with only weak sensitivity to the atmospheric variability. Regions of strong mesoscale variability closely coincide with regions where LFSS variability is large. This coincidence suggests that mesoscale energy may spontaneously cascade toward longer time scales through nonlinear processes, as recently suggested by [Arbic et al. \(2014\)](#).
- Most of the LFLS SLA variability is forced by the atmosphere in our simulations, in particular at low latitudes and in eastern basins. In eddy-active regions, however, intrinsic processes generate an important part of this large-scale low-frequency SLA variance: from 30%–50% in western boundary current systems up to 90–100% where the South Atlantic connect with surrounding basins.
- Decreasing the model resolution from  $1/12^\circ$  to  $1/4^\circ$  yields a decrease of both mesoscale and low-frequency intrinsic SLA variance, along with displacements of certain main currents. The  $1/4^\circ$  low-frequency intrinsic variability distribution, however, remains comparable with its  $1/12^\circ$  counterpart, suggesting that generation processes are reasonably well captured in the eddy-permitting regime.

Many features of the intrinsic low-frequency variability remain unknown. Our results could be complemented by two- or three-dimensional, possibly multivariate, characterizations of intrinsic modes of variability in various regions [e.g., as done in the Southern Ocean by [O’Kane et al. \(2013\)](#)]. Of particular interest would be a precise description of how intrinsic variability imprints sea surface temperature or upper-ocean heat content at low frequencies, given the sensitivity of the atmospheric variability to these thermal constraints at long time scales ([Gulev et al. 2013](#); [Brachet et al. 2012](#)). Current investigations are indeed highlighting substantial SST imprints where intrinsic variability imprints SLA.

The mechanisms that generate intrinsic low-frequency variability in complex OGCM simulations also remain under debate. Based on 5-yr SLA time series, simulated by a global eddying OGCM driven by a full forcing, [Arbic et al. \(2014\)](#) showed that nonlinear eddy–eddy interactions can spontaneously transfer kinetic energy from mesoscale eddies, which are largely chaotic, to longer time scales. In other words, this

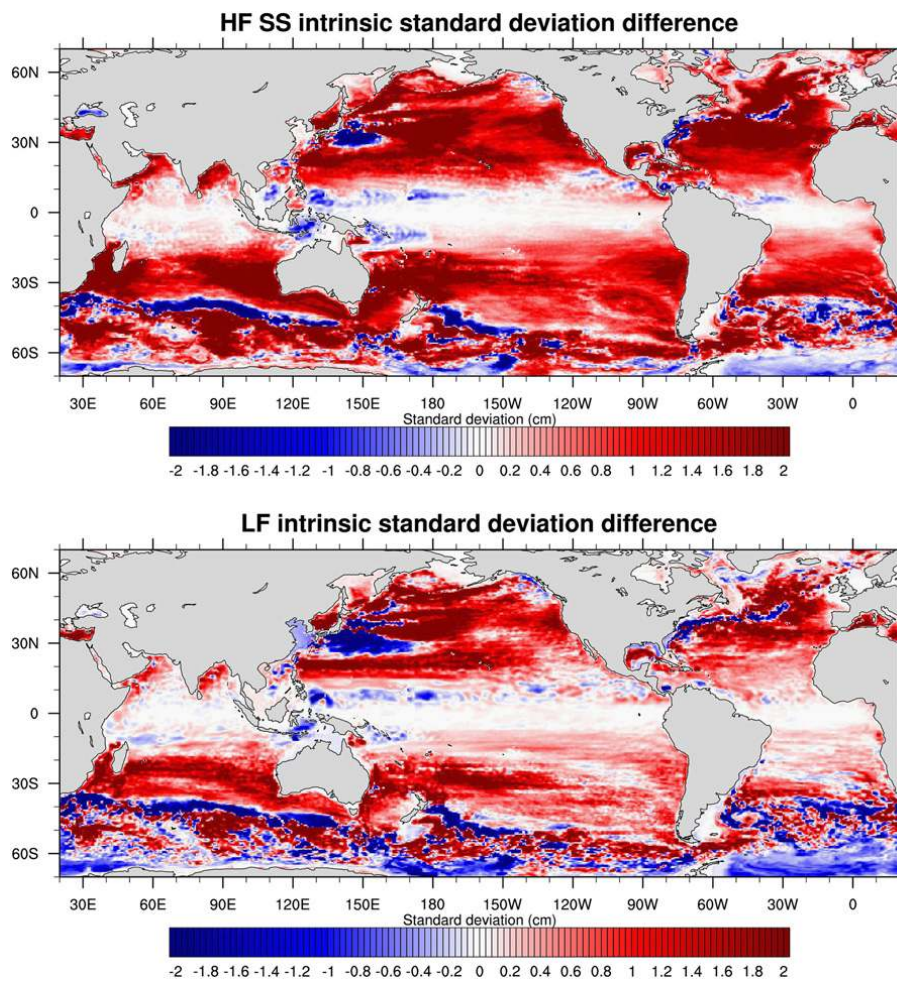


FIG. 10. Difference ( $\sigma_I^{1/12} - \sigma_I^{1/4}$ ; cm) of intrinsic standard deviation of SLA between  $1/12^\circ$  and  $1/4^\circ$  simulations, at (top) HFSS and (bottom) LF. The  $1/12^\circ$  field has been subsampled on the  $1/4^\circ$  grid.

temporal inverse cascade process might well transfer the mesoscale intrinsic chaotic variability toward lower frequencies. This analysis is currently being extended to much longer (multidecadal) SLA time series provided by our seasonally forced  $1/4^\circ$  and  $1/12^\circ I$  experiments, in order to assess whether the same mechanism may actually generate intrinsic variability up to decadal (or possibly longer) time scales. Note that very little is known today about the oceanic intrinsic variability at very long time scales (i.e., at multidecadal or longer periods). GPSH have recently shown from the full 327-yr  $1/4^\circ I$  experiment that the AMOC spontaneously fluctuates up to such time scales; assessing the possible imprint of these processes on SLA, other variables, and climate indices remains to be done.

We have focused on the scales of the low-frequency intrinsic variability that spontaneously emerges without low-frequency forcing. The behavior of intrinsic variability modes in fully forced simulations (with low-frequency forcing)—and more generally the actual

constraint exerted by the atmospheric forcing on regions where this intrinsic variability is strong—is another important (and complex) issue. The Kuroshio system is already known to exhibit intrinsic modes of variability, which might be triggered by the low-frequency atmospheric forcing when present (Taguchi et al. 2007). This phenomenon has been studied in the framework of dynamical system theory with process-oriented idealized models; results show that stochastic forcings (Pierini 2011) or slowly varying forcings (Pierini 2014) could excite and lead to the resonance of intrinsic modes that are not spontaneously generated under a constant wind forcing. Whether this process is at work and dominates in complex OGCM simulations is still unknown and would deserve further investigations that we leave for the future; multiple high-resolution OGCM simulations, such as those performed in idealized contexts, or ensemble simulations would help address this question.

Finally, our ocean/sea ice simulations were forced by prescribed atmospheres. This decoupled approach,

inspired from several idealized studies (e.g., reviewed in [Dijkstra and Ghil 2005](#)), allows the isolation and investigation of the intrinsic variability itself, ignoring its interaction with the atmosphere. Our results may help interpret how the transition from laminar to eddying oceans affects the low-frequency variability of the fully coupled climate system. We argue that a better understanding of intrinsic SLA variability from such eddying simulations will also help interpreting the present 20-yr altimetric observed dataset, as the models tend to get more accurate and closer to these data.

**Acknowledgments.** The authors acknowledge the constructive comments made by three anonymous reviewers, which led to a significant improvement of this paper. This work is a contribution to CHAOCEAN, OCCIPUT, and MyOcean2 projects. It benefited from the Drakkar international coordination network (GDRI) established between the Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS), the National Oceanography Centre in Southampton (NOCS), GEOMAR in Kiel, and IFREMER. For this work, Drakkar also benefited from a grant from the Groupe Mission Mercator Coriolis (GMMC) through the LEFE program of the Institut National des Sciences de l'Univers (INSU). CHAOCEAN is supported by the Centre National d'Études Spatiales (CNES) through the Ocean Surface Topography Science Team (OST/ST). OCCIPUT is supported by the Agence Nationale de la Recherche (ANR) through Contract ANR-13-BS06-0007-01. The research leading to these results has received funding from the European Community's 160 Seventh Framework Programme FP7/2007-2013 under Grant Agreement 283367 (MyOcean2). The computations presented in this study were performed at the Centre Informatique National de l'Enseignement Supérieur (CINES) under the allocation made by GENCI x2013010727. The ORCA12-GJM02 simulation was performed as part of the Grands Challenges GENCI/CINES 2013. The altimeter products were produced by SSALTO/DUACS and distributed by AVISO, with support from CNES. GS is supported by CNES and Région Midi-Pyrénées, TP is supported by CNRS, SG by MyOcean2, and LT is supported by CERFACS.

#### REFERENCES

- Arbic, B. K., R. B. Scott, G. R. Flierl, A. J. Morten, J. G. Richman, and J. F. Shriver, 2012: Nonlinear cascades of surface oceanic geostrophic kinetic energy in the frequency domain. *J. Phys. Oceanogr.*, **42**, 1577–1600, doi:[10.1175/JPO-D-11-0151.1](#).
- , M. Müller, J. G. Richman, J. F. Shriver, A. J. Morten, R. B. Scott, G. Sérazin, and T. Penduff, 2014: Geostrophic turbulence in the frequency–wavenumber domain: Eddy-driven low-frequency variability. *J. Phys. Oceanogr.*, **44**, 2050–2069, doi:[10.1175/JPO-D-13-054.1](#).
- Barnier, B., and Coauthors, 2006: Impact of partial steps and momentum advection schemes in a global ocean circulation model at eddy-permitting resolution. *Ocean Dyn.*, **56** (5–6), 543–567, doi:[10.1007/s10236-006-0082-1](#).
- Berloff, P. S., A. M. Hogg, and W. Dewar, 2007: The turbulent oscillator: A mechanism of low-frequency variability of the wind-driven ocean gyres. *J. Phys. Oceanogr.*, **37**, 2363–2386, doi:[10.1175/JPO3118.1](#).
- Blanke, B., and P. Delecluse, 1993: Variability of the tropical Atlantic Ocean simulated by a general circulation model with two different mixed-layer physics. *J. Phys. Oceanogr.*, **23**, 1363–1388, doi:[10.1175/1520-0485\(1993\)023<1363:VOTTAO>2.0.CO;2](#).
- Brachet, S., F. Codron, Y. Feliks, M. Ghil, H. Le Treut, and E. Simonnet, 2012: Atmospheric circulations induced by a midlatitude SST front: A GCM study. *J. Climate*, **25**, 1847–1853, doi:[10.1175/JCLI-D-11-00329.1](#).
- Brodeau, L., B. Barnier, A.-M. Treguier, T. Penduff, and S. Gulev, 2010: An ERA40-based atmospheric forcing for global ocean circulation models. *Ocean Modell.*, **31** (3–4), 88–104, doi:[10.1016/j.ocemod.2009.10.005](#).
- Bryan, F. O., 2013: Introduction: Ocean modeling—Eddy or not. *Ocean Modeling in an Eddy Regime, Geophys. Monogr.*, Vol. 177, Amer. Geophys. Union, 1–3.
- Charney, J. G., 1947: The dynamics of long waves in a baroclinic westerly current. *J. Meteor.*, **4**, 136–162, doi:[10.1175/1520-0469\(1947\)004<0136:TDOLWI>2.0.CO;2](#).
- Cleveland, W. S., and S. J. Devlin, 1988: Locally weighted regression: An approach to regression analysis by local fitting. *J. Amer. Stat. Assoc.*, **83**, 596–610, doi:[10.1080/01621459.1988.10478639](#).
- Combes, V., and E. Di Lorenzo, 2007: Intrinsic and forced interannual variability of the Gulf of Alaska mesoscale circulation. *Prog. Oceanogr.*, **75**, 266–286, doi:[10.1016/j.pocean.2007.08.011](#).
- Deshayes, J., and Coauthors, 2013: Oceanic hindcast simulations at high resolution suggest that the Atlantic MOC is bistable. *Geophys. Res. Lett.*, **40**, 3069–3073, doi:[10.1002/grl.50534](#).
- Dewar, W. K., 2003: Nonlinear midlatitude ocean adjustment. *J. Phys. Oceanogr.*, **33**, 1057–1082, doi:[10.1175/1520-0485\(2003\)033<1057:NMOA>2.0.CO;2](#).
- Dijkstra, H. A., and M. Ghil, 2005: Low-frequency variability of the large-scale ocean circulation: A dynamical systems approach. *Rev. Geophys.*, **43**, RG3002, doi:[10.1029/2002RG000122](#).
- Douglass, E. M., S. R. Jayne, F. O. Bryan, S. Peacock, and M. Maltrud, 2012: Kuroshio pathways in a climatologically forced model. *J. Oceanogr.*, **68**, 625–639, doi:[10.1007/s10872-012-0123-y](#).
- , Y.-O. Kwon, and S. R. Jayne, 2013: A comparison of North Pacific and North Atlantic subtropical mode waters in a climatologically-forced model. *Deep-Sea Res. II*, **91**, 139–151, doi:[10.1016/j.dsr2.2013.02.023](#).
- Duchon, C., 1979: Lanczos filtering in one and two dimensions. *J. Appl. Meteor.*, **18**, 1016–1022, doi:[10.1175/1520-0450\(1979\)018<1016:LFOAT>2.0.CO;2](#).
- Dussin, R., and B. Barnier, 2013: The making of DFS 5.1. Drakkar Project Rep., 40 pp. [Available online at <http://www.drakkar-ocean.eu/publications/reports/dfs5-1-report>.]
- Eady, E. T., 1949: Long waves and cyclone waves. *Tellus*, **1**, 33–52, doi:[10.1111/j.2153-3490.1949.tb01265.x](#).

- Greatbatch, R. J., 1994: A note on the representation of steric sea level in models that conserve volume rather than mass. *J. Geophys. Res.*, **99** (C6), 12 767–12 771, doi:10.1029/94JC00847.
- Grégorio, S., T. Penduff, G. Sérazin, J.-M. Molines, B. Barnier, and J. Hirschi, 2015: Intrinsic variability of the Atlantic Meridional Overturning Circulation at interannual-to-multidecadal timescales. *J. Phys. Oceanogr.*, in press. doi:10.1175/JPO-D-14-0163.1.
- Gulev, S. K., M. Latif, N. Keenlyside, W. Park, and K. P. Koltermann, 2013: North Atlantic Ocean control on surface heat flux on multidecadal timescales. *Nature*, **499**, 464–467, doi:10.1038/nature12268.
- Hazeleger, W., and S. S. Drijfhout, 2000: A model study on internally generated variability in subtropical mode water formation. *J. Geophys. Res.*, **105** (C6), 13 965, doi:10.1029/2000JC900041.
- Holland, W. R., 1978: The role of mesoscale eddies in the general circulation of the ocean—numerical experiments using a wind-driven quasi-geostrophic model. *J. Phys. Oceanogr.*, **8**, 363–392, doi:10.1175/1520-0485(1978)008<0363:TROMEI>2.0.CO;2.
- Hurlburt, H. E., and Coauthors, 2009: High-resolution global and basin-scale ocean analyses and forecasts. *Oceanography*, **22**, 110–127, doi:10.5670/oceanog.2009.70.
- Le Sommer, J., T. Penduff, S. Theetten, G. Madec, and B. Barnier, 2009: How momentum advection schemes influence current-topography interactions at eddy permitting resolution. *Ocean Modell.*, **29**, 1–14, doi:10.1016/j.ocemod.2008.11.007.
- Madec, G., 2008: NEMO ocean engine. Institut Pierre-Simon Laplace (IPSL) Note du Pole de Modélisation 27, 217 pp.
- Molines, J.-M., B. Barnier, T. Penduff, A. M. Treguier, and J. Le Sommer, 2014: ORCA12.L46 climatological and interannual simulations forced with DFS4.4: GJM02 and MJM88. Drakkar Group Experiment Rep. GDRI-DRAKKAR-2014-03-19, 50 pp. [Available online at [http://www.drakkar-ocean.eu/publications/reports/orca12\\_reference\\_experiments\\_2014](http://www.drakkar-ocean.eu/publications/reports/orca12_reference_experiments_2014).]
- O’Kane, T. J., R. J. Matear, M. A. Chamberlain, J. S. Risbey, B. M. Sloyan, and I. Horenko, 2013: Decadal variability in an OGCM Southern ocean: Intrinsic modes, forced modes and metastable states. *Ocean Modell.*, **69**, 1–21, doi:10.1016/j.ocemod.2013.04.009.
- Okkonen, S. R., G. A. Jacobs, E. Joseph Metzger, H. E. Hurlburt, and J. F. Shriver, 2001: Mesoscale variability in the boundary currents of the Alaska gyre. *Cont. Shelf Res.*, **21** (11–12), 1219–1236, doi:10.1016/S0278-4343(00)00085-6.
- Penduff, T., J. Le Sommer, B. Barnier, A.-M. Treguier, J.-M. Molines, and G. Madec, 2007: Influence of numerical schemes on current-topography interactions in  $1/4^\circ$  global ocean simulations. *Ocean Sci.*, **3**, 509–524, doi:10.5194/os-3-509-2007.
- , M. Juza, L. Brodeau, G. C. Smith, B. Barnier, J.-M. Molines, A.-M. Treguier, and G. Madec, 2010: Impact of global ocean model resolution on sea-level variability with emphasis on interannual time scales. *Ocean Sci.*, **6**, 269–284, doi:10.5194/os-6-269-2010.
- , —, B. Barnier, J. Zika, W. K. Dewar, A.-M. Treguier, J.-M. Molines, and N. Audiffren, 2011: Sea level expression of intrinsic and forced ocean variabilities at interannual time scales. *J. Climate*, **24**, 5652–5670, doi:10.1175/JCLI-D-11-00077.1.
- Pierini, S., 2006: A Kuroshio Extension system model study: Decadal chaotic self-sustained oscillations. *J. Phys. Oceanogr.*, **36**, 1605–1625, doi:10.1175/JPO2931.1.
- , 2011: Low-frequency variability, coherence resonance, and phase selection in a low-order model of the wind-driven ocean circulation. *J. Phys. Oceanogr.*, **41**, 1585–1604, doi:10.1175/JPO-D-10-05018.1.
- , 2014: Kuroshio Extension bimodality and the North Pacific Oscillation: A case of intrinsic variability paced by external forcing. *J. Climate*, **27**, 448–454, doi:10.1175/JCLI-D-13-00306.1.
- Quattrocchi, G., S. Pierini, and H. A. Dijkstra, 2012: Intrinsic low-frequency variability of the Gulf Stream. *Nonlinear Processes Geophys.*, **19**, 155–164, doi:10.5194/npg-19-155-2012.
- Simonnet, E., and H. A. Dijkstra, 2002: Spontaneous generation of low-frequency modes of variability in the wind-driven ocean circulation. *J. Phys. Oceanogr.*, **32**, 1747–1762, doi:10.1175/1520-0485(2002)032<1747:SGOLFM>2.0.CO;2.
- Spall, M. A., 1996: Dynamics of the Gulf Stream/deep western boundary current crossover. Part II: Low-frequency internal oscillations. *J. Phys. Oceanogr.*, **26**, 2169–2182, doi:10.1175/1520-0485(1996)026<2169:DOTGSW>2.0.CO;2.
- Taguchi, B., S.-P. Xie, N. Schneider, M. Nonaka, H. Sasaki, and Y. Sasai, 2007: Decadal variability of the Kuroshio Extension: Observations and an eddy-resolving model hindcast. *J. Climate*, **20**, 2357–2377, doi:10.1175/JCLI4142.1.
- Thomas, M. D., and X. Zhai, 2013: Eddy-induced variability of the meridional overturning circulation in a model of the North Atlantic. *Geophys. Res. Lett.*, **40**, 2742–2747, doi:10.1002/grl.50532.
- Thompson, A. F., and K. J. Richards, 2011: Low frequency variability of Southern Ocean jets. *J. Geophys. Res.*, **116**, C09022, doi:10.1029/2010JC006749.
- Treguier, A. M., and Coauthors, 2014: Meridional transport of salt in the global ocean from an eddy-resolving model. *Ocean Sci.*, **10**, 243–255, doi:10.5194/os-10-243-2014.



### 3.3 Discussion sur la variabilité petite-échelle basse-fréquence observée

Les techniques de filtrage spatio-temporel, présentées dans la section 2.2.1, et utilisées dans la section 3.2, sont appliquées sur les observations satellitaires du niveau de la mer entre 1992 et 2012, afin d'isoler les composantes basse-fréquences petites-échelles et grandes-échelles du signal. La carte en haut de la Figure 3.1 montre que les petites structures océaniques ( $L < 6^\circ$ ) observées aux moyennes latitudes demeurent énergétiques à basse-fréquence, de manière cohérente avec l'étude similaire de Forget and Ponte (2015) et la description spectrale de la variabilité océanique par Wortham (2013). Ces petites échelles contribuent de façon notable à la variabilité inter-annuelle à décennale observée de SLA : l'écart-type basse-fréquence petite-échelle de SLA est supérieur à son équivalent grande-échelle ( $L > 12^\circ$ , bas de la Figure 3.1) dans les courants de bord-ouest et dans l'ACC, et est d'intensité similaire dans le reste des bassins océaniques aux moyennes latitudes.

Quelle est la nature de ce signal petite-échelle basse-fréquence observée ? L'étude de Sérazin et al. (2014), présentée dans la section 3.2 précédente, montre que ces structures émergent spontanément des non-linéarités océaniques (variabilité intrinsèque). On notera que l'estimée de l'écart-type basse-fréquence intrinsèque de SLA dans NEMO  $1/12^\circ$  (expérience-*I*, haut de la Figure 6 de la section 3.2) représente correctement l'écart-type petite-échelle basse-fréquence observé de SLA (haut de la Figure 3.1). De plus, les petites-échelles de SLA ont un caractère stochastique et sont faiblement corrélées dans le temps : la Figure 12 de Forget and Ponte (2015) montre que le spectre moyen des petites-échelles observées dans AVISO est plat aux périodes plus longues que 1 an.

Toutefois, dans certaines régions de l'océan global, l'activité méso-échelle est susceptible de différer significativement d'un bruit rouge (considéré comme hypothèse nulle) : variations saisonnières d'EKE dans le contre-courant subtropical du Pacifique Sud (Qiu and Chen, 2004; Qiu et al., 2008), bimodalité décennale du Kuroshio associée à des modulation d'EKE (Qiu, 2000; Qiu and Chen, 2005; Taguchi et al., 2010), etc. Le signal petite-échelle basse-fréquence de SLA, bien que largement stochastique, peut donc être également associé à des oscillations régionales plus marquées dans certains courants océaniques. La caractérisation et la nature - intrinsèque ou forcée - de ces oscillations restent cependant des questions ouvertes et sont l'objet de recherches actives.

### 3.4 Les échelles spatiales de la variabilité intrinsèque basse-fréquence de la température de surface

Nous nous intéressons maintenant aux échelles spatiales de la variabilité basse-fréquence de la température de surface (SST) car celle-ci conditionne les échanges thermiques avec l'atmosphère : les modes de variabilité interne climatique ont une signature grande-échelle en SST (p.ex. PDO, voir Figure 1.3) et influence substan-

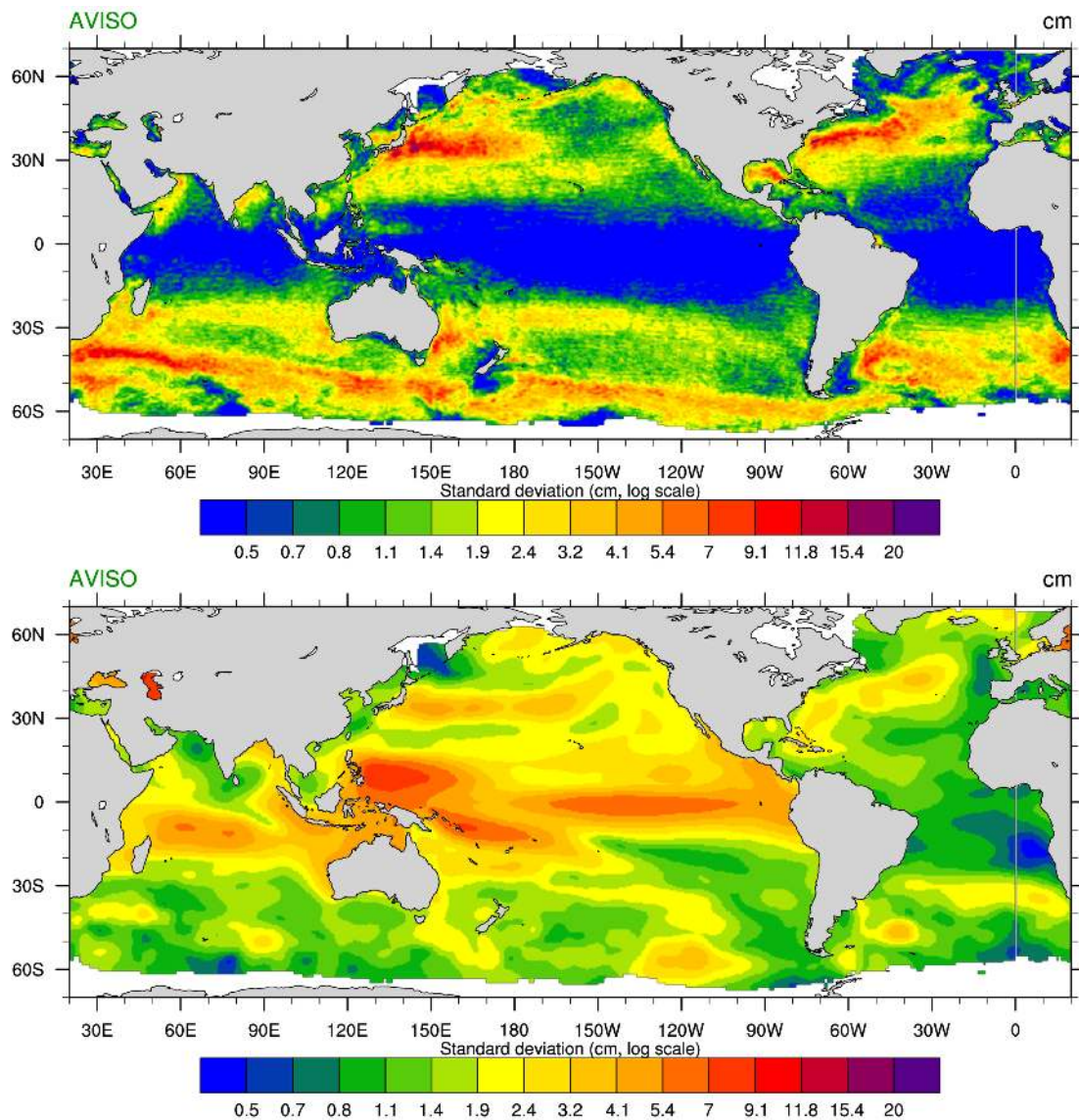


FIGURE 3.1 – Déviations standards basses-fréquences petites-échelles (haut) et grandes-échelles (bas) de la SLA évaluées sur les observations satellitaires AVISO de Juillet 1993 à Juillet 2011.

tiellement le climat via les flux de chaleur air-mer. La SST est ainsi le vecteur par lequel les variations spontanées de l’océan turbulent sont susceptibles de s’imprimer sur l’atmosphère. De plus, la majorité des modèles d’océan utilisés dans les simulations climatiques couplées du type CMIP5 sont laminaires et sous-estiment largement la variabilité intrinsèque. Il est donc intéressant de caractériser les régions où les variations basses-fréquences spontanées de SST dans l’océan global turbulent sont importantes ainsi que les échelles spatiales associées. Nous utilisons par la suite les sorties des expériences-*I* et -*T* au  $1/4^\circ$ .

Afin de discuter les moteurs et les freins des variations basses-fréquences intrinsèques de la température de surface  $\overline{T}_I$ , nous nous basons sur une version filtrée de l’équation (1.8). Lorsque l’on simplifie le forçage atmosphérique pour ne garder

que le cycle saisonnier - ce qui correspond au cas de l'expérience-*I* - les fluctuations basses-fréquences des transports et du pompage d'Ekman sont nulles (dans l'hypothèse où le cycle saisonnier interagit faiblement avec la variabilité intrinsèque du système). L'équation (1.8) se simplifie alors pour les variations basses-fréquences intrinsèques de température  $\overline{T_I}$  :

$$\partial_t \overline{T_I} \approx -\lambda \overline{T_I} - \overline{U_g \nabla T_I}, \quad (3.1)$$

où  $\lambda$  est l'inverse d'un temps caractéristique  $\tau = 1/\lambda$ . Les flux de chaleur air-mer sont paramétrisés dans NEMO par les formules *bulk* (Brodeau, 2007), dont certaines dépendent explicitement (ou implicitement) de la SST. Par exemple, le terme de flux de chaleur sensible  $Q_s$  est paramétrisé par la formule suivante :

$$Q_s = \rho_a C_p C_H (\theta_{10m} - T_I), \quad (3.2)$$

où  $\rho_a$  est la masse volumique de l'air,  $C_p$  la capacité calorifique de l'air,  $C_H$  le coefficient de transfert de chaleur sensible, et  $\theta_{10m}$  la température potentielle atmosphérique à 10 mètres d'altitude. Dans le cas de l'expérience-*I*, la version filtrée de (3.2) se réduit à  $\overline{Q_S} = -\rho_a C_p C_H \overline{T_I}$  :  $Q_S$  ne s'annule pas à basse-fréquence et varie proportionnellement à la SST basse-fréquence intrinsèque. De façon générale, le terme de rappel  $\lambda \overline{T_I}$  dans (3.1) modélise donc le fait que les flux de chaleur air-mer (c.-à-d. les flux de chaleur sensible, latente, et radiatifs) basses-fréquences  $\overline{Q_{net}}$  ne sont pas nuls dans l'expérience-*I* (bien que le forçage atmosphérique ne contient pas de basses fréquences). Le rappel réel s'exerçant dans NEMO est probablement plus complexe mais le terme  $\lambda \overline{T_I}$  constitue toutefois une approximation raisonnable (Barnier et al., 1995). De même, le terme d'advection de chaleur  $\overline{U_g \nabla T_I}$  peut être décomposé en un terme décrivant l'advection horizontale par les vitesses géostrophiques basses-fréquences de la température moyenne, et un autre terme lié à la résultante basse-fréquence des covariances hautes-fréquences des vitesses géostrophiques horizontales et du gradient horizontal de température. Nous n'entrerons pas dans ces degrés de détail car (3.1) restera un modèle conceptuel permettant d'alimenter la discussion sur les moteurs et les freins des variations intrinsèques basses-fréquences de SST. L'équation (3.1) illustre également l'hypothèse forte - implicitement faite par l'utilisation d'un modèle d'océan forcé - que l'atmosphère a une capacité calorifique infinie. Cette hypothèse est loin d'être vérifiée dans la réalité et il faudra être attentif au fait que les variations basses-fréquences intrinsèques de SST sont potentiellement amorties par les flux de chaleur turbulents (ce qui est moins le cas pour la température de sub-surface).

### 3.4.1 Variabilité petite-échelle basse-fréquence de la température de surface

Nous nous intéressons dans un premier temps aux petites-échelles de la variabilité basse-fréquence de SST, car elles reflètent potentiellement l'empreinte de la turbulence océanique. La Figure 3.2 montre que l'écart-type petite-échelle basse-fréquence de SST est maximal aux moyennes latitudes dans les deux expériences, et ce de façon similaire à la SLA (cf Figure 5 de la section 3.2). La ressemblance des

courbes des expériences- $T$  (rouge) et  $-I$  (bleue) montre que l'essentiel de la variabilité petite-échelle basse-fréquence de SST est intrinsèque. Les deux cartes du haut de la Figure 3.3 montrent que les deux expériences ont une distribution spatiale similaire d'écart-type de SST pour cette gamme d'échelles spatio-temporelles, avec des valeurs comprises entre  $0.25^{\circ}\text{C}$  et  $1^{\circ}\text{C}$  dans les régions des courant de bord-ouest et le long de l'ACC. Cela est en accord avec les remarques faites sur la moyenne zonale. La carte du bas de la Figure 3.3 montre que la variabilité intrinsèque basse-fréquence petite-échelle de SST est d'amplitude comparable à la variabilité totale de la SST sur cette même gamme d'échelles et sur la plupart de l'océan global. À  $70^{\circ}\text{N}$ , les deux expériences divergent cependant fortement sur la moyenne zonale de la Figure 3.2 et l'expérience- $T$  produit 2 à 3 fois plus de variabilité en SST que l'expérience- $I$ . Cette différence est particulièrement marquée sur le pourtour du gyre subpolaire de l'Atlantique Nord et de l'Arctique. Ainsi, dans ces régions septentrionales, l'écart-type basse-fréquence petite-échelle de SST est principalement forcé par l'atmosphère mais possède une part intrinsèque non-négligeable.

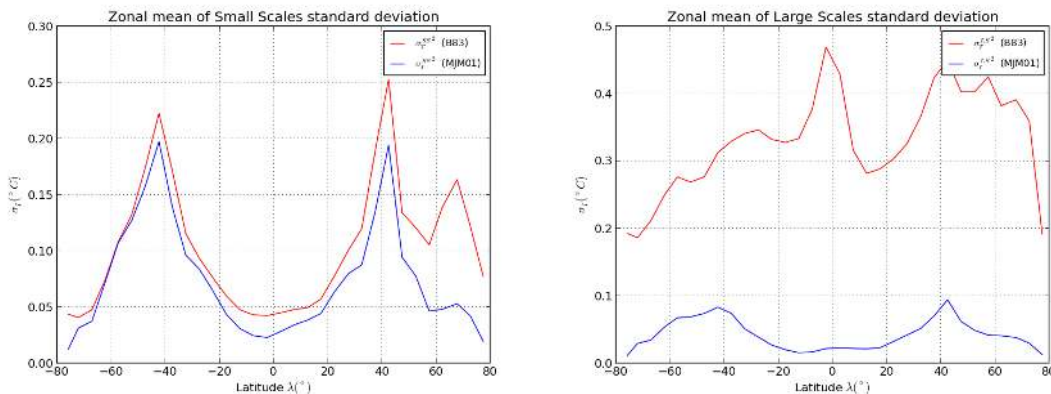


FIGURE 3.2 – Moyennes zonales des écarts-types de SST totale (courbe rouge, expérience- $T$ ) et intrinsèque (courbe bleue, expérience- $I$ ) basses-fréquences petites-échelles (gauche) et basses-fréquences grandes-échelles (droite).

### 3.4.2 Variabilité grande-échelle basse-fréquence de la température de surface

Dans un deuxième nous analysons les variations basses-fréquences grandes-échelles de SST car celles-ci sont susceptibles d'influencer le climat à l'échelle du bassin, voire du globe. La moyenne zonale à droite de la Figure 3.2 montre que la variabilité intrinsèque basse-fréquence de SST a une empreinte substantielle aux grandes-échelles ( $\sigma \sim 0.1^{\circ}\text{C}$  aux moyennes latitudes, courbe bleue), mais que celle-ci est largement dominée par la réponse grande-échelle de la SST à la variabilité du forçage atmosphérique ( $\sigma$  pouvant dépasser  $0.4^{\circ}\text{C}$ , courbe rouge). La carte du haut de la Figure 3.4 confirme que sur l'essentiel de l'océan global, le forçage atmosphérique complet produit un écart-type de SST supérieur à  $0.2^{\circ}\text{C}$  à l'exception des pôles où la couverture de glace réduit l'influence directe de l'atmosphère par des flux de chaleurs faibles, voire nuls (couverture potentiellement permanente en Arctique).

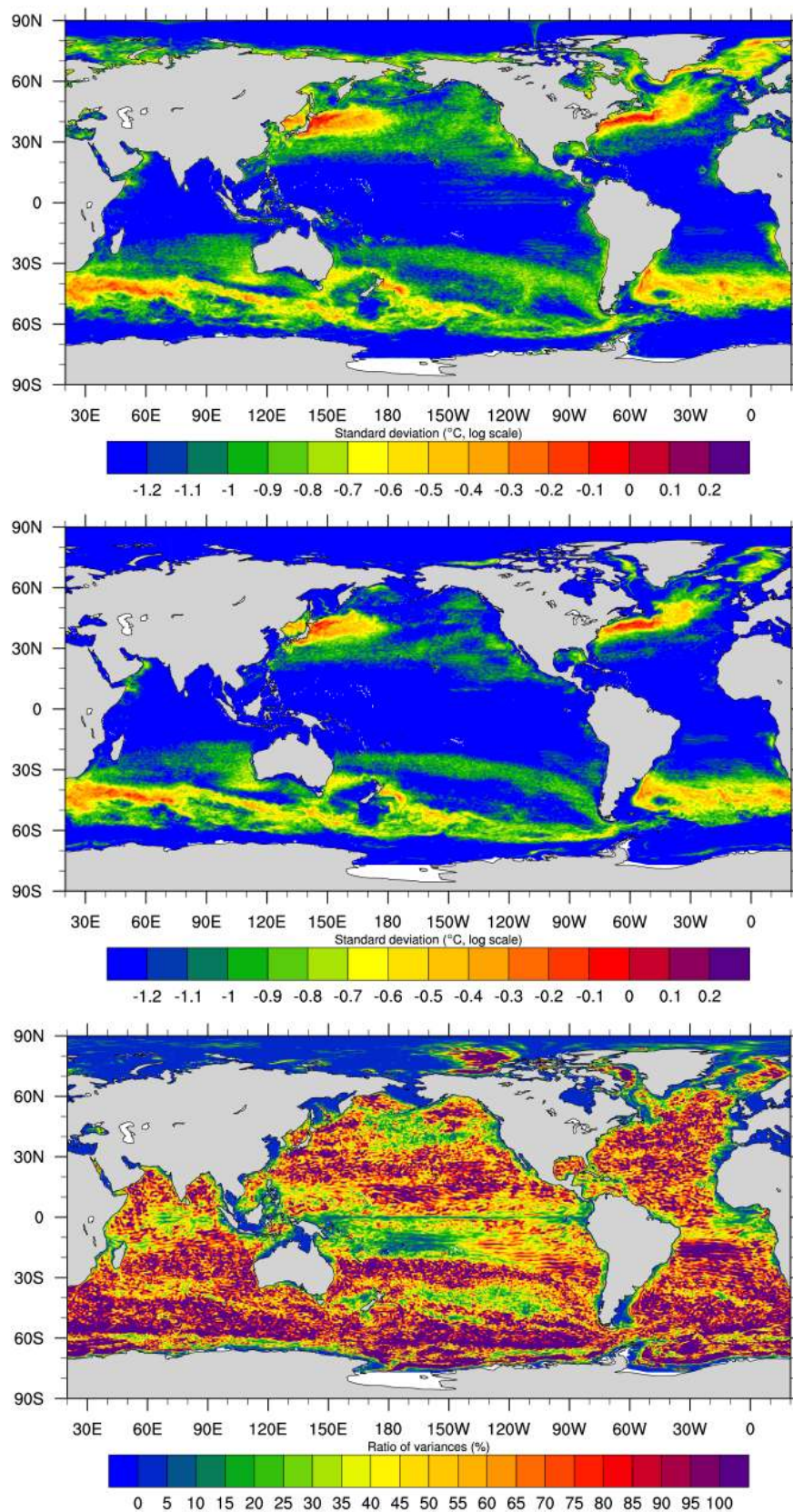


FIGURE 3.3 – Écart-type basse-fréquence petite-échelle de SST totale (haut, expérience- $T$ ), intrinsèque (milieu, expérience- $I$ ). L'échelle de couleur est logarithmique et les valeurs correspondent à  $\log_{10}(\sigma_{SST})$ . Ratio des variances intrinsèque sur total sur la même gamme d'échelles spatio-temporelles (bas).

Le pic de variabilité en SST à l'équateur, visible sur la moyenne zonale de l'expérience- $T$  ( $\sigma \sim 0.45^\circ\text{C}$ ), correspond à des fluctuations importantes au niveau du Pacifique équatorial et la structure spatiale associée est semblable à celle du mode couplé ENSO. ENSO est un exemple connu de modulation par le vent du transport d'Ekman et de l'advection horizontale de température : la réduction de l'intensité des Alizés au niveau du Pacifique équatorial entraîne une réduction de l'advection de température vers l'ouest, et donne ainsi lieu à un réchauffement anormal de la SST à l'est du Pacifique (Philander, 1989). Les moyennes latitudes du Pacifique nord et de l'Atlantique nord exhibent également une variabilité en SST plus importante que le reste du globe, se traduisant par deux maxima sur la moyenne zonale ( $\sigma > 0.4^\circ\text{C}$ ). La carte du haut de la Figure 3.4 montre que cette variabilité de moyennes latitudes s'organise autour d'autres structures spatiales, qui pourraient être les empreintes en SST des modes de la PDO dans le Pacifique nord (Mantua et al., 1997), et de la NAO dans l'Atlantique nord.

La variabilité intrinsèque grande-échelle basse-fréquence de SST est concentrée au niveau des courants de bord-ouest du Gulf Stream et du Kuroshio ainsi que le long de l'ACC avec un écart type de l'ordre de 0.1 à 0.2  $^\circ\text{C}$  (milieu de la Figure 3.4). Elle est très faible en dehors de ces régions. Le bas de la Figure 3.4 montre que la variabilité intrinsèque grande-échelle basse-fréquence peut toutefois expliquer une part importante de la variabilité totale de SST : environ 20% dans la plupart de ces régions, et jusqu'à 80% au niveau du courant des Aiguilles.

### 3.4.3 Discussion

Les résultats précédents sont en accord avec le fait, qu'aux moyennes latitudes, les variations grandes-échelles de SST dans l'expérience- $T$  sont principalement reliées à la variabilité atmosphérique via les flux air-mer, excepté dans les régions turbulentes telles que le Gulf Stream et le Kuroshio (Kwon et al., 2010). En dehors de ces régions, le modèle d'*Hasselmann* (cf. section 1.2.3) pourrait donc expliquer la continuité et l'amplitude du spectre de la variabilité totale de SST. Dans les régions du Gulf Stream et du Kuroshio, nous avons montré que l'océan turbulent génère spontanément de la variabilité intrinsèque basse-fréquence de SST sur une large gamme d'échelles spatiales. Celle-ci représente une fraction substantielle de la variabilité totale basse-fréquence dans les régions océaniques turbulentes. Le paradigme d'*Hasselmann* n'est donc pas suffisant dans ces régions, car la variabilité océanique basse-fréquence n'est pas uniquement liée à la variabilité atmosphérique basse-fréquence.

De plus, les études de Dong and Kelly (2004), Dong et al. (2007), et Buckley et al. (2014) ont montré qu'au niveau du Gulf Stream, les variations basses-fréquences totales du contenu thermique de la couche océanique superficielle sont forcées via l'advection de chaleur par les courants géostrophiques, et sont amorties par les flux de chaleur air-mer, évacuant une partie du contenu thermique océanique vers l'atmosphère. D'après ces études, il est probable que les variations intrinsèques basses-fréquences de SST soient correctement décrites par le modèle (3.1) dans les régions turbulentes : la variabilité intrinsèque basse-fréquence de SST serait principalement liée à l'advection de chaleur par les courants géostrophiques et amortie par les flux

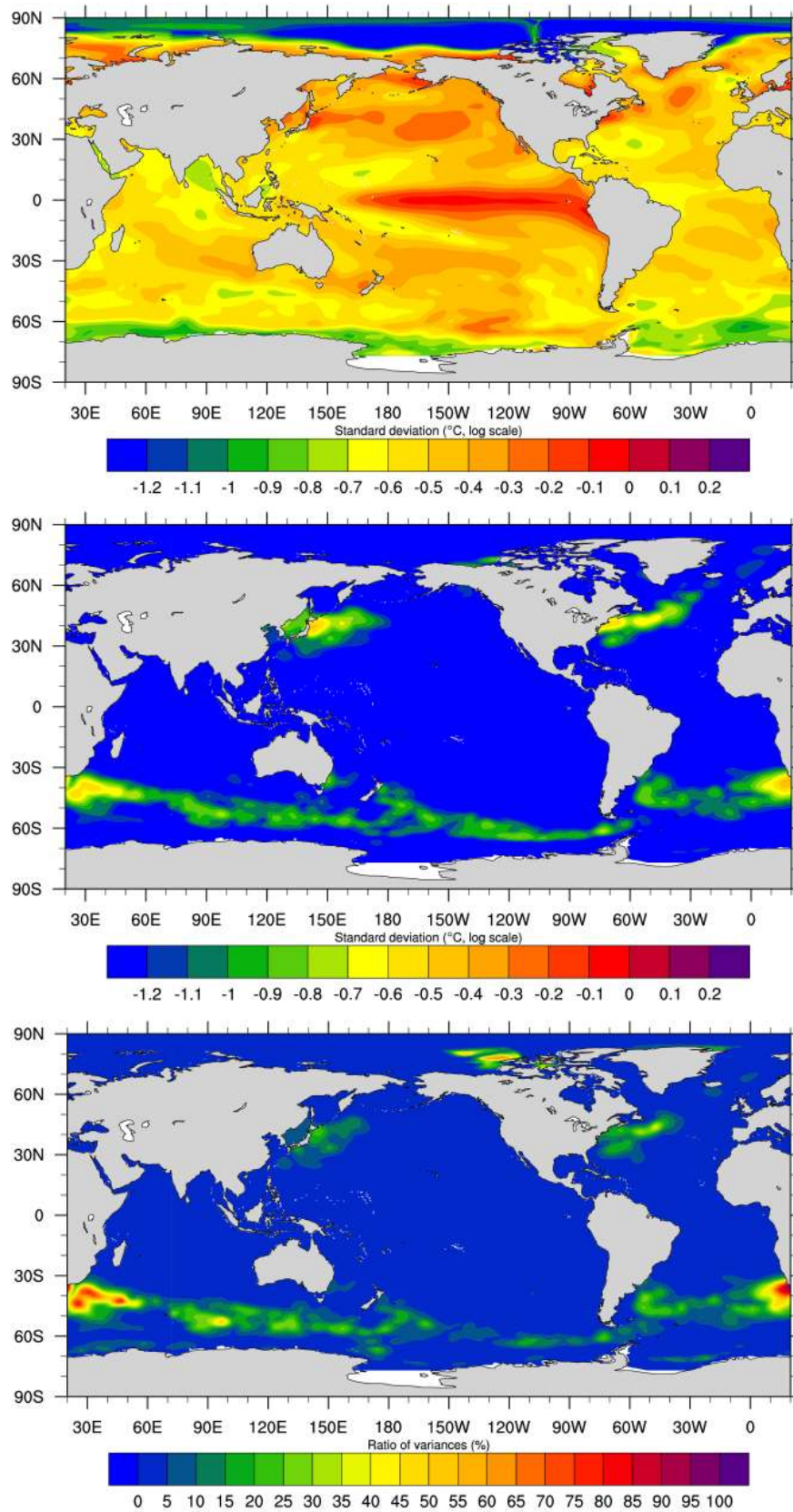


FIGURE 3.4 – Identique à la Figure 3.3 mais pour les grandes échelles basse-fréquences.

de chaleur air-mer turbulents (artificiellement du fait de l'utilisation d'un modèle forcé). Cette hypothèse est également corroborée par le fait que, dans les régions turbulentes, la variabilité basse-fréquence intrinsèque a une empreinte substantielle à la fois sur la SST et sur la SLA, qui n'est pas amortie (les gradients de SLA étant associés aux vitesses géostrophiques).

Sous cette hypothèse, l'advection horizontale de température par les vitesses géostrophiques serait également le terme qui contrôlerait la variabilité totale petite-échelle basse-fréquence de SST dans les régions turbulentes. Nous avons en effet montré que les caractéristiques (c.-à-d. amplitude et distribution spatiale) de la variabilité totale de SST sont très similaires à celles de la variabilité intrinsèque de SST aux petites échelles basses-fréquences. Vérifier la validité de ces interprétations nécessiterait d'aller diagnostiquer la contribution du terme  $\overline{U}_g \nabla T_I$  dans le bilan de chaleur (1.8). Cela pourra être réalisé dans des études futures.

Sachant que les régions à fort niveau de turbulence sont le siège d'importants échanges de chaleur avec l'atmosphère (Kwon et al., 2010; Kelly et al., 2010; Hu et al., 2015), de fortes variations intrinsèques de SST dans ces régions sont susceptibles d'impacter localement, et de façon significative, l'atmosphère et le climat sur des échelles de temps inter-annuelles à décennales. Cela est à mettre en parallèle avec l'étude de Gulev et al. (2013), qui a montré que les flux turbulents de chaleur air-mer, aux moyennes latitudes de l'Atlantique nord, sont contrôlés par l'océan et peuvent forcer l'atmosphère à des échelles de temps plus longues que 10 ans. Notre étude suggère que ces variations décennales des flux turbulents de chaleur air-mer pourraient être dues en partie à des variations intrinsèques basses-fréquences de SST dans les régions turbulentes.

Rappelons enfin que l'empreinte de la variabilité intrinsèque sur la SST dans nos simulations est probablement sous-estimée. D'une part, les fluctuations de SST sont probablement amorties par les flux de chaleur à l'interface air-mer, qui est une limite de l'utilisation d'un modèle forcé. D'autre part, la résolution utilisée est le  $1/4^\circ$  et nous venons de voir que cette résolution a tendance à sous-estimer l'amplitude de la variabilité intrinsèque de SLA et potentiellement celle de SST.

## 3.5 Conclusion

### Empreinte de la variabilité intrinsèque inter-annuelle à décennale sur le niveau de la mer

Les expériences- $I$  et  $T$  ont permis de montrer que la variabilité intrinsèque océanique s'imprime sur la SLA sur une large gamme d'échelles spatio-temporelles, et qu'elle contribue de façon significative à la variabilité totale. L'activité méso-échelle, associée à la variance de SLA petite-échelle ( $< 6^\circ$ ) haute-fréquence ( $< 1.5$  an), est principalement générée par les instabilités hydrodynamiques spontanées (p. ex. instabilité barocline) et possède un caractère stochastique. Cette activité tourbillonnaire a une empreinte sur les périodes inter-annuelles à décennales aux petites échelles dans les régions turbulentes, en particulier dans les courants de bord-ouest et dans l'ACC. La correspondance spatiale entre régions de forte activité méso-échelle et régions de forte variance petite-échelle basse-fréquence de SLA, suggère que des pro-



cessus d'*upscaling* sont spontanément à l'oeuvre dans l'océan, et plus particulièrement l'existence de transferts d'EKE à travers les échelles de temps (cf. section 1.3.2 et chapitre 5).

La variabilité océanique intrinsèque imprime également la SLA à grande-échelle ( $> 12^\circ$ ) basse-fréquence dans les régions turbulentes. L'essentiel de la variabilité grande-échelle de SLA, dont l'amplitude est maximale aux basses-latitudes, est relié à la variabilité atmosphérique. La proportion de signal expliqué par la variabilité intrinsèque océanique peut toutefois atteindre localement 30 à 50% dans les courants de bord-ouest et jusqu'à 100% dans l'ACC.

L'augmentation de la résolution du  $1/4^\circ$  au  $1/12^\circ$  induit un accroissement de l'activité méso-échelle, lié probablement à une meilleure résolution des instabilités hydrodynamiques ainsi qu'à l'utilisation d'une viscosité plus faible. Cette augmentation se fait également ressentir aux basses fréquences suggérant qu'une partie de l'énergie supplémentaire aux hautes fréquences pourrait se transférer aux périodes plus longues.

### Interprétation des observations altimétriques

L'application des filtres spatio-temporels sur les observations altimétriques du produit AVISO et la mise en parallèle des résultats issus des expériences-*I* et *T* apportent un regard complémentaire sur les observations altimétriques. Ces dernières confirment en outre qu'il existe une part importante de variabilité petite-échelle de SLA à basse-fréquence, plus forte que le signal grande-échelle aux moyennes latitudes. Cette variabilité petite-échelle basse-fréquence a globalement un caractère stochastique (d'après une analyse spectrale) et est intrinsèque (d'après nos études modèles).

### Empreinte de la variabilité intrinsèque inter-annuelle à décennale sur la température de surface

L'impact de la variabilité intrinsèque basse-fréquence sur la SST est également substantiel sur une large gamme d'échelles spatiales. À l'image de la SLA, l'empreinte sur les petites échelles est essentiellement intrinsèque tandis que la variabilité de la SST aux grandes échelles est majoritairement forcée par l'atmosphère, excepté dans le Gulf Stream, le Kuroshio et le long de l'ACC. Dans ces régions, les fluctuations intrinsèques de SST pourraient influencer l'atmosphère par le couplage air-mer, ainsi que le climat, sur des échelles de temps inter-annuelles à décennales. Les variations basses-fréquences intrinsèques de SST sont probablement reliées à l'advection de température par les courants géostrophiques, résultant des instabilités hydrodynamiques de l'océan. La validité du modèle d'*Hasselmann* est remise en cause dans les régions turbulentes où la variabilité intrinsèque contribue substantiellement à la variabilité totale. Les différents facteurs faisant varier la SST restent cependant à diagnostiquer de façon précise (p. ex. évaluation du terme d'advection  $U_g \nabla T$ ).

## Chapitre 4

*Article 2 : Quantifying uncertainties on regional sea-level change induced by multi-decadal oceanic intrinsic variability*

## Résumé

Nous insérons ici un article accepté dans la revue *Geophysical Research Letters*, concrétisant une collaboration avec Benoit Meyssignac du CNES/LEGOS sur l’empreinte de la variabilité intrinsèque sur les tendances régionales du niveau de la mer. Sur l’océan global, ces tendances sont classiquement estimées à partir des données altimétriques AVISO. À cause d’une durée relativement courte d’observation ( $\sim 20$  ans), les tendances calculées sur AVISO reflètent principalement la variabilité interne multi-décennale du système climatique (Stammer et al., 2013). La quantification précise de la variabilité interne est en outre importante pour détecter une élévation/diminution du niveau de la mer forcé (p. ex. d’origine anthropique) se détachant du bruit induit par la variabilité interne climatique. Cette quantification, lorsqu’elle se base sur les modèles CMIP5, sous-estime potentiellement la contribution de la variabilité intrinsèque océanique car ces modèles ne résolvent pas les tourbillons de méso-échelle océanique.

Cet article se focalise donc sur les échelles de temps multi-décennales ( $T > 20$  ans) de la variabilité intrinsèque de SLA simulée dans l’expérience-*I* au  $1/4^\circ$  de 327 ans (cf. section 2.1.2), renommé ici NEMO-Control. Nous utilisons en parallèle, l’ensemble des simulations de contrôle CMIP5 (concentrations pré-industrielles de gaz à effet de serre) dont nous déduisons la SLA. Après avoir retiré la tendance des séries temporelles, les échelles de temps multi-décennales des variabilités intrinsèque océanique (NEMO, océan turbulent) et interne climatique (CMIP5, systèmes couplés avec océan laminaire) sont isolés à l’aide d’un filtrage linéaire, conformément aux méthodes présentées dans le chapitre 2. Nous utilisons également la technique de *Detrended Fluctuation Analysis* afin d’estimer le taux de décroissance de l’auto-corrélation des séries temporelles dans l’expérience-*I* au  $1/4^\circ$ , c.-à-d. la mémoire de la variabilité intrinsèque. Un modèle de bruit blanc est proposé pour approximer la partie basse-fréquence du spectre de la variabilité intrinsèque dans les zones où elle est faiblement corrélée dans le temps. Nous calculons enfin l’erreur en moyenne quadratique (RMS) sur des tendances régionales successives (décalées par intervalles de 5 ans) estimées sur des périodes caractéristiques (20, 50 et 100 ans), afin de quantifier l’incertitude induite par la variabilité intrinsèque multi-décennale.

Grâce à ces diagnostics, nous montrons que la variabilité intrinsèque multi-décennale est substantielle et faiblement autocorrélée dans les régions à forts niveaux de turbulence (c.-à-d. courants de bord-ouest, ACC). En moyenne zonale, la variabilité intrinsèque multi-décennale générée spontanément par l’océan turbulent, est comparable à la variabilité interne climatique multi-décennale simulée sans turbulence océanique dans la bande de latitudes entourant l’ACC, et lui est supérieure dans les moyennes latitudes de l’hémisphère nord (incluant les courants de bord-ouest du Gulf Stream et du Kuroshio). Cette conclusion globale se confirme localement par l’analyse spectrale de 8 séries temporelles prises dans des régions de moyennes latitudes où la variabilité intrinsèque multi-décennale est importante. Nous montrons en outre que le modèle bruit blanc estime raisonnablement le plateau basse-fréquence des spectres. La variabilité intrinsèque multi-décennale induit par conséquent des incertitudes significatives sur l’estimation des tendances régionales du niveau de la mer, calculées sur trois périodes (20, 50 et 100 ans) : dans les régions

océaniques turbulentes, celles-ci sont du même ordre de grandeur que celles induites par la variabilité interne simulée dans CMIP5 (voir Carson et al., 2014). Nous suggérons enfin que le modèle de bruit blanc pourrait être utilisé comme hypothèse nulle pour estimer la significativité des tendances du niveau de la mer par rapport à la variabilité océanique intrinsèque.



## RESEARCH LETTER

10.1002/2016GL069273

## Key Points:

- Multidecadal intrinsic oceanic variability is shown to have a substantial imprint in eddy-active regions
- Intrinsic oceanic variability is compared to the simulated internal climate variability from CMIP5 experiments
- A spectrum model for multidecadal variability is suggested from time series analysis

## Correspondence to:

G. Sérazin,  
guillaume.serazin@lgge.obs.ujf-grenoble.fr

## Citation:

Sérazin, G., B. Meyssignac, T. Penduff, L. Terray, B. Barnier, and J.-M. Molines (2016), Quantifying uncertainties on regional sea level change induced by multidecadal intrinsic oceanic variability, *Geophys. Res. Lett.*, 43, doi:10.1002/2016GL069273.

Received 27 APR 2016

Accepted 28 JUL 2016

Accepted article online 1 AUG 2016

## Quantifying uncertainties on regional sea level change induced by multidecadal intrinsic oceanic variability

Guillaume Sérazin<sup>1,2</sup>, Benoit Meyssignac<sup>3</sup>, Thierry Penduff<sup>1</sup>, Laurent Terray<sup>2</sup>, Bernard Barnier<sup>1</sup>, and Jean-Marc Molines<sup>1</sup>

<sup>1</sup>CNRS/LGGE (UMR 5183), Grenoble, France, <sup>2</sup>CERFACS/CNRS, URA1857, Toulouse, France, <sup>3</sup>CNES/LEGOS, Université Paul Sabatier, Toulouse, France

**Abstract** A global eddy-permitting (1/4° resolution) ocean general circulation model is shown to spontaneously generate intrinsic oceanic variability (IOV) up to multidecadal timescales ( $T > 20$  years) under a repeated seasonal atmospheric forcing. In eddy-active regions, the signature of this multidecadal eddy-driven IOV on sea level is substantial, weakly autocorrelated, and is comparable to (and may clearly exceed) the corresponding signature of internal climate variability (ICV) produced by current coupled climate models—whose laminar ocean components may strongly underestimate IOV. Deriving sea level trends from finite-length time series in eddy-active regions yields uncertainties induced by this multidecadal IOV, which are of the same order of magnitude as those due to ICV. A white noise model is proposed to approximate the low-frequency tail of the IOV spectra and could be used to update ICV estimates from current climate simulations and projections.

### 1. Introduction

All climate projections based on results from coupled general circulation models (referred to as climate models hereafter) involved in the Coupled Model Intercomparison Project (CMIP5) indicate that sea level will rise faster and higher during the 21st century than during the 20th century under anthropogenic influence. However, the spread in projections of future sea level is substantial among CMIP5 climate models (more than  $\pm 50\%$  of the ensemble mean for projections in 2080–2100 whichever the emission scenario [Church *et al.*, 2013]). This intermodel spread in sea level change is the combination of two kinds of uncertainty. The first one is induced by the chaos of the climate system and is thus irreducible: simulations performed with climate models are highly sensitive to initial conditions and are able to spontaneously generate variability without any external forcing, associated with phenomena such as the El Niño–Southern Oscillation. A consequence of this unforced variability, referred to as internal climate variability (ICV), is that CMIP5 climate models are not able to reproduce regional sea level variability with the same phase as the observations.

The second kind of uncertainty is related to the misrepresentation of certain physical processes in climate models such as sub-grid scale processes, including cloud microphysics and oceanic mesoscale eddies, as well as processes involved in the water cycle, including ice mass loss and freshwater fluxes from icebergs. The uncertainty in these processes may alter the simulation of global and regional sea level variability at multiple timescales [see also Church *et al.*, 2013]. Reducing these uncertainties requires either an increase in resolution or dedicated work on physical parameterizations and numerical schemes. An assessment of their impact on sea level change is also needed in comparison with observations. Such comparisons are, however, not straightforward because they require detecting sea level changes forced by external influences (anthropogenic, volcanic, and solar), above the noise induced by the ICV (this problem is generally referred to as the detection and attribution problem—D&A—in the literature [Bindoff *et al.*, 2013]). Hence, reducing the uncertainties due to the misrepresentation of the physics require a precise estimate of the first kind of uncertainty linked to the ICV.

So far, ICV has been estimated from climate model control simulations in which the external forcing of the climate system is held constant at preindustrial levels [Slangen *et al.*, 2014; Richter and Marzeion, 2014; Carson *et al.*, 2014; Bilbao *et al.*, 2015; Lyu *et al.*, 2015]. These simulations are run over centuries to millennia in order to get a robust estimate of ICV that could mask the forced signals. Unfortunately, because of common shortcomings in climate models, these simulations may not be sufficient to capture the (real) ICV of sea level.

In particular, the chaotic behavior of the turbulent ocean may be underestimated because most of the CMIP5 climate models do not resolve the oceanic mesoscale eddies and the associated nonlinear processes such as baroclinic instability [Charney, 1947; Eady, 1949; Tulloch *et al.*, 2011], the rectification of the mean or slowly varying flows [Holland, 1978; Tai and White, 1990; Berloff, 2005], and turbulence energy cascades [Charney, 1971; Salmon, 1998; Scott and Wang, 2005; Arbic *et al.*, 2012, 2014]. These oceanic eddies not only account for a substantial part of high-frequency oceanic variability, i.e., large-eddy kinetic energy [Large *et al.*, 1991; Stammer and Wunsch, 1999], but they may also affect longer-term variability. Eddy ocean global circulation models (OGCMs) have been shown to spontaneously generate low-frequency intrinsic oceanic variability (IOV) with a substantial imprint on sea level anomalies (SLAs) at interannual-to-decadal timescales [Penduff *et al.*, 2011; Serazin *et al.*, 2015]. At multidecadal timescales, IOV also imprints on SLA in some places of the Indian Ocean [Li and Han, 2015] as well as the Atlantic Meridional Overturning Circulation (AMOC) [Gregorio *et al.*, 2015]. Note that IOV derived for the forced eddying ocean is analogous to ICV for the whole climate system. Numerous idealized studies [e.g., Dewar, 2003; Dijkstra and Ghil, 2005; Berloff *et al.*, 2007; Pierini, 2011] and eddying OGCM experiments (see the comparison between the 2° laminar model and the 1/4° eddy-permitting model in Penduff *et al.* [2011]) have pointed out that resolving (at least partially) mesoscale eddies is necessary to simulate substantial levels of IOV.

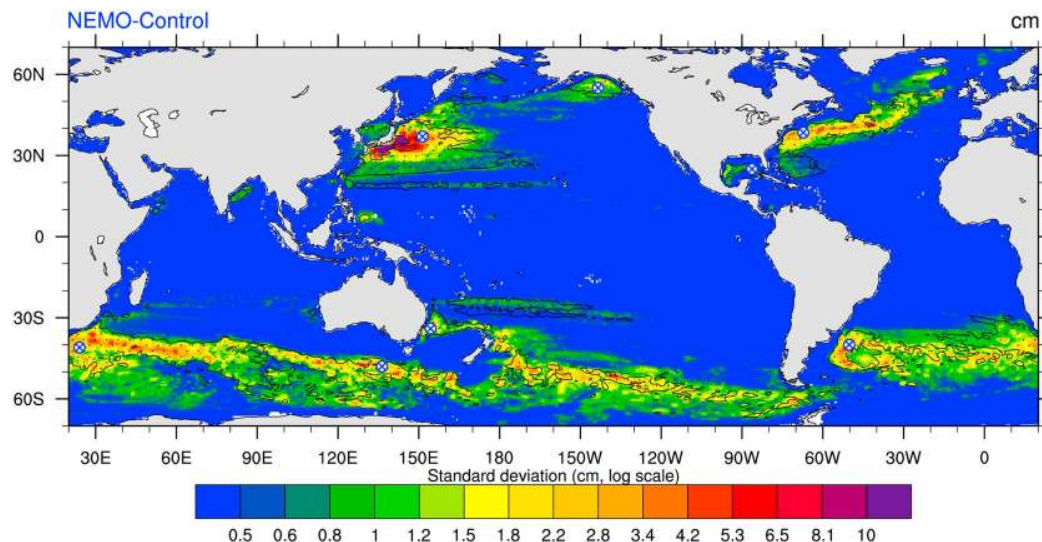
In this paper, we focus on the imprint of eddy-driven multidecadal IOV on sea level over the global ocean, estimated using a 1/4° eddying OGCM driven by a mean climatological atmospheric cycle. We compare the magnitude of this multidecadal IOV to the multidecadal ICV inferred from the state-of-the-art climate models used in CMIP5, whose ocean components are laminar and may largely underestimate the contribution of oceanic eddies to the full ICV. Our objective is to determine whether the mere chaotic behavior of the turbulent ocean introduces a substantial noise (i.e., IOV) and should be taken into account in D&A studies. In order to fill the gap between climate models using laminar oceans (e.g., CMIP5) and future high-resolution climate models, we suggest that a white noise model could be applied to approximate multidecadal IOV in the regions where IOV is not autocorrelated at multidecadal timescales. Note that several recent studies [Carson *et al.*, 2014; Bordbar *et al.*, 2015] have quantified the ICV of sea level, estimated from CMIP5 models in terms of sea level trends (SLTs) over different periods. For the sake of comparison, we also propose here a quantification of the IOV in terms of trends over similar periods, which updates the uncertainty in SLTs computed with CMIP5 models.

## 2. Data and Methods

### 2.1. Simulations

We used the Nucleus for European Modeling of the Ocean (NEMO) [Madec, 2008] version 2.3 at 1/4° in the ORCA025 global configuration to perform a 327 year ocean-only simulation driven by a mean climatological atmospheric cycle repeated every year. This simulation, denoted as NEMO-Control, aims at isolating the IOV that spontaneously emerges from the eddying ocean. The climatological forcing function is derived from the Drakkar Forcing Set (DFS4) [Brodeau *et al.*, 2010] and yields a realistic mean state of the ocean [see Penduff *et al.*, 2011; Gregorio *et al.*, 2015]. The model uses a 46-level vertical discretization, a partial cell representation of topography, a momentum advection scheme that conserves energy and enstrophy [Barnier *et al.*, 2006; Penduff *et al.*, 2007; Le Sommer *et al.*, 2009], a total variance-diminishing tracer advection scheme, and an isopycnal Laplacian tracer diffusion operator. The vertical mixing scheme is based on the TKE turbulent closure model [Blanke and Delecluse, 1993], and the convective adjustment is handled by the enhancement of the vertical mixing in case of static instability. We use yearly and monthly mean SLA from the last 200 and 300 years of this eddying simulation, respectively. Note that the NEMO 1/4° configuration ORCA025 was shown to reasonably reproduce the large-scale patterns of SLTs compared to those observed from satellite altimetry over 1993–2001 [Lombard *et al.*, 2008].

We use the sea surface height above geoid from the noneddying preindustrial control simulations performed in the CMIP5 experiment [Taylor *et al.*, 2011]. The ensemble of these simulations is denoted here as CMIP5-Control. The preindustrial control simulations were performed without any externally induced variability (including anthropogenic) [Taylor *et al.*, 2009]. We choose to use the last 200 years of each CMIP5 simulations, the minimum length shared by all simulations.



**Figure 1.** Standard deviation of the multidecadal (>20 years) SLA intrinsic variability in the 1/4° NEMO-Control simulation. Black contours correspond to short-term correlated time series ( $\alpha < 0.65$ ). The blue crosses show the location of the time series used in Figure 3.

### 2.2. Time Series Processing and Analyses

For all simulations, global averages are first removed from yearly SLA maps. The nonlinear model drifts are removed from the time series by a high-pass filtering based on the nonparametric LOESS method [Cleveland and Devlin, 1988] (see examples illustrated in Serazin et al. [2015] and in Gregorio et al. [2015]). This nonlinear detrending is tuned here to remove signals with periods longer than 100 years from the 200 year time series. Then, a low-pass Lanczos filter [Duchon, 1979] with a cutoff period of 20 years is used to isolate the multidecadal timescales. These periods are not yet fully resolved in the existing 22 year altimetric record but may yield spurious regional SLTs. Our analysis also complements the study of Serazin et al. [2015] that characterized SLA intrinsic variability at interannual-to-decadal timescales (i.e., 1.5 to 20 years). The standard deviation  $\sigma_{20-100\text{ years}}$  is then computed from resulting SLA time series to quantify the amplitude of SLA variability on periods ranging from 20 to 100 years.

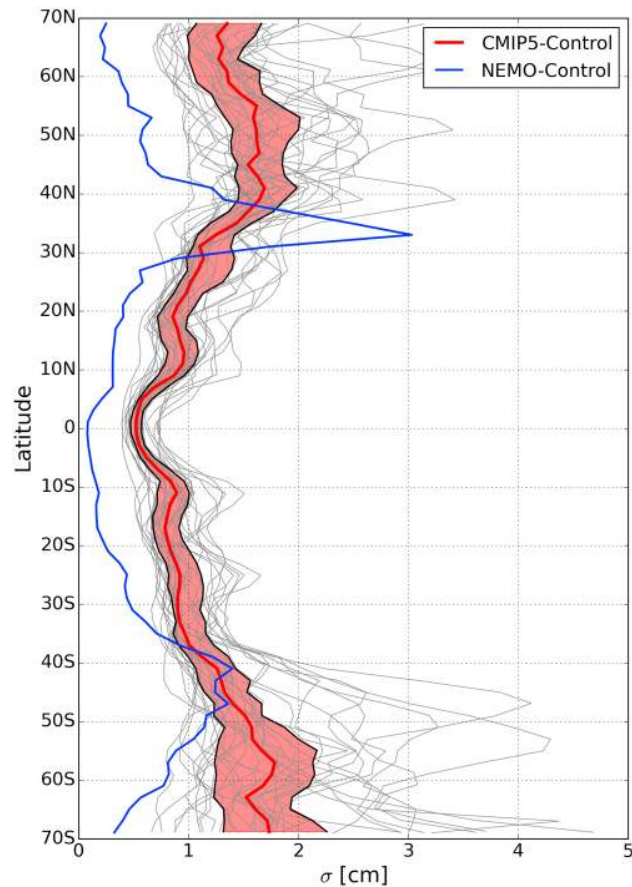
We apply the Detrended Fluctuations Analysis (DFA) to estimate the power law decay of the autocorrelation function of time series [Kantelhardt et al., 2001], i.e., the time series memory. DFA is a variation of the Hurst Exponent technique, used in the analysis of nonstationary time series, and has been applied to demonstrate the long-term persistence in sea level records [Dangendorf et al., 2014]. The DFA exponent  $\alpha$  is directly linked to the slope of the power spectrum  $P(\omega)$  by the relation  $P(\omega) \sim \omega^{1-2\alpha}$ , where  $\omega$  denotes the temporal frequency. A white spectrum, i.e., an uncorrelated or short-term memory time series, corresponds to a value  $\alpha = 0.5$ . Long-term-correlated and nonstationary time series are respectively characterized by  $0.5 < \alpha < 1$  (pink noise) and by  $\alpha > 1$  (random walk, red noise). DFA is applied on the last 300 years of monthly outputs from NEMO-Control.

In order to provide an estimate of the low-frequency tail of the IOV spectrum for the D&A of regional sea level change, we suggest a simple white noise model  $W(\omega)$  for the regions where NEMO-Control time series are short-term correlated (i.e.,  $\alpha < 0.65$ ). The Parseval theorem states that the variance of the band-passed time series  $SLA_{20-100\text{ years}}(t)$  is equal to the integral of the power density spectra between 1/20 cpy and 1/100 cpy, so that the white noise power spectrum density  $W(\omega)$  must verify

$$\sigma_{20-100\text{ years}}^2 = \int_0^{200} \|SLA_{20-100\text{ years}}(t)\|^2 dt = \int_{1/100}^{1/20} W(\omega') d\omega'. \quad (1)$$

Because  $W(\omega)$  is characterized by a constant power spectrum density, the integral of the rightmost term is trivial and leads to

$$W(\omega) = 25 \sigma_{20-100\text{ years}}^2. \quad (2)$$



**Figure 2.** Zonal average of the standard deviation of the multidecadal (> 20 years) SLA intrinsic variability in the  $1/4^\circ$  NEMO-Control simulation (blue) and in the ensemble of coupled simulations CMIP5-Control (grey and red). Each CMIP5 simulation is plotted in grey, the median of the ensemble is represented by the red line, and the area between the 25th and 75th percentiles is filled in red.

Thus, such a spectrum may be directly derived from the multidecadal variance map of IOV inferred from NEMO-Control (see Figure 1).

To check whether  $W(\omega)$  is representative of the multidecadal IOV, we perform a spectral analysis at eight different locations where multidecadal IOV is substantial and has short-term memory in NEMO-Control (i.e., large  $\sigma_{20-100\text{years}}$  and  $\alpha < 0.65$ ). The spectra are computed over 200 years with a 100 year wide Hanning window and an overlap of 50%. The zero-padding method is used to improve the spectral resolution. We repeat the computation for each of the CMIP5-Control simulations to compare ICV and IOV spectra.

Multidecadal ICV may induce spurious regional SLTs when they are derived from finite-length time series (e.g., from altimetry or tide gauges). Internally induced regional SLTs may be seen as representing uncertainties on the detection of anthropogenic forcing and on projections of sea level changes [Hu and Deser, 2013; Carson *et al.*, 2014]. Here we quantify the eddy-related uncertainties induced by multidecadal IOV following Carson *et al.* [2014] for the ICV on 19 simulations of CMIP5-Control: we compute the root-mean-square (RMS) spread in 20 year regional SLTs in overlapping segments, starting every 5 years, and extracted from the detrended 300 year NEMO-Control time series. The same RMS computation is reiterated for successive 50 year and 100 year segments.

### 3. Results

The NEMO-Control simulation, which isolates the IOV, exhibits substantial SLA standard deviation at multidecadal timescales (20–100 years) in eddy-active regions (Figure 1), mainly in the Western Boundary Currents (WBCs) and in the Antarctic Circumpolar Current (ACC). The eddy ocean thus spontaneously generates



substantial multidecadal IOV in these regions. This standard deviation  $\sigma_{20-100\text{years}}$  is maximum ( $\sim 10$  cm) in the Kuroshio; reaches 3–4 cm in the Gulf Stream, the Malvinas current, the East Australian Current, the Agulhas current, and the ACC; and is about 1 cm in the Gulf of Alaska, the Gulf of Mexico, the Japan Sea, and the Bay of Bengal. Equatorial regions do not exhibit substantial multidecadal IOV in sea level, consistent with the previous results of *Penduff et al.* [2011] and *Serazin et al.* [2015] who showed negligible interannual-to-decadal IOV in these regions.

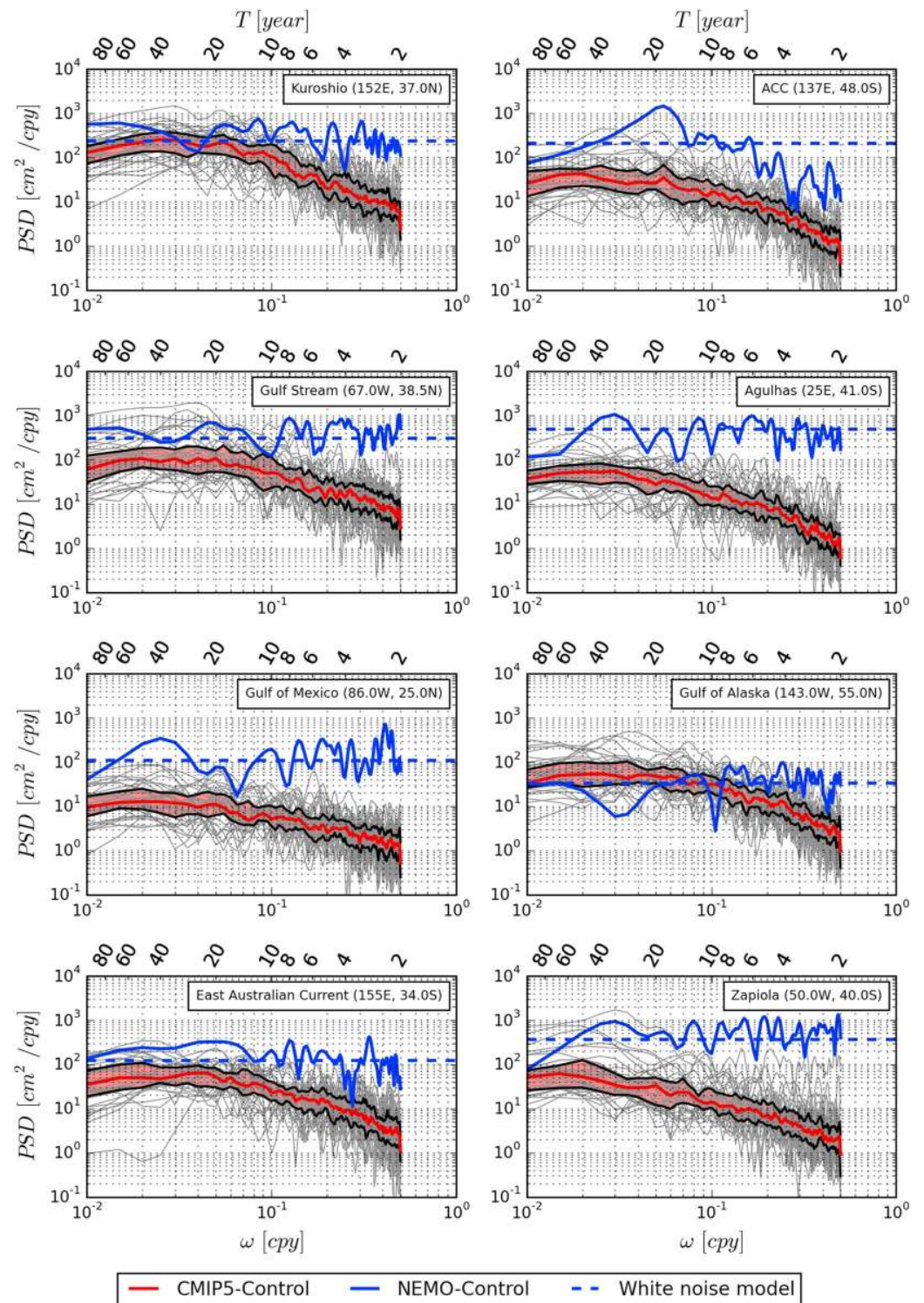
Figure 2 shows  $\sigma_{20-100\text{years}}$  from NEMO-Control (eddy-driven IOV, blue line) as a zonal average, along with its counterpart due to the coupled ICV (CMIP5-Control, red line); in the latter, multidecadal SLA variability is due either to atmospheric forcing or to air-sea coupling, but not to the (unresolved) oceanic mesoscale eddies. The zonally averaged impact of multidecadal eddy-driven IOV on SLA clearly exceeds that of the CMIP5 coupled ICV between 30 and 38°N, i.e., at the latitudes of the Gulf Stream and Kuroshio extensions. In the ACC latitudinal range (37–49°S), the climatological eddying ocean simulation (NEMO-Control) and CMIP5 models spontaneously generate similar amounts of 20–100 year variability. The eddy-driven IOV is comparable and sometimes exceeds the CMIP5-coupled ICV within most of the eight eddy-active regions shown in Figure 1 (see the power density spectra in Figure 3), in particular in the Agulhas countercurrent, around the Zapiola anticyclone and in the Gulf of Mexico. In summary, CMIP5 models are very likely to underestimate the imprint of multidecadal ICV on SLAs in midlatitude eddy-active regions because they do not resolve oceanic mesoscale eddies, which spontaneously generate substantial low-frequency variability.

The DFA performed on NEMO-Control yields  $\alpha$  exponents that do not exceed 0.65 within the black contours shown in Figure 1. Most of these areas correspond to eddy-active regions with substantial multidecadal IOV and are thus characterized by short-term memory processes, i.e., not correlated at multidecadal timescales. Such  $\alpha$  values are consistent with the whitening of the IOV spectra at interannual to multidecadal timescales (Figure 3), except in the ACC. In this region, the spectral slope is nonzero at interannual timescales (i.e., autocorrelated time series) but the DFA analysis suggests that the slope is likely to flatten at multidecadal timescales. This difference might be explained by spontaneous low-frequency modulations of local jets interacting with the topography [*Thompson and Richards*, 2011]. The white noise model  $W(\omega)$  (dashed blue curve), inferred from the SLA variance map (Figure 1), therefore provides a reasonable approximation of the low-frequency tail of the IOV spectra for most of the regions studied (Figure 3). Unlike in NEMO-Control, the ICV spectra derived from CMIP5 simulations have long-term memory, i.e., nonzero spectral slope, probably because mesoscale processes are not resolved. The oceanic eddy activity is indeed likely to produce large SLA signals that rapidly decorrelate in time. These intrinsic signals may overcome the weaker, long-term correlated response to wind and buoyancy forcing over a wide range of timescales up to multidecadal. We may expect that the next generation of coupled models with eddy-permitting oceans will have similarly flat kinetic energy spectra at low-frequency in eddy-active regions.

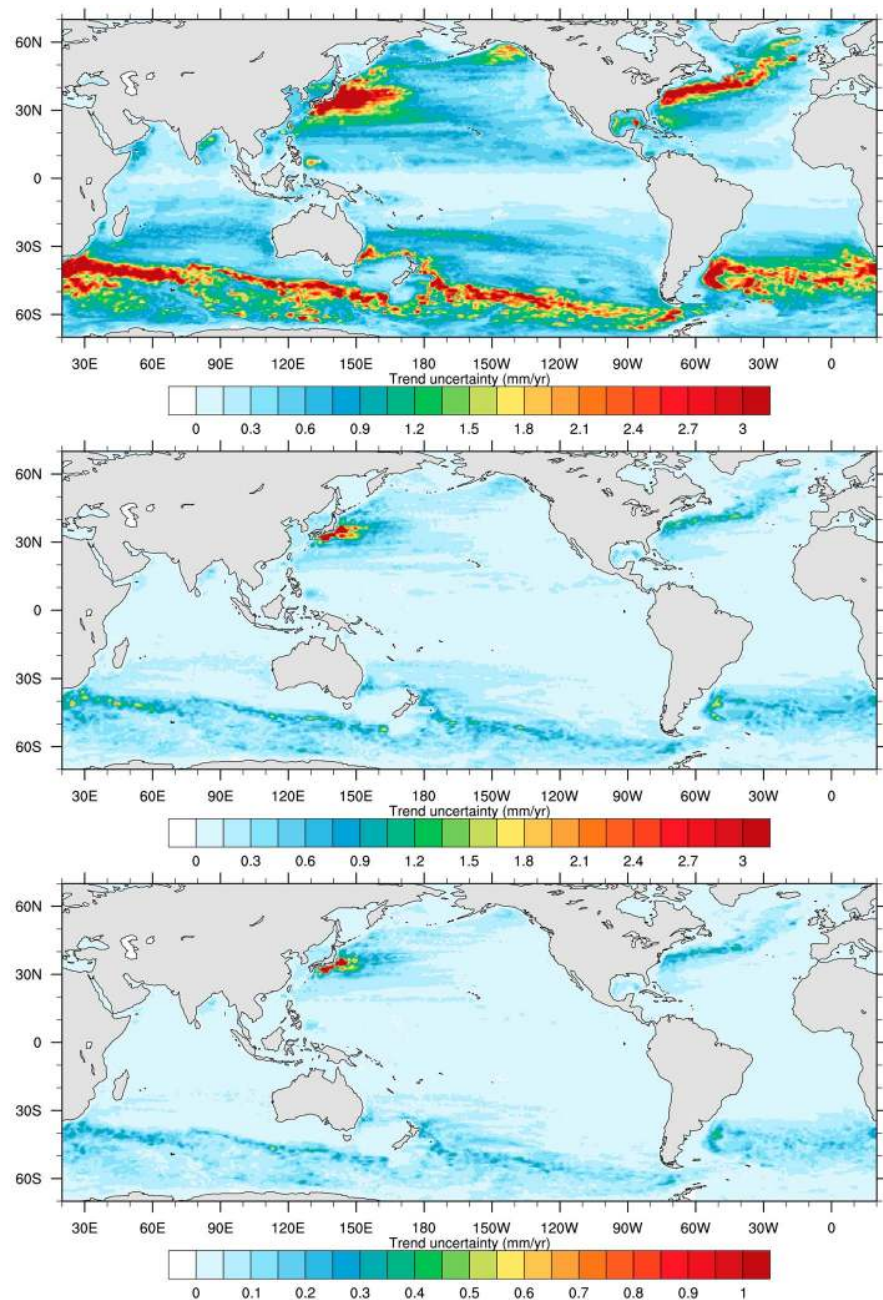
Multidecadal IOV yields uncertainties on regional SLT estimates computed from finite-length time series. These uncertainties are quantified over three typical periods in Figure 4. The uncertainties on SLA trends evaluated from 20 year time series (duration of the altimetric record, Figure 4 (top)) may actually exceed 3 mm/yr in the Kuroshio, the Gulf Stream, and the ACC regions. Except in the Kuroshio, these uncertainties fall below 1 mm/yr when regional SLTs are evaluated over 50 years, and below 0.4 mm/yr over 100 years. SLT uncertainties induced by the eddy-driven IOV (Figure 4) are therefore comparable to those induced by the coupled ICV estimated from CMIP5 laminar ocean simulations [see *Carson et al.*, 2014, Figures 2–4].

#### 4. Discussion

The results presented in this paper show that the imprint of IOV on SLA reaches substantial levels at multidecadal timescales in the eddying regime, i.e., when mesoscale eddies are (even partially) resolved. This principally concerns eddy-active regions where SLA time series are not correlated at multidecadal timescales. Our estimate of IOV is comparable to (and sometimes larger than) the ICV simulated in the CMIP5 experiments, which argues that current coupled climate models using laminar ocean components (e.g., CMIP5) may underestimate this eddy-induced source of low-frequency oceanic variability (i.e., the oceanic chaos). The use of laminar oceans in coupled models may therefore yield underestimated levels of internal SLA variance, which is a serious drawback for D&A studies. To overcome this drawback, we suggest a simple stochastic representation of this eddy-induced IOV by using a white noise model at multidecadal timescales in eddy-active regions. This stochastic model may be used to update the estimates of SLT uncertainties deduced from laminar ocean



**Figure 3.** Power spectrum densities of SLA at interannual to multidecadal timescales in eight eddy-active regions computed on the ocean-only NEMO-Control simulation (blue) and on the ensemble of coupled simulations CMIP5-Control (grey and red). A white noise model (dashed blue curve) is estimated from the variance of the low-passed time series denoted by the blue crosses in Figure 1. Spectra are computed over 200 year time series using a 100 year wide Hanning window with 50% overlap and the zero-padding method is used to improve the spectrum resolution.



**Figure 4.** RMS error of regional sea level trends evaluated on (top) 20 year, (middle) 50 year, and (bottom) 100 year consecutive segments from the  $1/4^\circ$  NEMO-Control simulation.

coupled models (e.g., CMIP5 experiments), as we wait for the future generations of climate models that will explicitly resolve (at least partially) oceanic eddies and will be probably more realistic in terms of internally induced SLA variability levels.

Multidecadal IOV was estimated from an eddy-permitting forced  $1/4^\circ$  OGCM, which resolves mesoscale eddies only partially. Should we expect an increase of intrinsic multidecadal SLA variance at finer ocean model resolution? Using a 70 year  $1/12^\circ$  eddy-resolving OGCM, forced by a repeated climatological cycle, *Serazin et al.* [2015] showed that the 1.5–20 year IOV increases by a substantial amount in midlatitude regions when resolution increases from  $1/4^\circ$  to  $1/12^\circ$ . This increase in interannual-to-decadal variability is consistent with an increase in mesoscale activity in the  $1/12^\circ$  model. A spectral analysis (unpublished) recently confirms

this resolution-induced increase at interannual timescales, but not at decadal and longer timescales where  $1/4^\circ$  and  $1/12^\circ$  simulations yield comparable IOV levels. Gregorio *et al.* [2015] also report similar AMOC IOV levels when switching from the  $1/4^\circ$  to the  $1/12^\circ$  resolution. Our 327 year  $1/4^\circ$  simulation might thus provide a reasonable (lower) estimate of the multidecadal intrinsic SLA variance compared to a higher resolution (but shorter)  $1/12^\circ$  simulation; verifying this statement would require that we integrate the  $1/12^\circ$  eddy-resolving OGCM over centuries, which would better assess the multidecadal intrinsic SLA variability, but at a huge computational cost. In particular, our low-frequency IOV might be underestimated in regions where deformation radii are small and poorly resolved at  $1/4^\circ$  (e.g., Mediterranean Sea and Japan Sea).

The nonlinear processes involved in the generation of IOV are still poorly known in realistic ocean models and are a topic of active research. Arbic *et al.* [2012, 2014] have shown that nonlinear advection of relative vorticity may spontaneously transfer geostrophic kinetic energy from high to lower frequencies. Yet those nonlinear scale interactions might not transfer energy to timescales longer than interannual or decadal according to a similar analysis performed by the author on a  $1/12^\circ$  climatological simulation (not shown here). Other mechanisms involving the rectification by oceanic eddies of eastward jets in WBC systems [Dewar, 2003; Berloff *et al.*, 2007] and ACC jets [Hogg and Blundell, 2006] or transitions between basin-scale modes through Hopf and homoclinic bifurcations [Dijkstra and Ghil, 2005; Pierini, 2011] have been suggested in process-oriented studies to explain the spontaneous generation of low-frequency IOV in the ocean; only a few studies have attempted to explore these mechanisms in realistic OGCMs [e.g., Taguchi *et al.*, 2010; Thompson and Richards, 2011]. Exploring such mechanisms would yield a better understanding of intrinsic sea level spectra, especially in the ACC where we have found a different behavior at interannual timescales.

#### Acknowledgments

We thank Rosemary Morrow for interesting discussions and two anonymous reviewers for their constructive remarks that helped to improve this article. We thank Sönke Dangendorf for sharing the DFA algorithm and for fruitful discussions on the interpretation of the results. The CMIP5 data are available through the portal, the Earth System Grid-Center for Enabling Technologies (ESG-CET), on the page <http://pcmdi9.lln.gov/>. The NEMO-Control data are available by directly contacting the main author by mail at [guillaume.serazin@ggce.obs-ujf-grenoble.fr](mailto:guillaume.serazin@ggce.obs-ujf-grenoble.fr). The NEMO-Control data are stored for several years according to the DRAKKAR data policy. This work is a contribution to the CHAOCEAN and OCCIPUT projects. It benefited from the DRAKKAR international coordination network (GDRI) established between CNRS, NOCS, GEOMAR, and IFREMER. For this work, DRAKKAR also benefited from a grant from GMMC through the LEFE program of INSU. CHAOCEAN is supported by the Centre National d'Études Spatiales (CNES) through the Ocean Surface Topography Science Team (OST/ST). OCCIPUT is supported by the ANR through contract ANR-13-BS06-0007-01. The computations presented in this study were performed at CINES under the allocation made by GENCIx2013010727. The ORCA12-GJM02 simulation was performed as part of the Grands Challenges GENCI/CINES 2013. G.S. is supported by CNES et Région Midi-Pyrénées; T.P., B.B., and J.M.M. by CNRS; and L.T. by CERFACS.

#### References

- Arbic, B. K., R. B. Scott, G. R. Flierl, A. J. Morten, J. G. Richman, and J. F. Shriver (2012), Nonlinear cascades of surface oceanic geostrophic kinetic energy in the frequency domain, *J. Phys. Oceanogr.*, *42*(9), 1577–1600, doi:10.1175/JPO-D-11-0151.1.
- Arbic, B. K., M. Müller, J. G. Richman, J. F. Shriver, A. J. Morten, R. B. Scott, G. Serazin, and T. Penduff (2014), Geostrophic turbulence in the frequency-wavenumber domain: Eddy-driven low-frequency variability, *J. Phys. Oceanogr.*, *44*(8), 2050–2069, doi:10.1175/JPO-D-13-054.1.
- Barnier, B., et al. (2006), Impact of partial steps and momentum advection schemes in a global ocean circulation model at eddy-permitting resolution, *Ocean Dyn.*, *56*(5–6), 543–567, doi:10.1007/s10236-006-0082-1.
- Berloff, P. S. (2005), On rectification of randomly forced flows, *J. Mar. Res.*, *63*(3), 497–527, doi:10.1357/0022240054307894.
- Berloff, P. S., A. M. Hogg, and W. Dewar (2007), The turbulent oscillator: A mechanism of low-frequency variability of the wind-driven ocean gyres, *J. Phys. Oceanogr.*, *37*(9), 2363–2386, doi:10.1175/JPO3118.1.
- Bilbao, R. A. F., J. M. Gregory, and N. Bouttes (2015), Analysis of the regional pattern of sea level change due to ocean dynamics and density change for 1993–2009 in observations and CMIP5 AOGCMs, *Clim. Dyn.*, *45*(9–10), 2647–2666, doi:10.1007/s00382-015-2499-z.
- Bindoff, N., et al. (2013), Detection and attribution of climate change: From global to regional, in *Climate Change 2013: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*, edited by T. Stocker et al., pp. 867–952, Cambridge Univ. Press, Cambridge, U. K., and New York.
- Blanke, B., and P. Delecluse (1993), Variability of the tropical Atlantic ocean simulated by a general circulation model with two different mixed-layer physics, *J. Phys. Oceanogr.*, *23*(7), 1363–1388, doi:10.1175/1520-0485(1993)023<1363:VOTTAO>2.0.CO;2.
- Bordbar, M. H., T. Martin, M. Latif, and W. Park (2015), Effects of long-term variability on projections of twenty-first century dynamic sea level, *Nat. Clim. Change*, *5*(4), 343–347, doi:10.1038/nclimate2569.
- Brodeau, L., B. Barnier, A.-M. Treguier, T. Penduff, and S. Gulev (2010), An ERA40-based atmospheric forcing for global ocean circulation models, *Ocean Model.*, *31*(3–4), 88–104, doi:10.1016/j.ocemod.2009.10.005.
- Carson, M., A. Köhl, and D. Stammer (2014), The impact of regional multidecadal and century-scale internal climate variability on sea level trends in CMIP5 models, *J. Clim.*, *28*(2), 853–861, doi:10.1175/JCLI-D-14-00359.1.
- Charney, J. G. (1947), The dynamics of long waves in a baroclinic westerly current, *J. Meteorol.*, *4*(5), 136–162, doi:10.1175/1520-0469(1947)004<0136:TDOLWI>2.0.CO;2.
- Charney, J. G. (1971), Geostrophic turbulence, *J. Atmos. Sci.*, *28*(6), 1087–1095, doi:10.1175/1520-0469(1971)028<1087:GT>2.0.CO;2.
- Church, J., et al. (2013), Sea level change, in *Climate Change 2013: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*, edited by T. Stocker et al., pp. 1137–1216, Cambridge Univ. Press, Cambridge, U. K., and New York.
- Cleveland, W. S., and S. J. Devlin (1988), Locally weighted regression: An approach to regression analysis by local fitting, *J. Am. Stat. Assoc.*, *83*(403), 596–610, doi:10.2307/2289282.
- Dangendorf, S., D. Rybski, C. Mudersbach, A. Müller, E. Kaufmann, E. Zorita, and J. Jensen (2014), Evidence for long-term memory in sea level, *Geophys. Res. Lett.*, *41*, 5530–5537, doi:10.1002/2014GL060538.
- Dewar, W. K. (2003), Nonlinear midlatitude ocean adjustment, *J. Phys. Oceanogr.*, *33*(5), 1057–1082, doi:10.1175/1520-0485(2003)033<1057:NMOA>2.0.CO;2.
- Dijkstra, H. A., and M. Ghil (2005), Low-frequency variability of the large-scale ocean circulation: A dynamical systems approach, *Rev. Geophys.*, *43*, RG3002, doi:10.1029/2002RG000122.
- Duchon, C. (1979), Lanczos filtering in one and 2 dimensions, *J. Appl. Meteorol.*, *18*(8), 1016–1022, doi:10.1175/1520-0450(1979)018<1016:LFIOT>2.0.CO;2.
- Eady, E. T. (1949), Long waves and cyclone waves, *Tellus*, *1*(3), 33–52, doi:10.1111/j.2153-3490.1949.tb01265.x.
- Gregorio, S., T. Penduff, G. Serazin, J.-M. Molines, B. Barnier, and J. Hirschi (2015), Intrinsic variability of the Atlantic meridional overturning circulation at interannual-to-multidecadal timescales, *J. Phys. Oceanogr.*, *45*, 1929–1946, doi:10.1175/JPO-D-14-0163.1.

- Hogg, A. M., and J. R. Blundell (2006), Interdecadal variability of the Southern Ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, *36*(8), 1626–1645, doi:10.1175/JPO2934.1.
- Holland, W. R. (1978), The role of mesoscale eddies in the general circulation of the ocean-numerical experiments using a wind-driven quasi-geostrophic model, *J. Phys. Oceanogr.*, *8*(3), 363–392, doi:10.1175/1520-0485(1978)008<0363:TROMEI>2.0.CO;2.
- Hu, A., and C. Deser (2013), Uncertainty in future regional sea level rise due to internal climate variability, *Geophys. Res. Lett.*, *40*(11), 2768–2772, doi:10.1002/grl.50531.
- Kantelhardt, J. W., E. Koscielny-Bunde, H. A. Rego, S. Havlin, and A. Bunde (2001), Detecting long-range correlations with detrended fluctuation analysis, *Physica A*, *295*(3-4), 441–454, doi:10.1016/S0378-4371(01)00144-3.
- Large, W. G., W. R. Holland, and J. C. Evans (1991), Quasi-geostrophic ocean response to real wind forcing: The effects of temporal smoothing, *J. Phys. Oceanogr.*, *21*(7), 998–1017, doi:10.1175/1520-0485(1991)021<0998:QGORTR>2.0.CO;2.
- Le Sommer, J., T. Penduff, S. Theetten, G. Madec, and B. Barnier (2009), How momentum advection schemes influence current-topography interactions at eddy permitting resolution, *Ocean Model.*, *29*(1), 1–14, doi:10.1016/j.ocemod.2008.11.007.
- Li, Y., and W. Han (2015), Decadal sea level variations in the Indian Ocean investigated with HYCOM: Roles of climate modes, ocean internal variability, and stochastic wind forcing, *J. Clim.*, *28*, 9143–9165, doi:10.1175/JCLI-D-15-0252.1.
- Lombard, A., G. Garric, and T. Penduff (2008), Regional patterns of observed sea level change: Insights from a 1/4 global ocean/sea-ice hindcast, *Ocean Dyn.*, *59*(3), 433–449, doi:10.1007/s10236-008-0161-6.
- Lyu, K., X. Zhang, J. A. Church, and J. Hu (2015), Quantifying internally generated and externally forced climate signals at regional scales in CMIP5 models, *Geophys. Res. Lett.*, *42*, 9394–9403, doi:10.1002/2015GL065508.
- Madec, G. (2008), *NEMO Ocean Engine, Note du Pole de modélisation 27*, Institut Pierre-Simon Laplace (IPSL), France.
- Penduff, T., J. Le Sommer, B. Barnier, A.-M. Treguier, J. Molines, and G. Madec (2007), Influence of numerical schemes on current-topography interactions in 1/4 degrees global ocean simulations, *Ocean Sci.*, *3*(4), 509–524.
- Penduff, T., M. Juza, B. Barnier, J. Zika, W. K. Dewar, A.-M. Treguier, J.-M. Molines, and N. Audiffren (2011), Sea level expression of intrinsic and forced ocean variabilities at interannual time scales, *J. Clim.*, *24*(21), 5652–5670, doi:10.1175/JCLI-D-11-00077.1.
- Pierini, S. (2011), Low-frequency variability, coherence resonance, and phase selection in a low-order model of the wind-driven ocean circulation, *J. Phys. Oceanogr.*, *41*(9), 1585–1604, doi:10.1175/JPO-D-10-05018.1.
- Richter, K., and B. Marzeion (2014), Earliest local emergence of forced dynamic and steric sea-level trends in climate models, *Environ. Res. Lett.*, *9*(11), 114009, doi:10.1088/1748-9326/9/11/114009.
- Salmon, R. (1998), *Lectures on Geophysical Fluid Dynamics*, Oxford Univ. Press. [Available at <https://global.oup.com/academic/product/lectures-on-geophysical-fluid-dynamics-9780195108088>.]
- Scott, R. B., and F. Wang (2005), Direct evidence of an oceanic inverse kinetic energy cascade from satellite altimetry, *J. Phys. Oceanogr.*, *35*(9), 1650–1666, doi:10.1175/JPO2771.1.
- Slangen, A. B. A., J. A. Church, X. Zhang, and D. Monselesan (2014), Detection and attribution of global mean thermosteric sea level change, *Geophys. Res. Lett.*, *41*, 5951–5959, doi:10.1002/2014GL061356.
- Stammer, D., and C. Wunsch (1999), Temporal changes in eddy energy of the oceans, *Deep Sea Res. Part II*, *46*(1-2), 77–108, doi:10.1016/S0967-0645(98)00106-4.
- Serazin, G., T. Penduff, S. Gregorio, B. Barnier, J.-M. Molines, and L. Terray (2015), Intrinsic variability of sea level from global ocean simulations: Spatiotemporal scales, *J. Clim.*, *28*(10), 4279–4292, doi:10.1175/JCLI-D-14-00554.1.
- Taguchi, B., B. Qiu, M. Nonaka, H. Sasaki, S.-P. Xie, and N. Schneider (2010), Decadal variability of the Kuroshio Extension: Mesoscale eddies and recirculations, *Ocean Dyn.*, *60*(3), 673–691, doi:10.1007/s10236-010-0295-1.
- Tai, C.-K., and W. B. White (1990), Eddy variability in the Kuroshio extension as revealed by Geosat Altimetry: Energy propagation away from the jet, Reynolds stress, and seasonal cycle, *J. Phys. Oceanogr.*, *20*(11), 1761–1777, doi:10.1175/1520-0485(1990)020<1761:EVITKE>2.0.CO;2.
- Taylor, K. E., R. J. Stouffer, and G. A. Meehl (2009), A summary of the CMIP5 experiment design, PCMDI Tech. Rep., p. 33, World Climate Research Program (WCRP). [Available at [http://cmip-pcmdi.llnl.gov/cmip5/docs/Taylor\\_CMIP5\\_design.pdf](http://cmip-pcmdi.llnl.gov/cmip5/docs/Taylor_CMIP5_design.pdf).]
- Taylor, K. E., R. J. Stouffer, and G. A. Meehl (2011), An overview of CMIP5 and the experiment design, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, *93*(4), 485–498, doi:10.1175/BAMS-D-11-00094.1.
- Thompson, A. F., and K. J. Richards (2011), Low frequency variability of Southern Ocean jets, *J. Geophys. Res.*, *116*, C09022, doi:10.1029/2010JC006749.
- Tulloch, R., J. Marshall, C. Hill, and K. S. Smith (2011), Scales, growth rates, and spectral fluxes of baroclinic instability in the ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, *41*(6), 1057–1076, doi:10.1175/2011JPO4404.1.

# Chapitre 5

## *Article 3 : Inverse cascades of kinetic energy as a source of intrinsic variability : global OGCM study*

### Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>101</b>
<b>5.2</b>	<b>Simulations and methodology</b>	<b>103</b>
5.2.1	Numerical simulations and regions of interest	103
5.2.2	Spectral diagnostics	104
<b>5.3</b>	<b>Temporal inverse cascade of KE</b>	<b>106</b>
5.3.1	Robustness to low-frequency and synoptic atmospheric forcing	107
5.3.2	Arrest timescale	108
<b>5.4</b>	<b>Spatial inverse cascade of KE</b>	<b>109</b>
5.4.1	Spatial scales of $T_{KE}(k, l)$	109
5.4.2	Spatial arrest scale	112
5.4.3	Two dynamical regimes	113
<b>5.5</b>	<b>Model resolution and nonlinear KE transfer</b>	<b>118</b>
<b>5.6</b>	<b>Conclusion</b>	<b>118</b>
<b>5.7</b>	<b>Appendix A : Comparison of datasets</b>	<b>121</b>
<b>5.8</b>	<b>Appendix B : Derivation of Frontal Rossby Wave dispersion relation</b>	<b>123</b>

---

## Résumé

Nous insérons ici un article en préparation pour la revue *Journal of Physical Oceanography*, écrit en collaboration avec le chercheur américain Brian Arbic de l'Université du Michigan. Nous avons co-publié avec ce chercheur un précédent article (disponible dans l'annexe B) sur la capacité des tourbillons océaniques à générer de la variabilité basse-fréquence via un mécanisme propre à la turbulence géostrophique : les cascades inverses (temporelle et spatiale) d'énergie cinétique. Nous investiguons ici la capacité de la cascade inverse temporelle d'énergie cinétique à générer spontanément de la variabilité intrinsèque basse-fréquence dans l'expérience-*I* au  $1/12^\circ$ , ainsi que les échelles temporelles que peut alimenter ce processus. Cette étude est en outre motivée par la correspondance spatiale entre les petites échelles de la variabilité intrinsèque basse-fréquence et l'activité méso-échelle, illustrée et discutée dans la section 3.2. L'impact des variabilités synoptique et basse-fréquence du forçage atmosphérique sur la cascade inverse temporelle est étudiée dans l'expérience-*T* au  $1/12^\circ$ . L'expérience-*I* au  $1/4^\circ$  est également utilisée afin de caractériser l'impact de la résolution sur cette cascade. Nous caractérisons enfin les échelles spatiales impliquées dans la cascade inverse spatiale, cousine de la cascade inverse temporelle.

Nous nous intéressons à quatre régions de moyennes latitudes où la variabilité intrinsèque basse-fréquence est importante et comparable à la variabilité totale simulée : le Gulf Stream, les moyennes latitudes du Pacifique nord incluant le Kuroshio, le courant des Aiguilles, et la branche du Pacifique sud de l'ACC. L'analyse consiste à diagnostiquer la contribution du terme d'advection non-linéaire de quantité de mouvement à l'énergie cinétique dans le domaine de Fourier à trois dimensions ( $k, l, \omega$ ) - respectivement les nombres d'onde zonaux, méridiens et les fréquences. Le lecteur intéressé trouvera en annexe B le détail de la théorie des transferts spectraux dans un modèle QG à 2 couches ; la part de l'advection non-linéaire de vorticité relative dans la route énergétique de la turbulence y est discuté. Nous estimons la fonction de courant et l'advection de vorticité relative à partir du niveau de la mer dans nos simulations. Une nouveauté de notre analyse réside dans la distinction entre les différentes directions de propagation des structures (vers l'est/ouest, vers le nord/sud), rendue possible par la prise en compte des nombres d'ondes négatifs et positifs.

  travers l'étude des flux spectraux d'énergie cinétique selon les fréquences  $\Pi_{KE}(\omega)$  dans l'expérience-*I* au  $1/12^\circ$ , nous montrons que la cascade inverse temporelle est spontanément à l'oeuvre dans les quatre régions  tudi es et génère de la variabilité intrinsèque océanique jusqu'à des échelles de temps inter-annuelles à décennales (dépendantes de la région consid r e). Des fréquences encore plus basses pourraient être aliment es par cette cascade dans l'ACC mais la durée de l'expérience-*I* au  $1/12^\circ$  ne permet pas de conclure. La présence d'énergie cinétique intrinsèque aux périodes multi-décennales laisse également supposer que d'autres mécanismes sont à l'oeuvre dans la génération de variabilité intrinsèque à ces échelles de temps (p. ex. instabilité barocline grande-échelle, section 1.4.4). Les variabilités basse-fréquence et synoptique de l'atmosphère affectent peu les caractéristiques de la cascade inverse temporelle (intensité, échelles de temps) et attestent de la robustesse de ce processus à générer de la variabilité basse-fréquence.

  l'aide d'un filtrage linéaire, nous mettons en lumière deux régimes dynamiques

entre lesquels l'advection non-linéaire de vorticité relative transfère de l'énergie cinétique par des cascades inverses spatiales et temporelles. Le premier régime correspond à des ondes hautes-fréquences ( $T < 2$  mois), appelées ondes frontales de Rossby, qui se propagent le long des gradients de vorticité potentielle associés au deuxième régime, plus lent ( $T > 2$  mois), correspondant aux tourbillons de méso-échelle. La vitesse de propagation des ondes frontales est dominée par un effet Doppler dans la direction des courants qui fait, qu'en moyenne, les ondes frontales se propagent vers l'est dans les zones des courants de bord-ouest. Dans une région témoin du Pacifique nord, la vitesse de phase de ces ondes est estimée à  $8 \text{ cm.s}^{-1}$  avec une période de l'ordre de 35 jours. La taille des ces ondes est de l'ordre du rayon interne de déformation. Ces ondes frontales nourrissent en énergie cinétique le champ plus lent qui les supporte, et qui se propage vers l'ouest à une vitesse de phase légèrement plus rapide que les ondes longues baroclines (en cohérence avec les observations satellitaires). Cette variabilité de méso-échelle, plus lente, contient l'essentiel de l'énergie cinétique de surface pour des échelles plus grandes que les ondes frontales et plus petites que l'échelle de Rhines. Les ondes frontales sont susceptibles d'être sous-échantillonnées dans le signal altimétrique, ce qui pourrait expliquer pourquoi les diagnostics de cascade inverse temporelle sont sensiblement différents dans les observations par rapport aux modèles (voir annexe B).

Nous montrons enfin que la cascade inverse temporelle d'énergie cinétique est aussi à l'oeuvre dans NEMO  $1/4^\circ$  mais avec une intensité réduite par rapport au  $1/12^\circ$ . Cela est cohérent avec l'étude de la section 3.2 qui montre une augmentation de la variabilité intrinsèque basse-fréquence lors du passage  $1/4^\circ \rightarrow 1/12^\circ$ . Nous suggérons que cette différence pourrait être due à la sous-estimation de l'instabilité barocline à haute-fréquence petite-échelle dans le  $1/4^\circ$ , procurant ainsi moins d'énergie cinétique disponible pour être transférée vers des échelles de temps plus longues et plus grandes.



# Inverse cascades of kinetic energy as a source of intrinsic variability : global OGCM study

Guillaume Sérazin<sup>1,2,3</sup>, Thierry Penduff<sup>1</sup>, Brian Arbic<sup>4</sup>, Malte Müller<sup>5</sup>,  
Laurent Terray<sup>2</sup>, Bernard Barnier<sup>1</sup>, Jean-Marc Molines<sup>1</sup>

<sup>1</sup> CNRS, LGGE (UMR5183), Grenoble, France

<sup>2</sup> Sciences de l'Univers au CERFACS, CERFACS/CNRS, URA1857, Toulouse, France

<sup>3</sup> Université Paul Sabatier, Toulouse, France

<sup>4</sup> Department of Earth and Environmental Sciences, University of Michigan, Ann Arbor, Michigan

<sup>5</sup> Research and Development Department, Norwegian Meteorological Institute, Oslo, Norway

## Abstract

Two multi-decadal  $1/12^\circ$  global ocean/sea-ice simulations are used to characterize the spatio-temporal inverse cascade of kinetic energy (KE), its relationship with the scales of the intrinsic oceanic variability studied in a previous paper, and its sensitivity to the low-frequency (periods  $T > 1$  year) and synoptic atmospheric forcing. Scale interactions associated with nonlinear relative vorticity advection are evaluated using cross-spectral analysis in the frequency-wavenumber domain from sea-level anomaly (SLA) timeseries. The cross-spectral analysis is applied within 4 eddy-active midlatitude regions having large intrinsic variability spread over a wide range of scales. Surface ocean geostrophic KE is shown to spontaneously cascade towards larger space and time scales over these 4 regions in a simulation driven by a repeated climatological forcing. Analysis of a fully-forced hindcast shows that low-frequency and synoptic atmospheric forcing barely affects this inverse KE cascade. The spatio-temporal inverse cascade feeds timescales that extend up to interannual-to-decadal (depending on the region considered), and space scales ranging between the deformation radius-like scales and the Rhines scale. Other nonlinear processes might have to be invoked to explain the longer timescales of intrinsic variability, which have a substantial imprint on KE at midlatitudes.

The temporal and spatial inverse cascades are part of a global process that involves wave-eddy interactions, which transfer KE from high-frequency Frontal Rossby Waves (FRWs), probably generated by baroclinic instability, towards the lower-frequency westward-propagating mesoscale eddy field. The mesoscale eddies provide local gradients of potential vorticity that support short Doppler-shifted FRWs. In the midlatitude North Pacific, FRWs have timescales shorter than 2 months and might be subsampled by altimetric observations, perhaps explaining why the temporal inverse cascade deduced from models and mapped altimeter products can be quite different in certain oceanic regions.

The temporal inverse cascade is also at work in a coarser-resolution  $1/4^\circ$  simulation, albeit with a weaker intensity; this is consistent with the weaker intrinsic variability of SLA found at  $1/4^\circ$  in a previous study by the authors.

## 5.1 Introduction

Baroclinic and barotropic instabilities in the ocean spontaneously generate a complex mesoscale eddy field on spatial scales of order 10-100 km. This mesoscale eddy field is now resolved (at least partly) in many ocean general circulation models (OGCMs), whose increased resolution has led to substantially improved eddy kinetic energy (EKE) levels and mean current positions relative to observations (Penduff et al., 2010; Bryan, 2013). The mesoscale eddies, whose effects are no longer parameterized, strongly interact with the general circulation as suggested in idealized studies (e.g. Holland, 1978). These eddies not only modify the spatial structure of the large-scale flow, but they also contribute to the spontaneous generation of low-frequency oceanic intrinsic variability, such as the vacillation of eastward jets (Holland and Haidvogel, 1981).

Quantifying the exact nature of eddy-driven low-frequency variability is still a topic of ongoing research. Using process-oriented quasi-geostrophic models in double-gyre configurations, some authors have shown that resolving the nonlinear eddy field is a necessary condition for shaping the large-scale intrinsic variability modes of eastward jets (Dewar, 2003; Hogg and Blundell, 2006; Berloff et al., 2007a,b). The process involved in these four studies is the rectification of a slowly-varying flow by eddy potential vorticity fluxes. Other studies, based on Dynamical System Theory concepts, suggest that the mesoscale activity acts as a background noise, able to trigger spontaneous transitions between basin-scale modes in the system through Hopf and homoclinic bifurcations (Simonnet and Dijkstra, 2002; Dijkstra and Ghil, 2005; Pierini, 2006, 2011). It is likely that these two paradigms provide complementary views on this eddy-driven low-frequency variability, but few studies have thus far attempted to reconcile the two of them. More recently, Arbic et al. (2012, 2014, hereafter A12 and A14) suggested another, potentially complementary, paradigm. A12 and A14 discuss the possibility that the nonlinear advection of relative vorticity (NLA) drives intrinsic oceanic variability through a “temporal inverse cascade” of mesoscale kinetic energy (KE) alongside the more familiar spatial inverse cascade.

Turbulent cascades and inertial ranges in the spatial, or wavenumber, domain have been examined for three-dimensional flows in the pioneering work of Kolmogorov (1941), and for two-dimensional turbulence in later work (Batchelor, 1953; Fjortoft, 1953; Kraichnan, 1967, 1971). Adding the Coriolis force and stratification in the equations leads to the problem of geostrophic turbulence, which is still a topic of active investigation. The classical theory of geostrophic turbulence (Charney, 1971; Fu and Flierl, 1980; Hua and Haidvogel, 1986; Salmon, 1998) predicts that total (kinetic plus potential) baroclinic energy undergoes a forward cascade towards larger wavenumber, followed by a barotropization of the flow around deformation radius-like scales. The barotropic energy, fed from the baroclinic energy, then cascades towards smaller wavenumber until it is arrested by the  $\beta$  effect or bottom friction. The existence of an inverse cascade of surface oceanic KE to larger spatial scales has been highlighted using the framework of spectral KE fluxes computed in Fourier (wavenumber) space from satellite altimeter data (Scott and Wang, 2005, hereafter SW05). Assuming that the surface signal seen by altimeters principally reflects the first baroclinic mode (Wunsch, 1997), SW05 interpreted this observed inverse cascade of kinetic energy as being essentially baroclinic. Using a two-layer quasi-geostrophic (QG) simulations, Scott and Arbic (2007, hereafter SA07) argued that baroclinic KE undergoes an inverse cascade alongside the barotropic KE inverse cascade, without violating the classical predictions of a forward cascade of total baroclinic energy.

A12 and A14 applied the framework of spectral KE fluxes utilized in SW05 and SA07 to the frequency- and frequency-wavenumber domain analysis of ocean models. A related

frequency-wavenumber approach was taken in earlier atmospheric studies, which employed cross-spectral analyses to characterize nonlinear interactions due to momentum advection (Hayashi, 1980, 1982; Sheng and Hayashi, 1990a,b). The frequency-wavenumber framework is useful for investigating the interactions made by NLA between high and low-frequency motions. A12 and A14 demonstrated the existence of a spatio-temporal inverse cascade of surface KE in both QG models and in strongly eddying regions of realistic-domain high-resolution ocean models. However, A12 and A14 frequency- and frequency-wavenumber analyses of temporal inverse cascade from gridded satellite altimetry products yielded less clear results, likely because of the relatively coarse spatial and temporal sampling of satellite altimeter data.

The nature and characteristics of the spatio-temporal cascade are still poorly-known. In particular, the realistic-domain model outputs used in A12 and A14 were limited to a few years duration and therefore were not long enough to quantify the contribution of the spatio-temporal inverse cascade to very long timescales (beyond a few years). The role of the spatio-temporal inverse cascade in the spontaneous generation of low-frequency intrinsic variability, which imprints Sea Level Anomalies (SLAs) on a wide range of space and time scales (Penduff et al., 2011; Sérazin et al., 2014, hereafter S14), also needs to be diagnosed. S14 indeed suggests that the spatio-temporal inverse cascade might explain the coincidence between regions of intense mesoscale activity and regions where the turbulent ocean spontaneously generates substantial intrinsic low-frequency ( $> 1.5$  year) small-scale ( $< 6^\circ$ ) SLA variance. Here we examine the validity of this hypothesis using much longer simulations than A12 and A14 did, in order to address the contributions of NLA at longer timescales. We also examine the impact of model horizontal resolution, an important topic given that eddy-permitting ocean models ( $\sim 1/4^\circ$  resolution) are being implemented in coupled climate projection models.

In this study, we argue that the spatio-temporal inverse cascade process in the ocean involves a transfer of KE, in both space and time, between two quasi-geostrophic dynamical regimes that coexist in realistic eddying models. We thereby address the following questions : what are the space and time scales that are involved in the transfer of KE by NLA ? Does this KE cascade spontaneously occur in the ocean and is it sensitive to low-frequency and synoptic atmospheric forcing ? What is the impact of the model resolution on the KE cascade ? To address these questions we apply the spectral framework of A12 and A14 to four midlatitude regions, within 50- to 70-year simulations of a global realistic eddying ocean model. We compare the results of two  $1/12^\circ$  OGCM simulations that differ only in the frequency content of their atmospheric forcing, in order to investigate the impact of the low-frequency and synoptic atmospheric variability. To assess the impact of model resolution on the nonlinear fluxes of KE, results from the  $1/12^\circ$  simulation are compared to results from a  $1/4^\circ$  simulation.

Section 5.2 presents the numerical simulations used in this study, and describes our regions of interest as well as the spectral diagnostics we use. Section 5.3 discusses the intrinsic nature of the temporal inverse cascade and the associated arrest timescales. Section 5.4 describes the wavenumber distribution of KE spectral sources and sinks, discusses the spatial arrest scale, and distinguishes between two dynamical regimes of the flow : westward propagating eddies, and Frontal Rossby Waves. Section 5.5 investigates the impact of model resolution and the existence of the spatio-temporal cascade in a  $1/4^\circ$  simulation. Our conclusions are given in section 5.6.

## 5.2 Simulations and methodology

### 5.2.1 Numerical simulations and regions of interest

Fig. 5.1 summarizes the model outputs, taken from three OGCM experiments (dashed boxes), that we used in this study, as well as the intercomparisons (arrows) made in this study. In order to isolate the intrinsic variability spontaneously generated by the eddying ocean, we performed global climatological  $1/4^\circ$  and  $1/12^\circ$  simulations driven by a repeated mean annual cycle (i.e. with no interannual and synoptic forcing), denoted here as *I*-experiments. The  $1/12^\circ$  *I*-experiment is taken here as a reference to characterize the spontaneous inverse cascades of KE, and is compared to the  $1/4^\circ$  *I*-experiment in section 5.5 to assess the impact of resolution on the temporal cascade. In addition, we performed a  $1/12^\circ$  hindcast forced by the full range of atmospheric timescales, thus providing a link to the observed ocean. This fully-forced  $1/12^\circ$  simulation is denoted as the *T*-experiment and is able to reproduce the low-frequency variability of sea-level observed by altimetry with high accuracy (see S14’s Fig. 1). The *T*-experiment is used in section 5.3 to investigate how the full atmospheric variability influences the transfer of KE by NLA. Most of the plots of our study are made using 5 daily-mean outputs from the 70-year  $1/12^\circ$  *I*-experiment and from the 47-year  $1/12^\circ$  *T*-experiment. The interannual-to-decadal variabilities of SLA in the  $1/12^\circ$  simulations are quantified in terms of standard deviation in Fig. 5.2. As already shown in Penduff et al. (2011) and S14, the spontaneously generated SLA intrinsic variability (*I*-experiment, bottom panel) is very comparable in intensity to the fully-forced variability (*T*-experiment, top panel) in eddy-active regions, especially in the Western Boundary Currents (WBCs) and in the Antarctic Circumpolar Current (ACC).

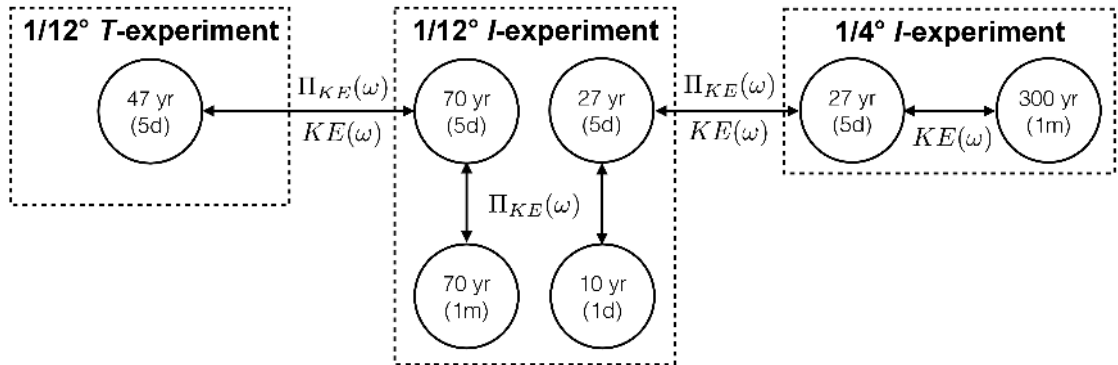


FIGURE 5.1 – Cartoon describing the intercomparisons between the three simulations (dashed boxes) using timeseries of various lengths (e.g. “47 yr”) and temporal sampling intervals (“5d” for “5 days”, “1d” for “1 day”, and “1m” for “1 month”). See text for description of *T*-experiment and *I*-experiments.  $\Pi_{KE}(\omega)$  denotes the spectral kinetic energy flux in the frequency domain (see text).

The simulations used in this study are all part of the DRAKKAR project, and all utilize the Nucleus for European Modeling of the Ocean (NEMO ; Madec, 2008) ocean/sea-ice model. The ORCA12 configuration was implemented with NEMO version 3.4 to perform the  $1/12^\circ$  *I*- and *T*-experiments, while the  $1/4^\circ$  *I*-experiment was made using the ORCA025 configuration with NEMO version 2.3. The Drakkar forcing set DFS4.4 (Dussin and Barnier, 2013) was used to force the  $1/12^\circ$  *T*-experiment over the period 1958-2012. DFS4.4 is based on monthly precipitations and daily radiative heat fluxes from satellite observations,

and on atmospheric variables (6-hourly 10-m air temperature, humidity and winds) from the ERA-40 reanalysis before 31 December 2001 and from the ERA-Interim reanalysis afterward. The method used to derive the climatological forcing of the  $1/12^\circ$   $I$ -experiment is described in Penduff et al. (2011), and ensures that the forcing functions yield very similar mean states in the  $I$ - and  $T$ -experiments (also see Grégorio et al., 2015). The climatological forcing of the  $1/4^\circ$   $I$ -experiment was derived from DFS4 (Brodeau et al., 2010), which barely differs from DFS4.4. The  $1/12^\circ$  and  $1/4^\circ$   $I$ -experiments were integrated over 85 years and 327 years, respectively.

The three simulations are discretized over 46 vertical levels with a partial cell representation of topography. The momentum advection scheme conserves energy and enstrophy (Barnier et al., 2006; Penduff et al., 2007; Le Sommer et al., 2009). A total variance diminishing (TVD) tracer advection scheme is used with an isopycnal Laplacian diffusion operator. The vertical mixing is parametrized by the TKE turbulent closure model (Blanke and Delecluse, 1993) and the convective adjustment is handled by enhancing the vertical mixing in case of static instability. More details concerning the  $1/12^\circ$  simulations may be found in Molines et al. (2014), as well as in S14 and Grégorio et al. (2015) who used the same simulations.

We primarily use 5-daily mean outputs of the  $I$ - and  $T$ -experiments to describe the spatio-temporal inverse cascade of KE. As illustrated in Fig. 5.1, results from the monthly, 5-daily and daily mean outputs of the  $1/12^\circ$   $I$ -experiment are compared in Appendix A. This comparison highlights the role of high-frequency motions in the inverse spatio-temporal cascade and justifies the use of 5-daily mean outputs to investigate the longest timescales fed by NLA. Monthly mean outputs from the 300-year  $1/4^\circ$   $I$ -experiment are used to assess the low-frequency part of the KE spectrum.

We select four midlatitude regions, illustrated by the black boxes in Fig. 5.2, where the low-frequency intrinsic variability has a large imprint on SLA and contributes to most of the total variability (see also S14) : the midlatitude North Pacific including the Kuroshio extension, the Gulf Stream extension, the Agulhas region, and the South Pacific ACC. Subsets of these four regions have been used in A14, which showed that all four regions exhibit a spatio-temporal inverse cascade (towards larger spatial and temporal scales) in hindcasts of the HYbrid Coordinate Ocean Model (HYCOM). In the present study, motivated by the likely association of long temporal scales with larger spatial scales, we extend the Kuroshio and the South Pacific ACC boxes in the zonal direction. The extension of such regions is however limited by the presence of coastlines and islands that must be excluded for the spectral analysis.

## 5.2.2 Spectral diagnostics

The geostrophic streamfunction  $\psi(x, y, t)$ , where  $x$  and  $y$  are respectively the east-west and north-south coordinates, and  $t$  is time, is computed from the spatially and temporally detrended sea-level anomalies  $\eta$  via  $\psi = \frac{g}{f}\eta$ , where  $f$  is the Coriolis parameter and  $g$  is the gravitational acceleration. The three-dimensional Fourier transform of  $\psi$  is then taken. We use the following plane wave convention with the spatial coordinates  $\mathbf{r} = (x, y)$  and the spatial wavenumbers  $\boldsymbol{\kappa} = (k, l)$  :

$$\psi(\mathbf{r}, t) = \sum_{\omega} \sum_{\mathbf{k}} \hat{\psi}(\boldsymbol{\kappa}, \omega) e^{i2\pi(\boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}, \quad (5.1)$$

where  $\omega$  denotes frequency, and  $\hat{\psi}(\boldsymbol{\kappa}, \omega)$  denotes the three-dimensional Fourier transform of  $\psi(x, y, t)$ . This convention ensures that for positive frequencies, eastward (westward) mo-

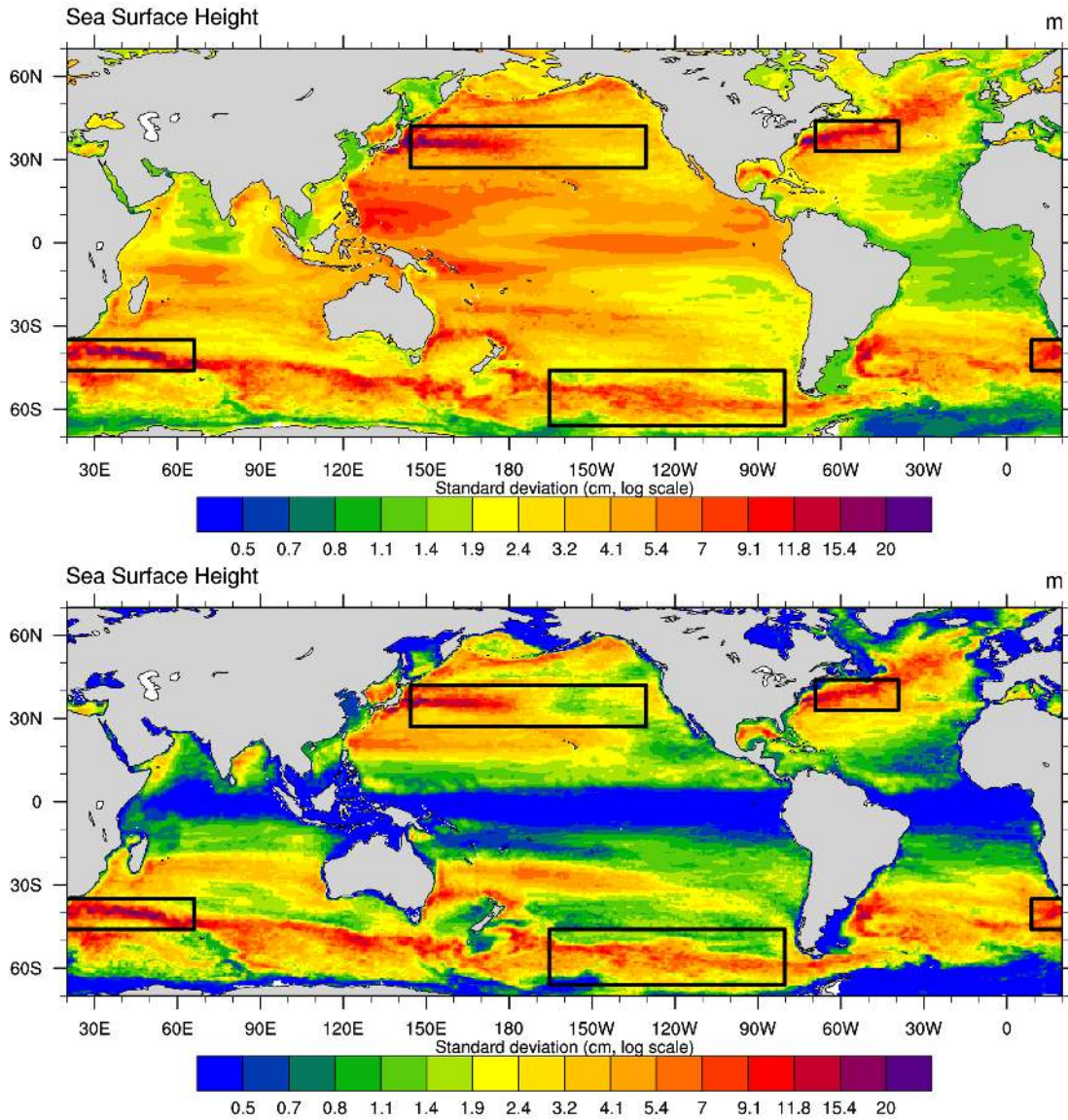


FIGURE 5.2 – Standard deviation of low-frequency ( $> 1.5$  yr) sea level anomalies from  $1/12^\circ$   $T$ -experiment (top, fully-forced variability) and  $1/12^\circ$   $I$ -experiment (bottom, intrinsic variability). The black boxes correspond to the four midlatitude regions where the spectral analysis is applied.

tions correspond to positive (negative) zonal wavenumbers, while northward (southward) motions correspond to positive (negative) meridional wavenumbers. Following standard practice in spectral analysis, we apply windows in both space and time to ensure periodic inputs for the Fourier transforms. We utilized Tukey windows as in A14. The KE spectrum,  $KE(k, l, \omega)$ , can be computed through multiplication of the Fourier transform of the geostrophic streamfunction by its complex conjugate  $\hat{\psi}^*$  :

$$KE(k, l, \omega) = \frac{1}{2}(k^2 + l^2)\hat{\psi}\hat{\psi}^*. \quad (5.2)$$

The transfer of kinetic energy  $T_{KE}(k, l, \omega)$  associated with NLA is evaluated as in A12 and A14 :

$$T_{KE}(k, l, \omega) = \text{Re}\{J(\widehat{\psi}, \widehat{\nabla^2\psi})\widehat{\psi}^*\}, \quad (5.3)$$

where the NLA term  $J(\psi, \nabla^2\psi) = \frac{\partial\psi}{\partial x}\frac{\partial(\nabla^2\psi)}{\partial y} - \frac{\partial\psi}{\partial y}\frac{\partial(\nabla^2\psi)}{\partial x}$ . While KE is the variance of the geostrophic velocity,  $T_{KE}$  is the cospectrum of NLA and the geostrophic streamfunction. A positive (negative) value of  $T_{KE}$  characterizes a local source (sink) of KE in  $(k, l, \omega)$  space.

Because spectral transfers  $T_{KE}$  are noisy, we prefer to present the integrals of the transfers here. The fluxes of KE across frequencies,  $\Pi_{KE}(\omega)$ , are computed by integrating the transfers  $T_{KE}$  over all wavenumbers and taking the anti-derivative along the  $\omega$  axis :

$$\Pi_{KE}(\omega) = \int_{\omega \leq \Omega \leq \omega_N} \left( \int_{-k_N}^{k_N} \int_{-l_N}^{l_N} T_{KE}(k, l, \Omega) dk dl \right) d\Omega, \quad (5.4)$$

where the Nyquist wavenumbers and frequency are respectively  $k_N$ ,  $l_N$ , and  $\omega_N$ . The sign of  $\Pi_{KE}$  denotes the direction of the KE cascade. A negative (positive) sign is equivalent to an inverse (direct) cascade of KE towards lower (higher) frequencies. The NLA does not create KE but redistributes it across spatio-temporal scales through triadic interactions so that the integrated effect of the NLA on the domain is zero<sup>1</sup> (i.e.  $\Pi_{KE}(0) = 0$ ). The derivative of  $\Pi_{KE}(\omega)$  yields the negative of the transfer  $T_{KE}(\omega)$  and thus provides information on the spectral sources (negative slope) and sinks (positive slope) of KE averaged over all spatial scales. The definition of  $\Pi_{KE}(\omega)$  implies that the shape and intensity of this function may be sensitive to the magnitude of KE sinks and sources at high frequencies (limited by the Nyquist frequency  $\omega_N$ ), as shown in Appendix A.

We will focus on four quantities : the frequency distribution of KE,  $KE(\omega)$ , the KE fluxes across frequencies,  $\Pi_{KE}(\omega)$ , the wavenumber distribution of sources and sinks of KE,  $T_{KE}(k, l)$ , and the wavenumber distribution of KE,  $KE(k, l)$ . Note that  $KE(\omega)$ ,  $KE(k, l)$ , and  $T_{KE}(k, l)$  are further normalized by sampling frequencies before plotting power spectral densities. Certain spectra are shown in variance-preserving form  $\omega KE(\omega)$  with a logarithmic x-axis, such that the area under the curve is proportional to the variance in particular frequency ranges.

### 5.3 Temporal inverse cascade of KE

The nonlinear surface spectral kinetic energy fluxes  $\Pi_{KE}(\omega)$  defined in (5.4) are evaluated for the *I*- and *T*- experiments over the four mid-latitude regions shown in Fig. 5.2. Fig. 5.3 shows that all four regions exhibit an obvious cascade of KE towards low-frequencies (i.e.  $\Pi_{KE}(\omega) < 0$ ) in both experiments. KE is transferred from frequencies where  $\frac{d\Pi_{KE}(\omega)}{d\omega} > 0$  towards frequencies where  $\frac{d\Pi_{KE}(\omega)}{d\omega} < 0$ . The minimum of  $\Pi_{KE}(\omega)$ ,  $\Pi_{KE}^{min}$ , denoted by the thin dashed lines in Fig. 5.3, is found at the frequency where, averaged over wavenumbers, KE sinks are compensated by KE sources. The timescales at which  $\Pi_{KE}(\omega) = \Pi_{KE}^{min}$  are rather homogeneous among the different regions, ranging from 2.5 cpy in the South Pacific ACC to 3.5 cpy for the Gulf Stream. Thus eddies with timescales shorter than 0.3-0.4 years

1. This property is true in an idealized periodic domain. It holds in our results because the periodicity of the regions of study is forced. The signals are detrended both in space and time and the boundaries are set to zero using a window function. Note that A14 has highlighted the importance of using a temporal detrending to guarantee that the flux  $\Pi_{KE}(\omega)$  converges to 0 at the lowest frequencies.

continually lose KE which then feeds motions having longer timescales. Interestingly, the minimum  $\Pi_{KE}^{min}$  is associated with the most energetic timescales (maxima of blue curves, Fig. 5.4), except in the midlatitude North Pacific region where  $\Pi_{KE}^{min}$  occurs at shorter periods than the KE maximum. The magnitude of  $\Pi_{KE}^{min}$  is not directly comparable among the different regions since it depends on the size of the domains as well as the underlying dynamics.

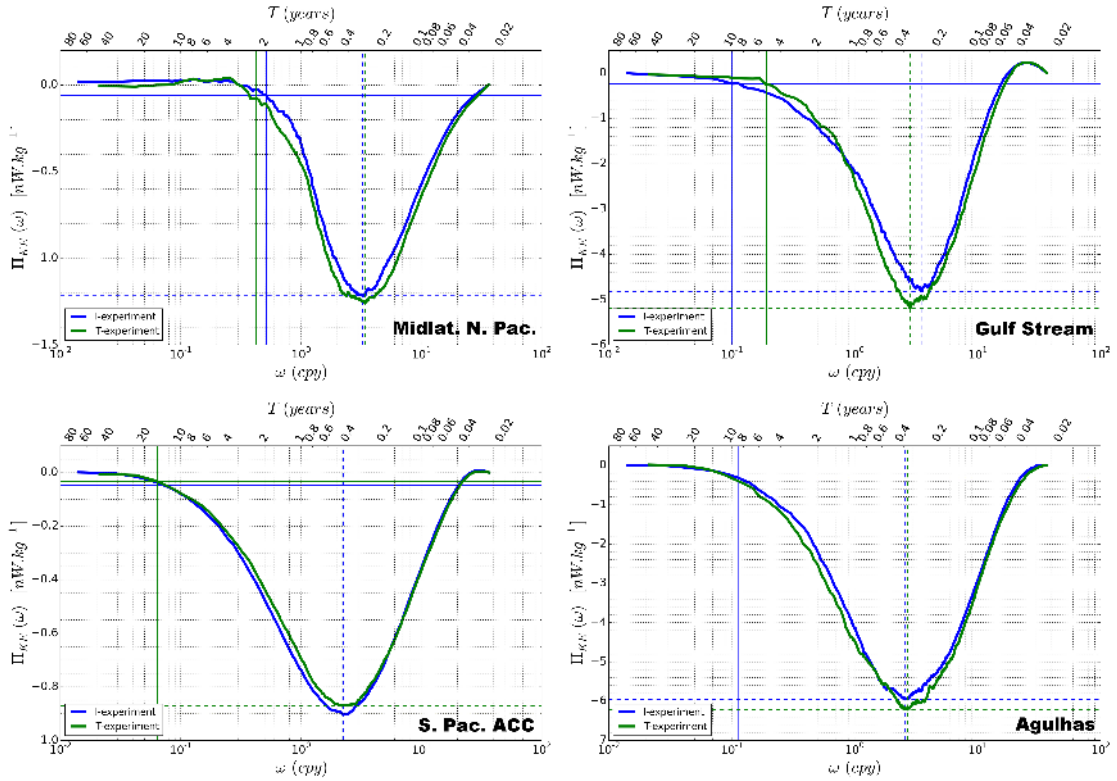


FIGURE 5.3 – Nonlinear surface spectral kinetic energy fluxes across frequencies  $\Pi_{KE}(\omega)$  in the four regions of study for the  $I$ - (blue, intrinsic variability) and  $T$ - (green, fully-forced variability) experiments. The dashed color lines indicate the value of the minimum (deepest part of the trough) and its associated timescale. The thin solid lines are similarly set at 5% of the minimum and characterize the longest timescale at which KE is injected by NLA.

### 5.3.1 Robustness to low-frequency and synoptic atmospheric forcing

The inverse temporal cascade spontaneously occurs under purely seasonal forcing within all four regions of interest ( $I$ -experiment, blue curves in Fig. 5.3). The full forcing used in the hindcast ( $T$ -experiment, green curves), which includes interannual-to-decadal and synoptic timescales, barely changes the magnitude and shape of KE fluxes across frequencies (green curves in Fig. 5.3), i.e. the inverse temporal cascade process. The largest change in  $\Pi_{KE}^{min}$ , found in the Gulf Stream region, does not exceed 10%. The atmospheric variability therefore has no significant influence on the spontaneous extraction of high-frequency



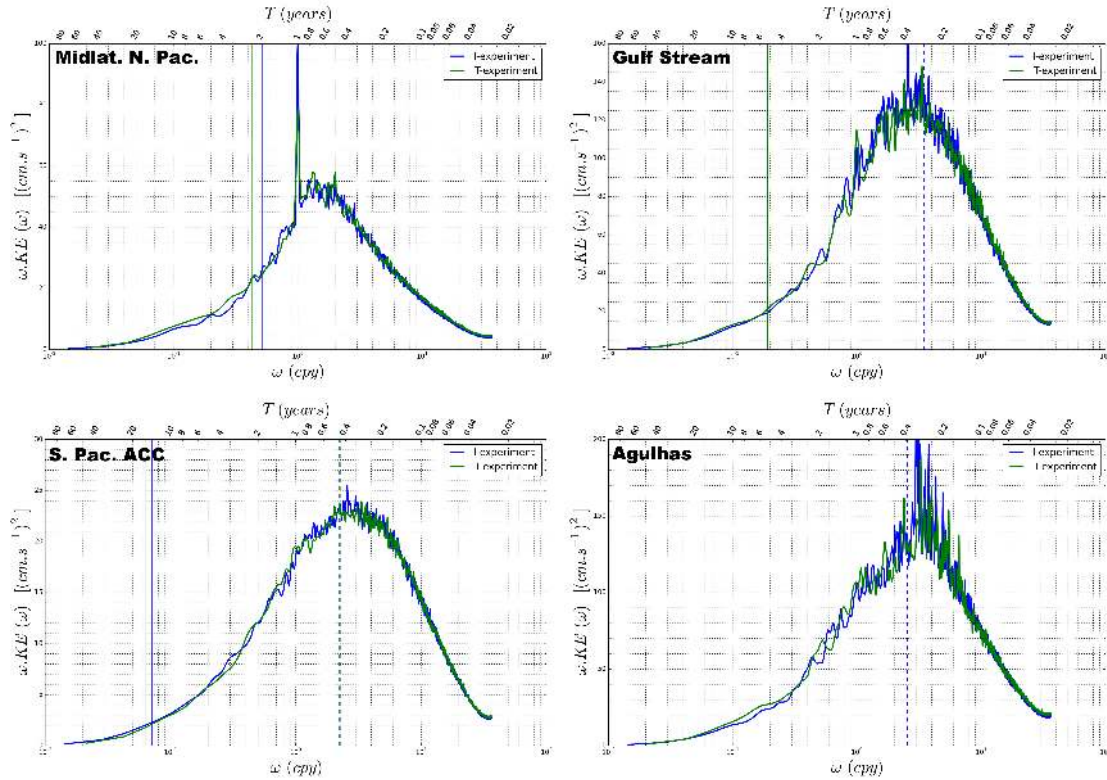


FIGURE 5.4 – Same as Fig. 5.3 but for the frequency spectra of kinetic energy. The spectra have been multiplied by  $\omega$  and are therefore in variance-preserving form. The spectra has been smoothed using a 7-point Hanning window. The thin and dashed color lines have been taken from Fig. 5.3.

KE by NLA. This KE subsequently feeds intrinsic variability at longer timescales in mid-latitude regions, regardless of the high- and low-frequency variability of the forcing.

### 5.3.2 Arrest timescale

In order to quantify the range of periods associated with the spontaneous KE inverse cascade, we define the timescale  $\tau_{NL}$ , represented by the thin solid vertical lines in Fig. 5.3, as the period where the flux reaches 5% of  $\Pi_{KE}^{min}$ . We do not claim that the timescale  $\tau_{NL}$  is an exact measure of the arrest timescale but that it gives an order of magnitude of the longest timescales fed by the inverse KE cascade<sup>2</sup>.

In the *I*-experiment (intrinsic variability, thin solid blue lines),  $\tau_{NL}$  depends on the region of study : it is close to 2 years in the midlatitude North Pacific, 10 years in the Gulf Stream area, 8.5 years in the Agulhas region, and 14 years in the South Pacific ACC. In other words, the inverse cascade directly feeds intrinsic variability up to interannual timescales in the Kuroshio extension, but feeds timescales that are close to (or longer than) decadal in the other boxes. Because of the sensitivity of  $\tau_{NL}$  to dataset features, the longest timescales fed by the inverse KE cascade may well be underestimated in the South

2. The timescale  $\tau_{NL}$  may be sensitive to the temporal resolution of the dataset because temporal averaging may disturb the shape of the spectral fluxes (see A14's filtering experiments in their Fig. 11). Appendix A shows that  $\tau_{NL}$  does not change by more than half a decade as temporal resolution and the duration of the datasets are altered.

Pacific ACC; a longer  $1/12^\circ$  experiment might be needed to better refine our estimate. The timescales  $\tau_{NL}$  do not change by more than one tenth of a decade with the full atmospheric forcing ( $T$ -experiment hindcast, thin solid green lines), except in the Gulf Stream area where  $\tau_{NL}$  reduces to 5 years instead of 10 years. These results thus suggest that regardless of the atmospheric variability, mesoscale turbulence spontaneously feeds interannual-to-decadal intrinsic variability.

It is interesting to note that in all four regions, the  $KE(\omega)$  spectra in the seasonally-forced simulation (blue curves, Fig. 5.4) exhibit substantial multi-decadal intrinsic variability (with a clear plateau in classical log-log scale, not shown here), although most of the KE is concentrated between monthly and interannual timescales. The longest timescales ( $\tau_{NL} \sim 2$  years) fed by the inverse cascade in the midlatitude North Pacific box are likely to be well captured by our analysis of this 70-year dataset : the temporal inverse cascade does not feed interannual-to-decadal intrinsic variability in this region. Nonlinear processes distinct from relative vorticity advection might therefore have to be invoked to explain this very low-frequency intrinsic variability. Large-scale baroclinic instability, which feeds multi-decadal intrinsic variability directly from Available Potential Energy (APE, Colin de Verdière and Huck, 1999; Huck et al., 2014), is a plausible example of such a process. This hypothesis is also discussed in Grégorio et al. (2015) who showed that the Atlantic Meridional Overturning Circulation is affected by multi-decadal intrinsic variability. Closing the full three-dimensional energy budget at these timescales (which would require longer simulations) would help identify other generation processes, but this lies beyond the scope of this study. The multi-decadal intrinsic variability might also originate from outside the boxes, possibly involving transport by currents and waves (e.g. non-local eddy-mean flow interactions in Chen et al., 2014).

## 5.4 Spatial inverse cascade of KE

We now integrate  $T_{KE}(k, l, \omega)$  and  $KE(k, l, \omega)$  spectra over positive frequencies  $\omega$ , in order to investigate the spectral transfer and the KE spectrum in the spatial domain. Integrating only over positive frequencies allows the distinction between westward ( $k < 0$ ) and eastward ( $k > 0$ ) propagations, as well as southward ( $l < 0$ ) and northward ( $l > 0$ ) propagations. Because the spatial transfers discussed below spontaneously occur under a seasonal forcing and are very similar with full forcing, we focus only on the 70-year 5 daily-mean  $I$ -experiment outputs.

### 5.4.1 Spatial scales of $T_{KE}(k, l)$

Fig. 5.5 shows the KE transfers (left) and spectra (right) as a function of zonal and meridional wavenumbers  $(k, l)$  in the midlatitude North Pacific (top) and Gulf Stream (bottom) boxes. These regions share striking similarities : blue areas in left panels show that nonlinear sinks of KE are concentrated in eastward motions (tilted slightly poleward) with spatial scales ranging between 1 and 2-3 times the local deformation radii  $L_D$  ( $L_D$  is represented by the dashed curves). Red areas show that KE sources are concentrated in westward motions (tilted slightly equatorward) with larger spatial scales, close to those of mesoscale eddies (wavelength  $\lambda \sim 500$  km, twice the diameter of an eddy). Because NLA only redistributes KE across scales via triad interactions, such distributions of sinks and sources imply a net inverse cascade of KE from small to large scales, as already noticed in previous observational and OGCM-based studies (e.g. SW05, A12, A14, Tulloch et al., 2011).

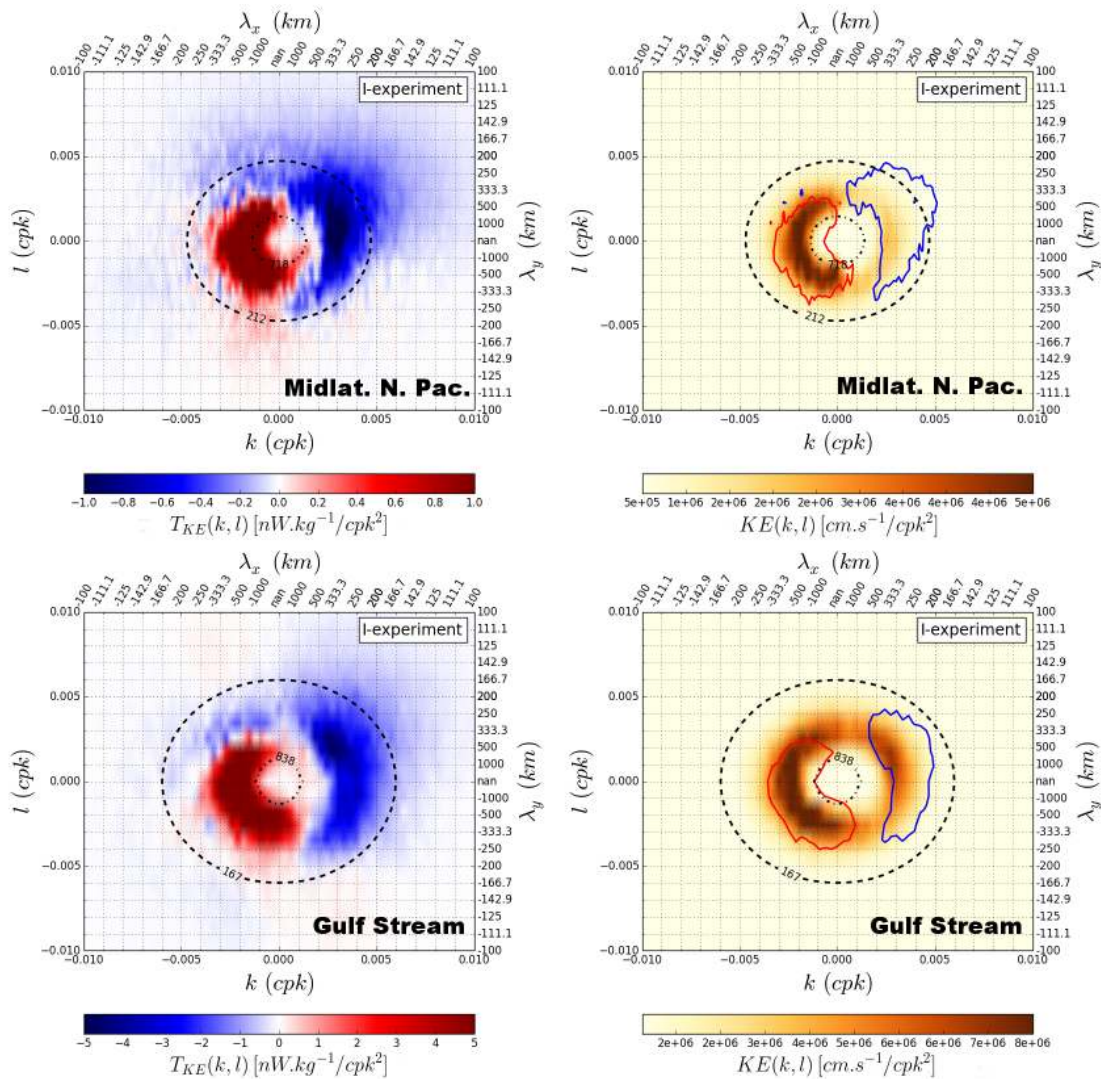


FIGURE 5.5 – Nonlinear spectral transfer  $T_{KE}(k, l)$  (first column) and spectra  $KE(k, l)$  (second column) in the zonal and meridional wavenumber ( $k, l$ ) space from the  $1/12^\circ$   $I$ -experiment, in the midlatitude North Pacific region (top) and in the Gulf Stream region (bottom). Two contour values from the transfer field, with isovalues of  $0.4/2$  (red curve) and  $-0.4/-2$  (blue curve)  $nWkg^{-1}/km^{-2}$  in the North Pacific/Gulf Stream, are added on the corresponding spectra of KE. The dashed and dotted curves correspond to  $2\pi$  times the internal deformation radius and Rhines scale, respectively. All results taken from the  $1/12^\circ$   $I$ -experiment.

A novel feature of our analysis is the east/west asymmetry of KE sources and sinks, and the corresponding asymmetry in KE spectra. The westward-travelling features that are fed by nonlinear interactions (red contours in the right part of Fig. 5.5) also have large KE levels. Therefore the spatial inverse cascade of KE could well explain the KE spectral asymmetry, at least in the absence of other sources of KE.

While investigating the seasonal modulation of EKE in the South Pacific Subtropical Countercurrent, Qiu et al. (2008) performed a comparable (albeit limited to the wavenumber domain) spectral analysis on altimeter data, and a linear stability analysis of baroclinic

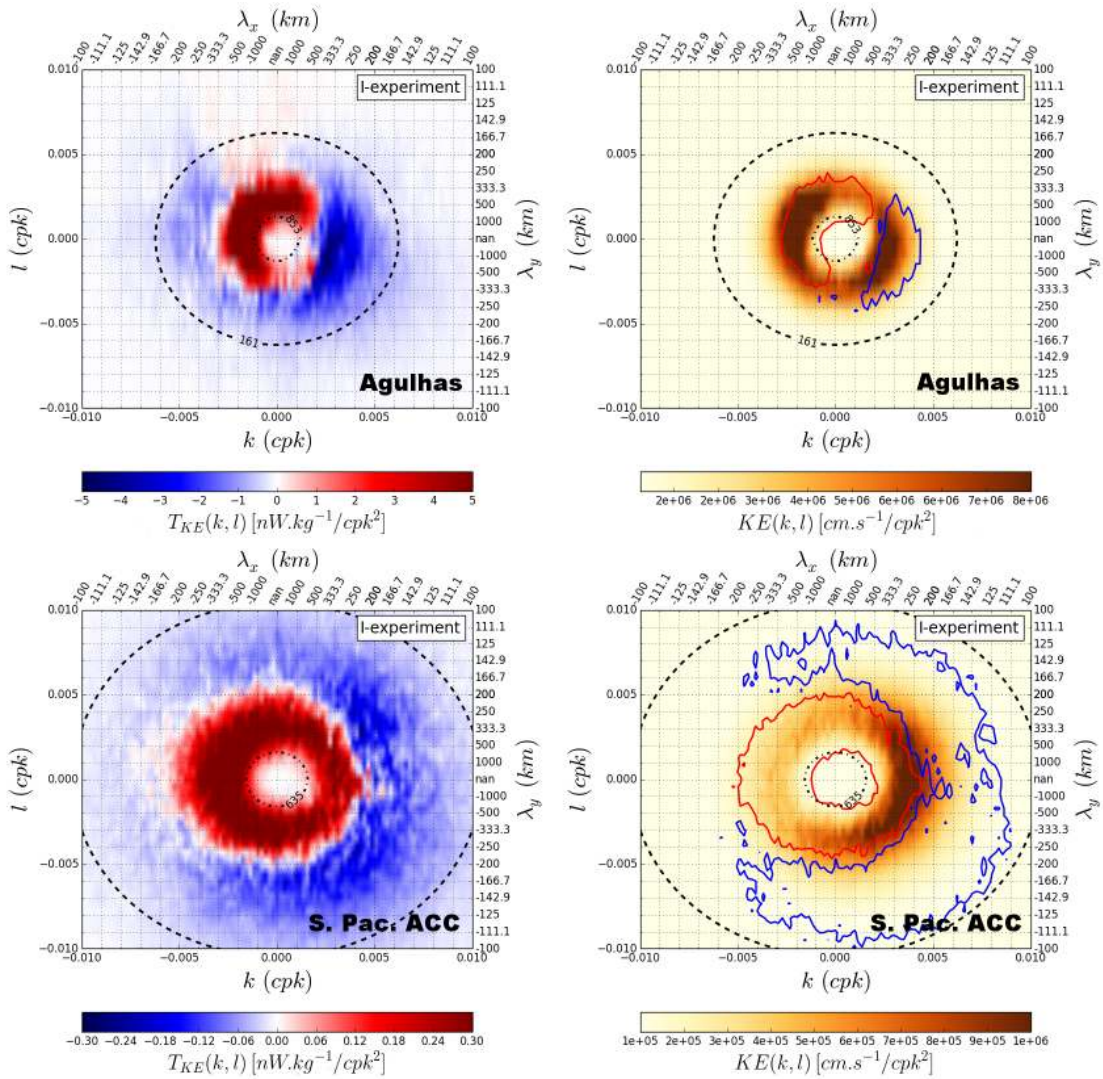


FIGURE 5.6 – Same as Fig. 5.5 but in the Agulhas region (top) and in the South Pacific ACC (bottom). The contour lines show isovalues of  $2/0.1$  (red curve) and  $-2/0.05$  (blue curve)  $nWkg^{-1}/km^{-2}$  in the Agulhas/ACC.

instability based on a 2.5-layer reduced gravity model. They showed that the wavenumbers over which KE is extracted by NLA coincide with those where perturbations are baroclinically unstable and are likely to produce EKE from APE. Based on linearized QG equations with a continuous stratification, Tulloch et al. (2011) performed a similar local baroclinic instability analysis on the Ocean Comprehensible Atlas (OCCA, Forget, 2009). In the Gulf Stream region, they predict two unstable wavenumber ranges with scales ranging between 1 and 2 times the internal deformation radius (see their Fig. 4's top panels). One of their wavenumber ranges corresponds to eastward motions, and coincides with those where KE is extracted in our *I*-experiment outputs (Fig. 5, blue area in the left bottom panel). A possible mechanism at work in our simulations could thus consist of baroclinic instability feeding eastward-propagating KE, which is then transferred to larger-scale (mesoscale) westward-propagating motions via triad interaction through NLA. Verifying this hypothesis would require a more complete stability analysis of our simulations, which lies beyond the scope of this study and is left for the future.

The results in the Agulhas region (top of Fig. 5.6) are consistent with the Gulf Stream and midlatitude North Pacific cases in several aspects : KE sources (sinks) are predominantly found in westward (eastward) motions slightly tilted equatorward (poleward) ; KE sources are found at larger scales than KE sinks, and are superimposed with a KE maximum ; eastward-propagating KE sinks have scales ranging between 1 and 2-3 times the local deformation radii. Eastward propagating eddies are associated with a particularly large KE peak, which contrasts with the midlatitude North Pacific and Gulf Stream regions in which KE is essentially concentrated in westward motions. The substantial KE of eastward motions in the Agulhas region is likely due to the advection of mesoscale eddies by the strong eastward mean flow found in this region.

In the South Pacific ACC (bottom of Fig. 5.6), the spatial inverse cascade also transfers KE from the 1 to 2-3 deformation radii range of scales toward larger scales. However, other features of the South Pacific ACC are somewhat different from the three WBC regions. KE sources and sinks are more symmetrically distributed along the east-west axis, and the South Pacific ACC spectrum exhibits a single, strong KE maximum in mesoscale eastward motions (likely due to strong advection). The KE sinks (blue,  $L < 250\text{km}$ ) mostly take place within these strong eastward-propagating eddies, and the KE sources (red,  $L > 250\text{km}$ ) feed both strong eastward-propagating motions and weaker westward-propagating motions. The spatial inverse cascade is thus also at work in this region, but it is possible that the westward-propagating large-scale features that are fed by the process are more strongly dissipated than elsewhere. Our results in the South Pacific ACC region must be considered with caution because the injection of KE by baroclinic instability might not be well represented as the model barely resolves the deformation radius in this region. Thus the unstable baroclinic modes that develop in the model ACC might be somewhat larger than in the real ocean. Further assessing the contribution of the spatial inverse cascade in the ACC would require further diagnostics (e.g. stability analysis, spectral diagnostic of the transfer of APE to EKE, regional study at higher resolution), which are left for future studies.

## 5.4.2 Spatial arrest scale

In the three WBC regions discussed above, the spatial inverse cascade extracts KE from eastward-propagating eddies and injects it into larger-scale westward-propagating mesoscale eddies. The KE peaks and KE sources corresponding to the latter structures are found at scales that remain shorter than the Rhines scale, defined as  $L_R = 2\pi\sqrt{\frac{2U_{RMS}}{\beta}}$ , where  $U_{RMS}$  is the root mean square of the absolute velocity and  $\beta$  is the planetary vorticity gradient, averaged over the boxes (dotted curves). A similar result holds for the South Pacific ACC box where no KE is transferred by NLA towards scales larger than  $L_R$ . These results thus suggest that  $L_R$  may well describe the spatial arrest scale of the spatial inverse cascade in the four regions studied in Fig. 5.5 and Fig. 5.6. This feature is consistent with the classical theory of waves and geostrophic turbulence established in the barotropic case (Rhines, 1975) : NLA cascades KE towards larger scales up to  $L_R$ , where the linear dynamics of Rossby waves become predominant and arrest the cascade. Using a different metric to characterize the largest scales fed by NLA<sup>3</sup>, SW05 also discussed the

---

3. The conclusions of SW05 were based on a definition of an spatial arrest scale related to the nonlinear spectral fluxes. By analogy with the temporal case in section 5.3, a definition of an spatial arrest scale based on the nonlinear spectral fluxes yields results that depend on the spatial and temporal resolution inherent in the construction of satellite altimeter products (see A14's filtering experiments and their Fig. 10). Our study is based on  $T_{KE}(k, l)$ , whose shape at large scales does

Rhines scale as a potential limit of the spatial inverse cascade but did not find it relevant for high latitudes.

Although  $L_R$  may well describe the largest spatial scales fed by NLA in our regions of study, Sukoriansky et al. (2007) have argued that the  $\beta$  effect is not likely to act as a sink of KE arresting the spatial inverse cascade. Rather, they show that the  $\beta$  effect may render the cascade more anisotropic, somewhat consistent with the asymmetry of  $T_{KE}(k, l)$  noticed in Fig. 5.5 and Fig. 5.6 (except for the South Pacific ACC). They describe the oceanic flows as lying between two different regimes characterized by different values of  $L_R$ : a  $\beta$ -dominated *zonostrophic* flow organized along alternating zonal jets with a strongly anisotropic KE spectrum (Galperin et al., 2006, 2008), and a friction-dominated flow where the nonlinear scale interactions are isotropic and similar to those occurring in purely two-dimensional flows. Because the  $\beta$  effect is not included in the QG model used by A12 and A14, the spatial inverse cascade at work in their QG experiments might be isotropic and somewhat different from the spatial inverse cascade diagnosed in OGCM experiments.

Because  $\beta$  may not be the ultimate sink of surface KE at large scales, KE sinks may have to be provided by other mechanisms. According to the two-layer QG study of SA07, it is likely that baroclinic KE is both transferred to larger scales and down the water column by barotropization. Barotropization reduces the surface KE and introduces an energy dissipation pathway via bottom friction. This KE transfer from the baroclinic mode to the barotropic mode was also shown to exist in a two-layer  $\beta$ -plane square basin model (Straub and Nadiga, 2014). Rather than arresting the cascade, the  $\beta$  effect might increase the effectiveness of the barotropization process (Venaille et al., 2012), and might explain why surface KE is not seen at scales larger than  $L_R$  in our experiments. In our study, it is not possible to conclusively determine the respective impacts of the  $\beta$  effect on the arrest scale of the cascade, on the barotropization process, and on bottom friction. This would require further spectral diagnostics, which are left for future studies, to assess the contribution of these terms to the surface KE.

Finally, our analysis of the  $1/12^\circ$  I-experiment also confirms that the range of spatial scales fed by the spatial inverse cascade is modest (about one decade), consistent with Tulloch et al. (2011). This range is also narrower than the range of timescales fed by the temporal inverse cascade (up to one and a half decade), as already noticed by A14.

### 5.4.3 Two dynamical regimes

We now focus on the midlatitude North Pacific box and split the previous analysis into two distinct frequency bands. We integrate the KE transfers over low to medium frequencies ( $T > 2 \text{ months}$ ), and over high frequencies ( $T < 2 \text{ months}$ ). The integration is done only for positive frequencies, so that the information about the propagation directions is retained. This split aims at highlighting two distinct regimes of quasi-geostrophic motions, between which KE is exchanged by NLA. The cutoff frequency is chosen smaller than the frequency associated with  $\Pi_{KE}^{min}$  (see section 5.3) so that high-frequencies mainly include KE sinks. Note that the spontaneously generated SLA features at timescales shorter than 2 months were not included in S14's previous study, which used monthly dataset, of intrinsic variability.

---

not depend on small scale KE contrary to the nonlinear fluxes, and may therefore be less sensitive to spatial and temporal resolution of the dataset.

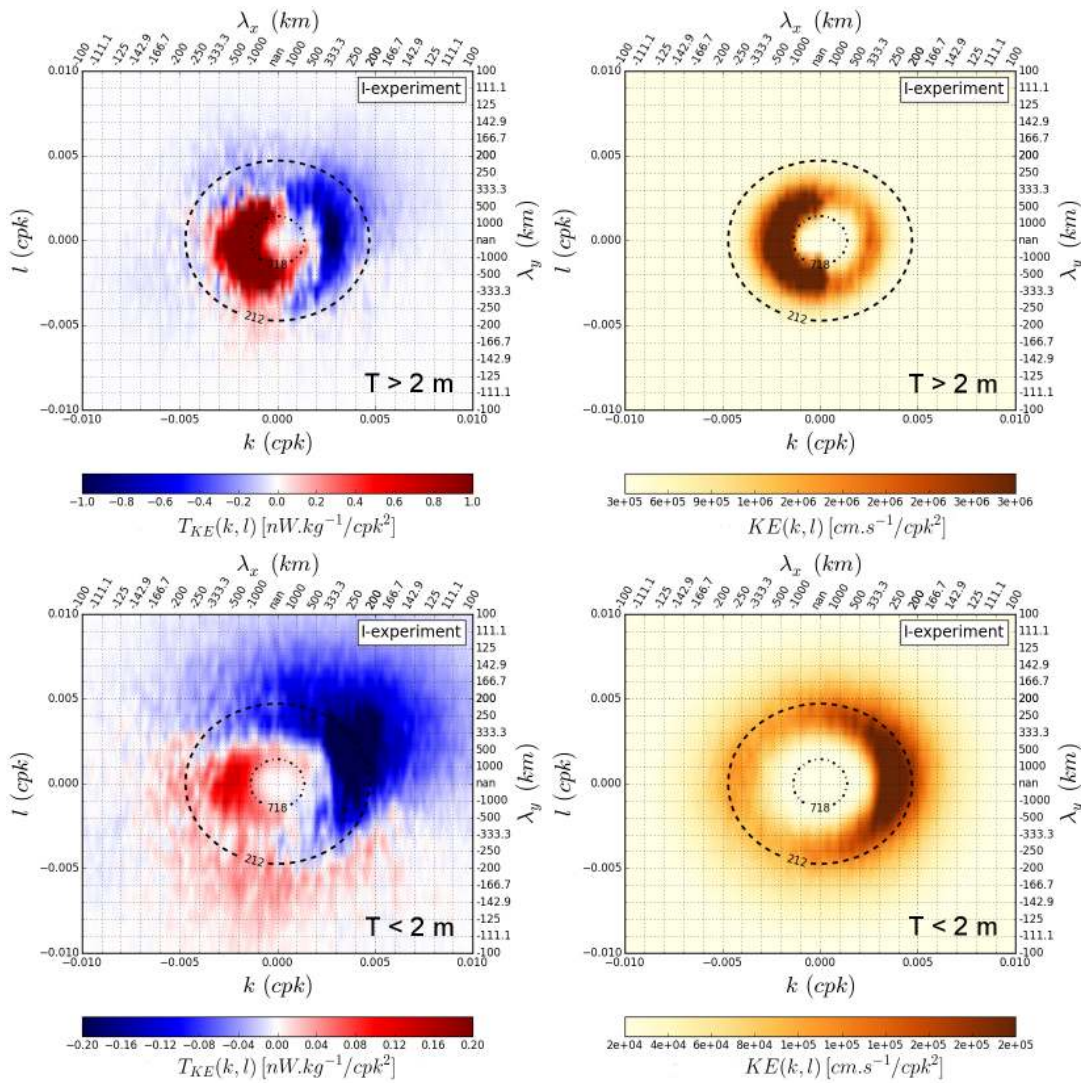


FIGURE 5.7 –  $T_{KE}(k, l)$  and  $KE(k, l)$  spectra in the midlatitude North Pacific box integrated over two different frequency bands : low to medium frequencies ( $T > 2$  months, top) and high frequencies ( $T < 2$  months, bottom). All results taken from the  $1/12^\circ$   $I$ -experiment.

### Westward-propagating eddy field

Low to medium frequency motions ( $T > 2$  months, Fig. 5.7's top right panel) contribute to most of the total KE as they contain ten times more KE than high frequency motions ( $T < 2$  months, Fig. 5.7's bottom right panel, different colorbar scale). Low to medium frequency motions ( $T > 2$  months) propagate westward and their scales range between 1.5 times the deformation radius and the Rhines scale (Fig. 5.7's top right panel). Their westward propagation is illustrated by the black contours in the time longitude plot of Fig 5.8 and the dashed-dotted red line that depicts a phase speed of  $3 \text{ cm.s}^{-1}$ , thereby consistent with the observed propagation speed of oceanic mesoscale eddies (Chelton et al., 2007, 2011) and slightly larger than the phase speed of long Rossby waves in this region (about  $2 \text{ cm.s}^{-1}$ , see also Chelton and Schlax, 1996). These motions are fed by NLA because they are associated with the clearly predominant spectral sources of KE in the same

spectral regions (red values, Fig. 5.7's top left panel) at timescales longer than 2 months, larger than the KE spectral sinks (blue values, same plot) in eastward motions.

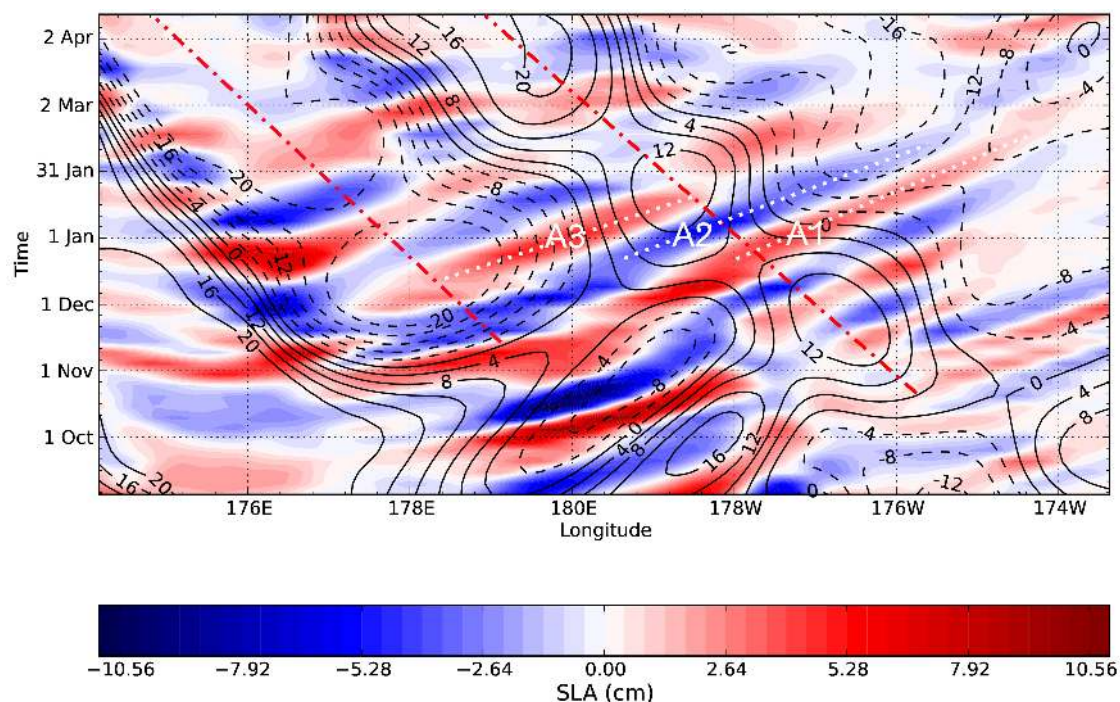


FIGURE 5.8 – Time-longitude plot of low- and medium-frequency ( $T > 2$  m, black contours) and high-frequency ( $T < 2$  m, colors) parts of intrinsic SLA at  $37.5^\circ\text{N}$  in the North Pacific box from the  $1/12^\circ$   $I$ -experiment, shown over periods typical of the dynamics (years 16 and 17). Red dashed-dotted lines show the westward propagation of medium- and low-frequency anomalies, and white dashed lines illustrate the eastward propagation at high frequencies. Individual structures A1, A2 and A3 are marked and may be seen also in Fig. 5.9.

### Downstream-propagating Frontal Rossby waves

At high-frequencies ( $T < 2$  months), spectral KE sources almost vanish and give way to spectral sinks, which predominate in this frequency band and extract KE from small, eastward-propagating motions (Fig. 5.7's bottom left panel). These small-scale high-frequency motions range between 1 and 1.5 the deformation radius (200-300 km) and propagate downstream the slowly-varying currents (white dashed lines in Fig. 5.8). In Fig. 5.9, we focus on SLA snapshots of a particular area of the midlatitude North Pacific region (i.e.  $170^\circ\text{E}$ - $173^\circ\text{W}$   $34^\circ\text{N}$ - $41^\circ\text{N}$ ), taken at different time intervals, where two cases of propagation are highlighted. The small-scale high-frequency SLA A1, A2, A3 features (colors) propagate downstream along a quasi-zonal current, characterized by a strong, slowly-varying gradient of SLA (black contours). The B1, B2 features propagate along the radial SLA gradient surrounding a mesoscale eddy. The slowly-varying SLA gradients are associated with strong gradients of potential vorticity (not shown here) that seem to support the wave propagation. When averaged over the midlatitude North Pacific region, the propagation of the small-scale high-frequency motions is dominantly eastward as depicted by the spectral KE distribution in Fig 5.7's bottom right panel.



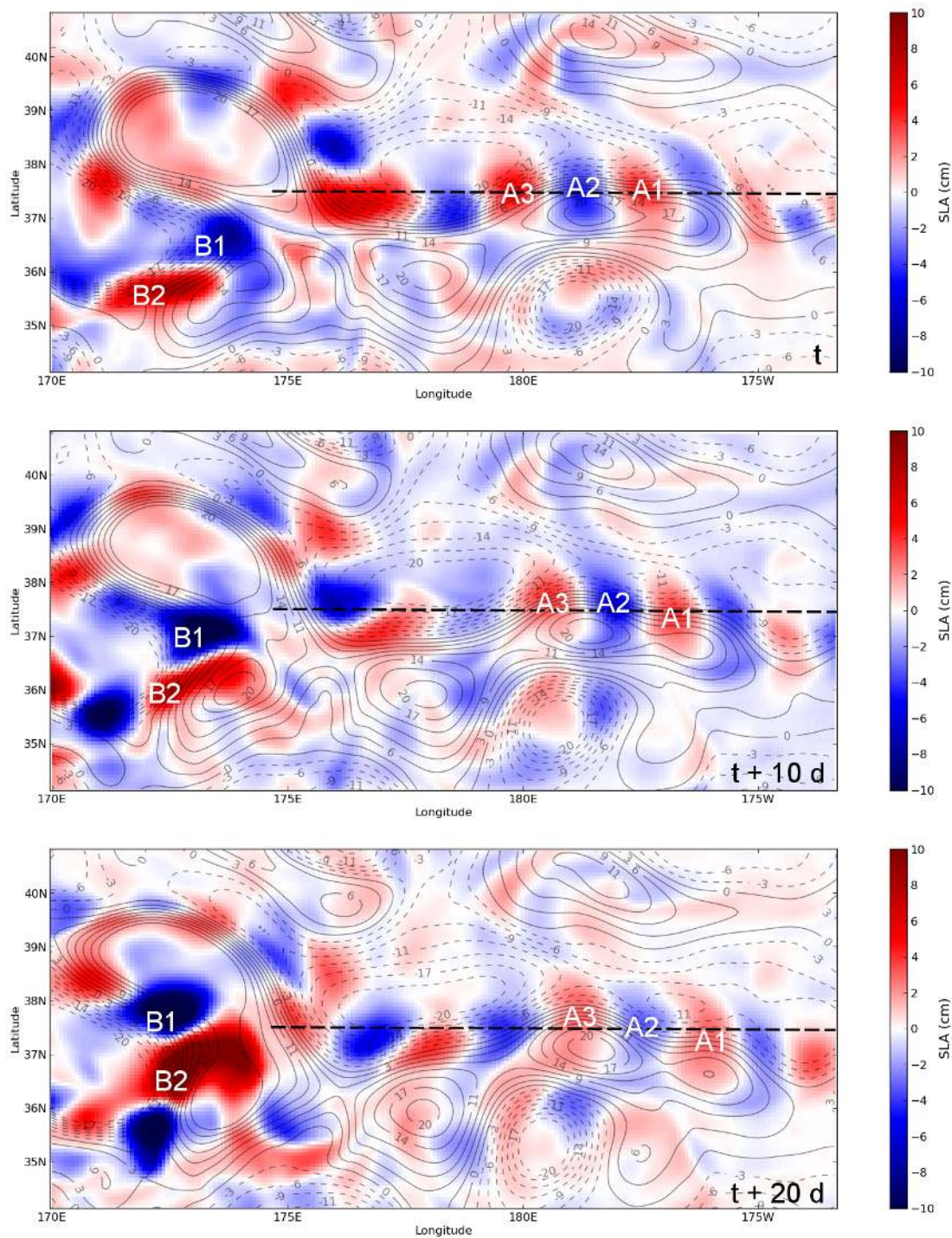


FIGURE 5.9 – Three snapshots of intrinsic SLA at 10 day intervals in the North Pacific. Black contours correspond to low and medium frequencies ( $T > 2m$ ) and colors correspond to high frequencies ( $T < 2m$ ). The black dashed lines correspond to the section where the time-longitude plot of Fig. 5.8 is taken. Individual structures A1, A2, A3, B1 and B2 are marked to highlight the downstream propagation of the high-frequency anomalies; A1, A2 and A3 may be seen also in Fig. 5.8.

Far from being a model artifact, the B1 and B2 features are similar to Vortex Rossby Waves, which have been theorized to explain the spiral bands in atmospheric tropical cyclones (Montgomery and Kallenbach, 1997; McWilliams et al., 2003) and have been recently observed on an oceanic midlatitude vortex, west of Hawaii (Chavanne et al., 2010). Such a theory is however not appropriate to explain the propagation of the A1, A2 and A3 features along a zonal SLA front. The small-scale high-frequency features noticed in Fig. 5.9 are thus termed Frontal Rossby Waves (FRWs) and have been thought of a generalization of Vortex Rossby Waves to any slowly-varying potential vorticity front. We assume that a slowly-varying zonal front, associated with a local gradient of relative vorticity  $\partial_y \bar{\zeta}$  much larger than the planetary vorticity gradient  $\beta$ , may support the local propagation of FRWs. Under this assumption, the zonal phase speed of FRWs  $c_p^x$  may be derived for a slowly-varying zonal flow with an equivalent barotropic model :

$$c_p^x = \bar{u} - \frac{\partial_y \bar{\zeta} + \beta + \bar{u}/L_D^2}{k^2 + l^2 + 1/L_D^2}, \quad (5.5)$$

where  $\bar{u}$  denotes the slowly-varying zonal velocity, and  $L_D$  denotes the internal deformation radius of the first baroclinic mode. The full derivation of (5.5) is detailed in Appendix B. For simplicity, the impact of the vertical structure in  $\bar{u}$  and  $\bar{\zeta}$  is ignored in this equivalent barotropic model, which takes  $\bar{u}$  and  $\bar{\zeta}$  from the surface fields.

We investigate the validity of (5.5) along the quasi-zonal front at 37.5 °N depicted as a black dashed line in Fig. 5.9. We discuss the different quantities of (5.5) over the spatio-temporal window covering the period from December 1st 0016 to January 31st 0017 of the *I*-experiment and the longitudes from 178 °E to 175 °E, i.e. the area where the eastward propagation is obvious in Fig. 5.8. Along this section at 37.5 °N, the meridional gradient of relative vorticity  $\partial_y \bar{\zeta}$  is at least 10 times larger than the planetary vorticity gradient  $\beta$ , and has the same order of magnitude and the same sign as the vortex stretching term  $\bar{u}/L_D^2$ .

Let us look more closely at the anomaly A1 which has a zonal wavelength of 230 km and will be assumed isotropic. We compute the zonal phase speed of A1 using (5.5) and the result is a Doppler shift of A1 that propagates eastward with a mean phase speed of  $7.7 \pm 2.3 \text{ cms}^{-1}$ . The eastward zonal flow  $\bar{u}$  is about  $31 \pm 13 \text{ cms}^{-1}$  and dominates the rightmost term in (5.5). The computed phase speed  $c_p^x$  of A1 is consistent with the phase speed inferred from the time-longitude plot in Fig. 5.8, which is about  $8 \text{ cms}^{-1}$ . Note that such phase speeds have the same order of magnitude as the phase speed of FRWs trapped on a mesoscale eddy west of Hawaii and measured with ADCP observations (i.e.  $8 - 9 \text{ cms}^{-1}$ , Chavanne et al., 2010). The period of the anomaly A1 computed from equation (5.5) is  $35 \pm 10$  days, while a direct measure in Fig. 5.8 gives a period of about 40 days. Thus, equation (5.5) reasonably describes the features and propagation of FRWs along the slowly-varying SLA front at 37.5 °N.

To sum up, the spectral analyses from the *I*-experiment show that the high-frequency small-scale FRWs are intrinsic, and potentially generated by baroclinic instability since their corresponding KE spectrum peak at wavenumber that are baroclinically unstable (i.e. around the deformation radius, Fig. 5.7's bottom right panel). Their KE is then spontaneously transferred by NLA and redistributed through time and space scales to feed the slower and larger westward-propagating mesoscale eddies (Fig. 5.7, top), in reasonable consistency with the theory that argues that a mean vortex hosting FRWs is intensified by wave-mean interactions (Montgomery and Kallenbach, 1997; McWilliams et al., 2003).

## 5.5 Model resolution and nonlinear KE transfer

Does the temporal inverse cascade spontaneously generate low-frequency intrinsic variability in the  $1/4^\circ$  simulation as well? The green curves in Fig. 5.10's top panels indeed confirm that NLA induces a cascade of KE towards longer temporal scales in the  $1/4^\circ$  simulation, both in the midlatitude North Pacific box and in the South Pacific ACC box. The inverse cascade is however weaker than in the  $1/12^\circ$  model (blue curves in Fig. 5.10's top panels), by a factor of about two in the midlatitude North Pacific and about four in the South Pacific ACC. The slopes of  $\Pi_{KE}(\omega)$  are steeper in the  $1/12^\circ$  model, indicating that, on average, sources and sinks of KE are enhanced at higher resolution.

Frequency spectra displayed in variance preserving form in Fig. 5.10's middle panels indicate that finer resolution increases KE in the midlatitude North Pacific and in the South Pacific ACC over plotted frequencies, i.e. between the high-frequency mesoscale range ( $T < 1$  year), where the increase is the most prominent, and interannual timescales. The increase in KE in the  $1/12^\circ$  simulation is consistent with the increase in intrinsic SLA variance between the  $1/4^\circ$  and  $1/12^\circ$  simulations, on timescales ranging from 2 to 18 months and from 1.5 to 20 years (see S14).

Venaille et al. (2011) used a simple stochastic model to interpret the intrinsic low-frequency variability of the transport around the Zapiola anticyclone, as being induced by Reynolds stresses. In their model, the spectral slope is proportional to  $\omega^{-2}$ , characteristic of a first-order auto-regressive process, and the cutoff frequency is set by the bottom friction term. In both our  $1/4^\circ$  and  $1/12^\circ$  I-experiments, the spectral slopes at timescales shorter than 1 year are very similar, suggesting that the same auto-regressive process is captured by both models in the two regions (Fig. 5.10's bottom panels). In the midlatitude North Pacific, the spectral slopes are close to a first-order auto-regressive process ( $\omega^{-2}$ , black line) whereas in the South Pacific ACC, the slopes are less steep than  $\omega^{-2}$  and suggest a higher-order auto-regressive process. It is moreover plausible that the injection of high-frequency small-scale KE by baroclinic instability is underestimated in the  $1/4^\circ$  model since it barely resolves the internal deformation radius at midlatitudes. Hence, a weaker KE injected in high-frequency small-scale motions may therefore lead to weaker Reynolds stresses, which, integrated over time, might lead to a weaker KE over all the frequency spectrum. Such an argument provides an explanation for the weaker inverse cascades seen in the  $1/4^\circ$  model, although the same physical process that transfers KE through temporal scales may be captured by both the  $1/4^\circ$  and  $1/12^\circ$  models.

The 300 year  $1/4^\circ$  simulation provides an estimate of the spectrum of intrinsic variability at very low frequencies ( $> 10$  yr, red curve in Fig. 5.10's bottom panels). A low-frequency plateau is reached in this long simulation for all regions of interest and seems to coincide with the asymptotic plateau of the  $1/12^\circ$  simulation in the South Pacific ACC and midlatitude North Pacific boxes (Fig. 5.10), as well as the Gulf Stream and Agulhas boxes (not shown here). This coincidence suggests that the  $1/4^\circ$  simulation does resolve the main nonlinear oceanic processes generating decadal to multi-decadal intrinsic variability.

## 5.6 Conclusion

We have used the framework developed in A12 and A14 to diagnose from global OGCM simulations the KE transfers induced by NLA in the frequency-wavenumber domain, and to investigate the propensity of NLA to generate low-frequency oceanic intrinsic variability.

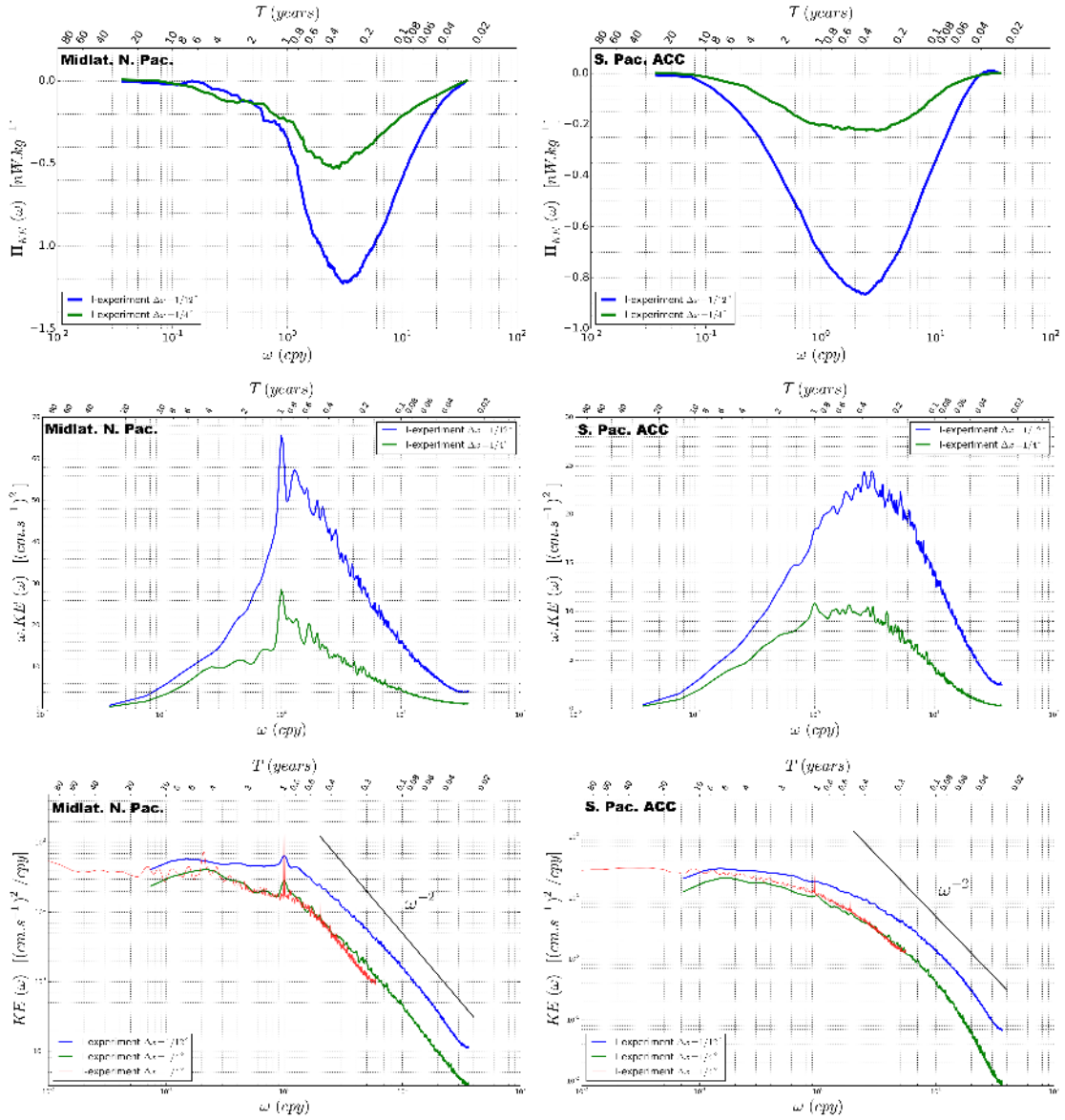


FIGURE 5.10 –  $\Pi_{KE}(\omega)$  (top) and  $KE(\omega)$  (middle and bottom) computed from the  $1/12^\circ$  (blue) and  $1/4^\circ$  (green) 27-year 5 daily-mean outputs in the midlatitude North Pacific box (left) and the South Pacific ACC box (right); the red curves in  $KE(\omega)$  are computed from the 300-year monthly  $1/4^\circ$  output to evaluate the low-frequency tail of the intrinsic KE spectrum. The KE spectra in the middle have been multiplied by  $\omega$  and are therefore in variance-preserving form. The KE spectra in the bottom are plotted in log-log scale to highlight the spectral slopes and compare them to the  $\omega^{-2}$  power law (black lines). All KE spectra were smoothed using a 7-point Hanning window.

Compared to these previous studies, we have used longer time series (decadal to multi-decadal) and performed the analysis on both a seasonally-forced simulation (that isolates the spontaneous generation of intrinsic variability) and a fully-forced hindcast (that aims at reproducing the observed oceanic variability). We sum up here the main results of our study.

- NLA yields a temporal inverse cascade of KE in our  $1/12^\circ$  eddying OGCM and generates oceanic intrinsic variability. This process spontaneously occurs in the *I*-experiment forced by a repeated mean annual cycle, and is barely affected by the interannual-to-decadal timescales as well as the synoptic variability of the full atmospheric forcing in the *T*-experiment.
- The temporal inverse cascade feeds low-frequency variability up to interannual-to-decadal timescales (depending on the region) at midlatitudes. Decadal-to-decadal timescales might also be fed in the ACC but longer simulations ( $> 70$  years) are required to properly assess this possibility in this region.
- Intrinsic variability at longer (decadal-to-multidecadal) timescales is also substantial but it is not likely produced by the transfer of KE by NLA : other nonlinear processes such as density advection might be at work.
- The spatial inverse cascade found in our simulations is consistent with previous studies on geostrophic turbulence but a new feature is highlighted : an east/west asymmetry between nonlinear KE sources and sinks is found in the midlatitude boxes including WBCs. However this asymmetry does not show up in the ACC box. We also find evidence that the Rhines scale contributes to set the largest spatial scales fed by the spatial inverse cascade.
- The spatial and temporal inverse cascades of KE represent two complementary views of the same nonlinear process. The cascades involve two dynamical regimes with different space and time scales, which interact via NLA : Frontal Rossby Waves of deformation radius size that predominate at high frequencies ( $T < 2m$ , in the North Pacific), and westward-propagating mesoscale structures having longer timescales and containing most of the KE. FRWs are likely to be generated by baroclinic instability and propagate downstream along potential vorticity fronts induced by these mesoscale structures ; the latter are themselves fed by FRWs through wave-eddy interactions on a limited range of spatio-temporal scales (i.e. spatial scales shorter than the Rhines scale and timescales ranging up to interannual-to-decadal). These mesoscale features propagate westward at a phase speed comparable to, but somewhat larger than, that of long Rossby waves, consistent with previous conclusions from altimetric observations.
- The temporal inverse cascade is shown to be at work in the  $1/4^\circ$  model, albeit with a weaker intensity compared to the  $1/12^\circ$  model. This difference might be related to the underestimation of baroclinic instability at midlatitudes in the  $1/4^\circ$  model, hence providing weaker high-frequency small-scale KE available for transfer by NLA.

This study suggests that high-frequency geostrophic structures, i.e. FRWs, play a key role in transferring KE towards longer timescales and larger spatial scales. In the North Pacific midlatitudes, at  $37.5^\circ\text{N}$  and between  $178^\circ\text{E}$  to  $175^\circ\text{E}$ , the period of FRWs is about 40 days. Higher temporal resolution outputs may yield somewhat shorter FRW periods than those illustrated in this study : time-longitude diagrams (not shown here), plotted in the midlatitude North Pacific box using the 10-year daily-mean  $1/12^\circ$  *I*-experiment, show some FRWs with a period of 15 days. These high-frequency features might therefore be

undersampled in the Archiving, Validation and Interpretation of Satellite Oceanographic Data (AVISO) gridded products (Le Traon et al., 1998), because the spatio-temporal interpolations made on the along-track signals use an  $e$ -folding timescale of 15 days (see the appendix of Ducet et al., 2000) and yield an effective Nyquist period of about 30 days in the gridded products. Subsampling these FRWs certainly hampers the detection of inverse temporal cascade processes from the observations, as demonstrated by the temporal filtering experiments in A14. A simple equivalent barotropic model was used to rationalize the (eastward) phase speed and period of simulated FRWs in the midlatitude North Pacific. FRWs and their contribution in KE pathways need however to be better characterized in QG and realistic models (e.g. link with baroclinic instability, eddy-mean interactions, vertical structure).

An east/west asymmetry of the inverse cascades was highlighted through the use of three-dimensional Fourier transforms that allow the separation of eastward vs. westward (or equatorward vs. poleward) motions. We believe this spectral framework may help answer some open questions on the energy pathways in geostrophic turbulence. In particular, we have briefly discussed the role of the  $\beta$  effect and the barotropization process in the arrest of the spatial inverse cascade, but their respective contributions remain unclear. No QG study has yet included three-dimensional Fourier diagnostics on these terms. The study of A14 could therefore be extended to include the  $\beta$  effect and a separation between the barotropic and baroclinic streamfunctions, as done in Straub and Nadiga (2014) for the wavenumber spectra. Closing the KE budget in open domains would also require a diagnosis of cross-boundary fluxes, as these may contribute non-locally to the mean KE in key regions (Chen et al., 2014).

The temporal inverse cascade is not the only mechanism that generates low-frequency intrinsic variability in the ocean. More studies using a hierarchy of models, including OGCMs, are needed to better understand the other mechanisms at work in the real ocean. In particular, the role of NLA is probably not limited to the transfer of KE across scales, and may involve the non-linear rectification of a slowly-varying flow by mesoscale eddies that might modulate the position and intensity of WBCs (Hogg and Blundell, 2006; Berloff et al., 2007a,b). The integration of stochastic Reynolds stresses is also a possible mechanism that may spontaneously modulate the transport (Venaille et al., 2011) and the position (Chapman and Morrow, 2013) of oceanic currents close to topographic anomalies. The role of large-scale baroclinic instability in the spontaneous generation of decadal to multi-decadal intrinsic variability in the eddying regime is also a topic of active research (Colin de Verdière and Huck, 1999; Huck et al., 2014).

As already discussed in S14, the  $1/4^\circ$  global model generates a substantial amount of intrinsic variability, and is consistent with  $1/12^\circ$  results regarding the basic features of the temporal inverse cascade. This motivates the use of the  $1/4^\circ$  model for studying oceanic intrinsic variability through fully-forced ensemble simulations (Penduff et al., 2014) as well as for climatic studies through fully coupled global models.

## 5.7 Appendix A : Comparison of datasets

This appendix compares  $\Pi_{KE}(\omega)$  computed from the outputs of the  $1/12^\circ$   $I$ -experiment (Fig. 5.11) considered over different durations and temporal sampling. It discusses the limits of each dataset and issues a caveat on the use of monthly means for the spectral analysis of the KE cascade.

In the midlatitude North Pacific box, the minimum  $\Pi_{KE}^{min}$  (dashed vertical lines) is

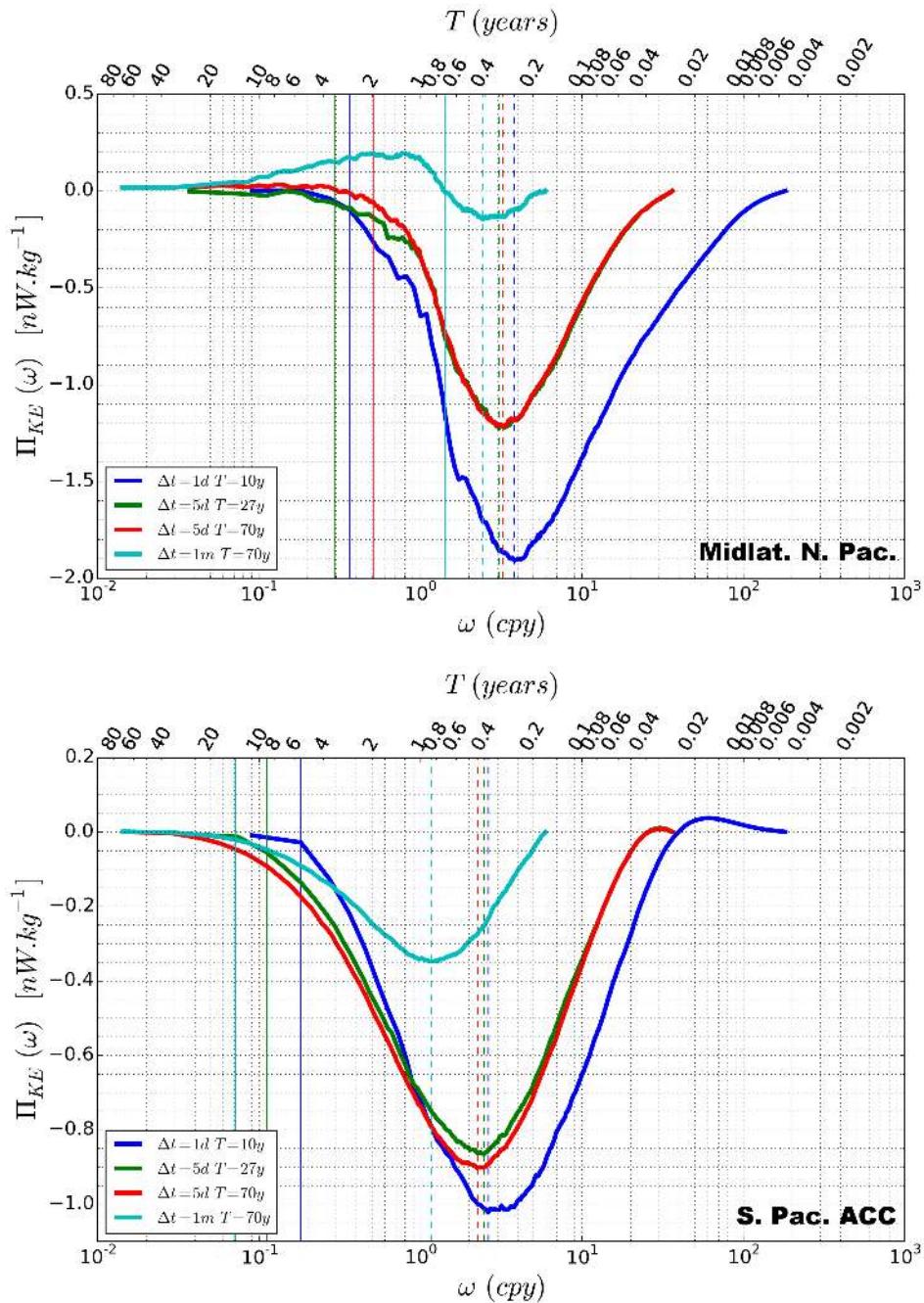


FIGURE 5.11 – Nonlinear surface spectral kinetic energy fluxes  $\Pi_{KE}(\omega)$  from the  $1/12^\circ$   $I$ -experiment in the midlatitude North Pacific (top) and South Pacific ACC (bottom) boxes for different temporal resolutions (daily, 5-daily, monthly); 5-daily outputs are also compared for timeseries of different durations (27 yr, 70 yr). The dashed color lines indicate the timescale at which  $\Pi_{KE}(\omega)$  reaches its minimum (deepest part of the trough). The thin color lines are similarly set at 5% of the minimum and characterize the longest timescale at which KE is injected by NLA.

displaced towards lower frequencies (from 0.4 to 0.3 cpy) and its intensity is reduced by 30% when the temporal resolution is degraded from daily (blue curve) to 5-daily (red and green curves). The change in intensity is smaller in the South Pacific ACC box where  $\Pi_{KE}^{min}$  is reduced by 15% and is slightly displaced from 0.35 to 0.5 cpy. In both regions, the positive slopes of  $\Pi_{KE}(\omega)$  that characterize frequencies at which KE is extracted by NLA are well captured at 5-daily resolution. As the daily dataset includes shorter timescales, the range of frequencies, at which KE is extracted, becomes broader at this temporal resolution compared to the 5-daily resolution; spectral sources also increase at monthly-to-interannual timescales (steeper negative slopes of  $\Pi_{KE}(\omega)$ ), but this change may be artificially due to the temporal detrending imposing the constraint  $\Pi_{KE}(0) = 0$ . The timescale  $\tau_{NL}$  evaluated in the 10-year daily dataset differs by only one-tenth of a decade from the 5-daily datasets.

Usage of a 27-year record instead of a 70-year record barely changes the intensity and the shape of  $\Pi_{KE}(\omega)$  in both regions over monthly and annual timescales, probably due to the predominance of KE sources at timescales shorter than 1 year. There are however slight differences at interannual timescales (green and red curves). These slight differences at low frequencies have a substantial effect on the timescales  $\tau_{NL}$ , which differ by two tenths of a decade in the midlatitude North Pacific and four tenths of a decade in the South Pacific ACC. Longer timeseries provide more realizations of low-frequency motions, hence a better estimate of the left tail of KE spectra and fluxes. In the ACC box in particular, 10-year records (blue) are certainly not long enough to capture all the spectral sources of KE at interannual timescales.

Using monthly (cyan) instead of 5-daily (green) timeseries strongly distorts the shape of  $\Pi_{KE}(\omega)$  and eventually leads to a spurious forward cascade at low-frequencies in the North Pacific box. This may be explained by the omission of high-frequency motions in the dataset where KE is extracted. In the South Pacific ACC box, considering monthly outputs (cyan) strongly underestimates the strength of the inverse cascade (60% smaller than the 5-daily mean dataset).

In conclusion, these results highlight the important role of high-frequency dynamics in KE pathways. A long dataset is also preferable to include potential low-frequency sources of KE and yields a better estimate of the low-frequency tail of the spectrum. Excluding low-frequencies may also change the estimate of  $\tau_{NL}$  by a few tenths of a decade. Ideally, one would prefer to use a 70-year daily-mean dataset to include all timescales in the analysis. Such a global dataset is unfortunately unavailable to us and would require huge amounts of computer resources. The 70-year 5 daily-mean record, which is motivated by the question of the longest timescales fed by the temporal inverse KE cascade, provides a good compromise between the inclusion of high-frequency dynamics and the low-frequency tail of the spectrum. We do not recommend the use of monthly mean datasets to study the temporal inverse cascade as it strongly alters the shape of nonlinear fluxes.

## 5.8 Appendix B : Derivation of Frontal Rossby Wave dispersion relation

The conservation of potential vorticity  $q$  in a flat-bottom 1.5-layer model on a  $\beta$  plane is expressed as :

$$\frac{Dq}{Dt} = \frac{\partial q}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla q = 0. \quad (5.6)$$



The potential vorticity  $q$  is decomposed as :

$$q = \zeta + \beta y - \psi/L_D^2, \quad (5.7)$$

where  $\zeta$  is the relative vorticity,  $\psi$  is the streamfunction,  $\beta$  is the planetary vorticity gradient and  $L_D$  is the internal deformation radius. We use a low-pass Lanczos filter defined as :

$$\bar{X}(t) = \frac{1}{2T} \int_{t-T}^{t+T} X(\tau)w(\tau)d\tau, \quad (5.8)$$

where  $T$  is the length of the window and  $w$  is the low-pass Lanczos weighting function. Applying this low-pass filtering on (5.6) yields the slowly-varying flow equation :

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} + \bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla \bar{q} = -\overline{\mathbf{u}' \cdot \nabla q'}, \quad (5.9)$$

where overbars and prime respectively denote slowly-varying and perturbation quantities. The perturbation equation is derived by subtracting (5.9) from (5.6) and may be written :

$$\frac{\partial q'}{\partial t} + \mathbf{u}' \cdot \nabla \bar{q} + \bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla q' + \mathbf{u}' \cdot \nabla q' = \overline{\mathbf{u}' \cdot \nabla q'}. \quad (5.10)$$

Neglecting the second order term  $\mathbf{u}' \cdot \nabla q'$ , and replacing  $\bar{q}$  and  $q'$  by their corresponding values derived from (5.7), leads to :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\zeta' - \psi'/L_D^2) + \bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla(\zeta' - \psi'/L_D^2) + \mathbf{u}' \cdot (\nabla \bar{\zeta} + \beta \mathbf{j} - \nabla \bar{\psi}/L_D^2) = \mathcal{F}, \quad (5.11)$$

where  $\mathcal{F} = \overline{\mathbf{u}' \cdot \nabla q'}$  is a slowly-varying forcing term, which denotes the coupling between the fast and the slow fields. Injecting harmonic solutions of the form  $\psi' = \hat{\psi} e^{i(kx+ly-\omega t)}$  at particular frequency  $\omega$  and wavenumbers  $\boldsymbol{\kappa} = (k, l)$ , and noting that  $\zeta' = -\boldsymbol{\kappa}^2 \psi'$  and  $\mathbf{u}' = (-l\psi', ik\psi')$ , finally yields the dispersion relation of Frontal Rossby Waves (FRWs) :

$$\omega = \bar{\mathbf{u}} \cdot \boldsymbol{\kappa} - \frac{(k\partial_y \bar{\zeta} - l\partial_x \bar{\zeta}) + k\beta + \bar{\mathbf{u}} \cdot \boldsymbol{\kappa}/L_D^2}{\boldsymbol{\kappa}^2 + 1/L_D^2}. \quad (5.12)$$

For a purely zonal flow with no meridional dependency, the propagation dispersion (5.12) yields the zonal phase speed of perturbations :

$$c_p^x = \bar{u} - \frac{\partial_y \bar{\zeta} + \beta + \bar{u}/L_D^2}{\boldsymbol{\kappa}^2 + 1/L_D^2}, \quad (5.13)$$

where  $\bar{u}$  is the slowly-varying zonal velocity. If one removes the meridional gradient of relative vorticity  $\partial_y \bar{\zeta}$ , the equation (5.13) becomes the same as the classical Rossby wave phase speed equation for a flow with a zonal mean current and a finite deformation radius (see equation (5.188a) in Vallis, 2006). Equation (5.13) shows that the phase speed  $c_p^x$  may be modified by the local slowly-varying meridional gradient of relative vorticity  $\partial_y \bar{\zeta}$ , when it is taken into account.

# Chapitre 6

## Conclusions et perspectives

### Sommaire

---

<b>6.1</b>	<b>Réponses aux questions posées . . . . .</b>	<b>127</b>
6.1.1	Les échelles spatio-temporelles de la variabilité océanique intrinsèque de surface . . . . .	127
6.1.2	Type de variabilité : caractère stochastique et modes de la variabilité intrinsèque océanique . . . . .	127
6.1.3	Mécanismes à l'oeuvre dans la génération de variabilité intrinsèque océanique : cascade inverse temporelle d'énergie cinétique et <i>oscillateur turbulent</i> . . . . .	128
6.1.4	Impact de la résolution sur la variabilité intrinsèque océanique : du 1/4° au 1/12° . . . . .	129
<b>6.2</b>	<b>Perspectives de recherche . . . . .</b>	<b>130</b>
6.2.1	Variabilité intrinsèque des courants de bord-ouest et ajustement non-linéaire au forçage . . . . .	131
6.2.2	Couplage haute-résolution aux moyennes latitudes . . . . .	132
6.2.3	Analyse de la variabilité intrinsèque océanique à partir de simulations d'ensemble . . . . .	133

---

Dans cette thèse, nous nous sommes focalisés sur la variabilité océanique intrinsèque. La motivation générale qui sous-tend ce travail, est de parvenir à une meilleure compréhension de la variabilité interne climatique afin de mieux quantifier les incertitudes induites par la complexité du système climatique, et d'améliorer potentiellement la capacité à prévoir les futurs changements climatiques. La variabilité intrinsèque océanique apparaît spontanément sous forçage atmosphérique constant ou saisonnier lorsque les tourbillons océaniques de méso-échelle sont résolus (même partiellement). Nous avons cherché à mieux caractériser cette variabilité océanique intrinsèque, encore mal décrite, à partir de simulations océaniques globales réalistes à haute-résolution. L'impact de ce phénomène est, par ailleurs, probablement sous-estimé dans le cinquième rapport d'évaluation du GIEC (IPCC, 2013) qui utilise les simulations climatiques CMIP5 dans lesquelles les modèles d'océan sont laminaires. Cette thèse s'est particulièrement consacrée à décrire la structure spatio-temporelle de la variabilité océanique intrinsèque. Nous nous sommes également inspirés des mécanismes décrits dans des études idéalisées, impliquant fondamentalement des non-linéarités océaniques (p. ex. advection de densité  $\mathbf{U} \cdot \nabla \rho$  et de quantité de mouvement  $\mathbf{U} \cdot \nabla \mathbf{U}$ ), afin d'investiguer les processus à l'oeuvre dans la génération de variabilité intrinsèque dans l'océan réaliste, encore mal connus.

Notre étude s'est focalisée sur le niveau de la mer (SLA) et sur la température de surface (SST). L'empreinte à la surface de la variabilité océanique a été analysée à travers deux types de simulations. La première, l'expérience-*T*, est une prévision historique (*hindcast*) forcée par un set de forçage atmosphérique provenant de produits de ré-analyse (p.ex. ERAInterim). Cette expérience sert de référence par rapport à la variabilité océanique totale observée. La deuxième, l'expérience-*I*, est une simulation de sensibilité, ou simulation de contrôle, et n'est forcée que par le cycle saisonnier atmosphérique répété tous les ans. Cette expérience a pour but d'isoler la variabilité océanique intrinsèque spontanément générée par l'océan turbulent. Ces deux types de simulations ont été réalisés avec le modèle NEMO au  $1/4^\circ$  et au  $1/12^\circ$ , dans le cadre du projet DRAKKAR. Le réalisme des expériences-*T* a été évalué au regard des observations altimétriques AVISO. L'amplitude de la variabilité océanique intrinsèque multi-décennale de SLA a également été comparée aux niveaux de variabilité interne climatique générés dans les modèles couplés CMIP5.

Des techniques de filtrages temporels et spatiaux ont été mises en oeuvre afin de caractériser la variabilité de surface océanique à différentes échelles de temps et d'espace. Le mécanisme de cascade inverse temporelle d'énergie cinétique a été diagnostiqué à partir de la SLA dans les simulations NEMO. Ces différentes analyses ont donné lieu à l'élaboration de la boîte à outil pyClim, codée en python. Elle permet de réaliser en parallèle, et en optimisant la mémoire, les diagnostics sur les données issues de NEMO, CMIP5 et AVISO. L'influence de la résolution sur la variabilité intrinsèque a été discutée en comparant les simulations NEMO au  $1/4^\circ$  et au  $1/12^\circ$  tout au long de notre étude.

Nous dressons ici un bilan des résultats produits durant cette thèse et proposons des réponses aux quatre questions soulevées en introduction, à savoir : la caractérisation spatio-temporelle de la variabilité océanique intrinsèque, son type (chaos déterministe et/ou cycles quasi-périodiques), les mécanismes à l'oeuvre dans la génération de variabilité océanique intrinsèque, et l'impact de la résolution sur cette variabilité. Nous présentons enfin quelques perspectives de recherche dans la continuité de notre étude.

## 6.1 Réponses aux questions posées

### 6.1.1 Les échelles spatio-temporelles de la variabilité océanique intrinsèque de surface

Les échelles spatiales de la variabilité intrinsèque inter-annuelle à décennale (1,5 à 20 ans) de SLA et de SST ont été caractérisées par des méthodes de filtrage spatio-temporelle. Les petites-échelles ( $< 6^\circ$ ) observées dans le signal altimétrique contribuent de façon significative à la variabilité inter-annuelle à décennale totale de SLA dans l'océan. Les simulations suggèrent que cette variabilité petite-échelle basse-fréquence est forte dans les régions turbulentes (courants de bord-ouest et ACC), est essentiellement intrinsèque, et semble reliée à l'activité de méso-échelle (distribution spatiale similaire avec la variabilité de SLA petite-échelle haute-fréquence). La variabilité grande-échelle ( $> 12^\circ$ ) inter-annuelle à décennale de SLA est quant à elle dominée par l'empreinte des modes de variabilité interne du système climatique, qui s'impriment via le forçage atmosphérique. En revanche, une part significative de la variabilité basse-fréquence grande-échelle de SLA s'explique par la variabilité océanique intrinsèque dans les zones de courant de bord-ouest et le long de l'ACC.

L'empreinte de la variabilité intrinsèque sur la SST possède des points communs avec celle de la SLA : les fluctuations petites-échelles inter-annuelles à décennales de SST sont d'origine intrinsèque dans les régions à forts niveaux de turbulence ; la variabilité basse-fréquence grande-échelle de SST est majoritairement forcée par l'atmosphère mais est partiellement intrinsèque dans les régions turbulentes. Nous suggérons que la variabilité intrinsèque inter-annuelle à décennale de SST est principalement reliée à l'advection de température par les courants géostrophiques, et amortie par les flux turbulents de chaleur air-mer (car la température de l'atmosphère est prescrite et exerce un rappel sur les variations de SST).

L'expérience-I au  $1/4^\circ$  de 327 ans montre que la variabilité intrinsèque multi-décennale ( $> 20$  ans) est substantielle dans les zones à forts niveaux de turbulence. De plus, l'océan turbulent peut spontanément générer des fluctuations intrinsèques multi-décennales de SLA du même ordre de grandeur (voire supérieures aux moyennes latitudes de l'hémisphère nord) que l'empreinte sur la SLA de la variabilité interne obtenue dans les simulations climatiques de contrôle CMIP5, dont les composantes océaniques sont laminaires. Cette variabilité océanique intrinsèque multi-décennale, très probablement absente dans CMIP5, pourrait ainsi s'imprimer sur les tendances régionales du niveau de la mer, estimées sur des séries temporelles relativement courtes (p. ex. la période altimétrique), et masquer partiellement les changements régionaux d'origine anthropique.

### 6.1.2 Type de variabilité : caractère stochastique et modes de la variabilité intrinsèque océanique

La variabilité océanique intrinsèque émergeant en régime turbulent est l'expression d'un système en régime chaotique (chaos déterministe), et est caractérisée principalement par un spectre continu de variabilité. En particulier, les fluctuations petites-échelles intrinsèques de SLA ont un caractère stochastique et sont probablement liées à l'expression chaotique des instabilités hydrodynamiques dans l'océan (p. ex. génération aléatoire de tourbillons par l'instabilité barocline). Elles sont caractérisées par un spectre moyen blanc (pente nulle) pour des périodes plus longues que l'année (Forget and Ponte, 2015).

Nous avons étudié l'organisation à grande-échelle de la variabilité intrinsèque de SLA à l'aide de techniques d'EOFs bi-dimensionnelles, sans pouvoir dégager de structures grandes-échelles bien définies (non présenté dans ce manuscrit). Ces fluctuations grandes-échelles ont probablement un caractère stochastique et pourrait résulter de mécanismes d'*upscaling* des fluctuations petites-échelles. Par exemple, les variabilités intrinsèques du transport autour du mont Zapiola (Venaille et al., 2011), et de la position/intensité de certains jets de l'ACC (Chapman and Morrow, 2013) peuvent être décrites par des processus auto-régressifs intégrant les fluctuations stochastiques des tensions de Reynolds.

Nous avons également montré dans le chapitre 4 que la variabilité intrinsèque multi-décennale de SLA peut être correctement approchée par un bruit blanc dans les régions océaniques turbulentes. Ainsi, la prise en compte des tourbillons océaniques dans les futurs modèles climatiques pourraient non seulement augmenter les niveaux de variabilité dans les courants de bord-ouest et dans l'ACC, mais aussi réduire la mémoire du système (c.-à-d. rapide décorrélation temporelle).

Les modes de variabilité des courants de bord-ouest ont été étudiés durant cette thèse mais n'ont pas été présentés dans ce manuscrit : nous n'avons pas jugé le travail assez abouti en comparaison aux autres études développées dans les chapitres précédents. Il est néanmoins intéressant de mentionner certains résultats qui viennent compléter la discussion. En particulier, une analyse en EOF a permis de montrer que la position et l'intensité des jets du Gulf Stream et du Kuroshio fluctuent spontanément dans l'expérience-*I* au  $1/12^\circ$  au travers de deux modes empiriques. La structure spatiale de ces modes se révèle identique dans l'expérience-*T* au  $1/12^\circ$  et dans les observations altimétriques, ce qui indique que ces modes sont structurés par les non-linéarités océaniques. Le contenu spectral des composantes principales, associées à ces modes, diffèrent cependant entre les expériences-*I* et -*T* : les spectres des composantes temporelles intrinsèques s'apparentent à un bruit rouge dans l'expérience-*I*, tandis que l'expérience-*T* exhibe des oscillations basses-fréquences forcées significatives. La raison pourrait être que le forçage excite et met en phase ces modes intrinsèques, comme suggéré dans les études de Taguchi et al. (2007) et Pierini (2014). Valider cette hypothèse requerrait cependant davantage d'analyses.

### 6.1.3 Mécanismes à l'oeuvre dans la génération de variabilité intrinsèque océanique : cascade inverse temporelle d'énergie cinétique et *oscillateur turbulent*

Les études de Arbic et al. (2012) et Arbic et al. (2014) proposent un paradigme susceptible d'expliciter le spectre continu de la variabilité océanique intrinsèque, par des interactions d'échelles induites par l'advection non-linéaire de vorticité relative. Nous avons investigué la capacité de ce terme non-linéaire à générer de la variabilité intrinsèque basse-fréquence dans quatre régions océaniques de moyennes latitudes (Gulf Stream, Pacifique nord, courant des Aiguilles, et ACC du Pacifique sud), transférant spontanément de l'EKE de courtes vers de plus longues échelles de temps. Dans ces régions l'advection non-linéaire de vorticité relative génère de la variabilité intrinsèque basse-fréquence jusqu'à des échelles de temps inter-annuelles à décennales. Des fréquences plus basses pourraient être spontanément générées dans l'ACC ; vérifier cette hypothèse nécessiterait des simulations au  $1/12^\circ$  plus longues.

Cette cascade inverse temporelle d'EKE est associée à une cascade inverse spatiale et caractérise l'interaction de deux régimes dynamiques se produisant spontanément dans l'océan : un régime d'ondes frontales, ayant tendance à se propager dans la direction des

courants (en moyenne vers l'est dans les régions étudiées), et un régime de tourbillons de méso-échelle se propageant vers l'ouest. Les ondes frontales, similaires à des ondes de Rossby, sont caractérisées par des anomalies de SLA rapide ( $T < 2$  mois) et petites échelles (de l'ordre du rayon de déformation), et sont probablement générées par l'instabilité barocline. Elles sont supportées par les gradients de vorticité potentielle associés au champ plus lent de méso-échelle - l'effet  $\beta$  étant négligeable - et se propagent dans la direction des courants par effet Doppler. Ces ondes transmettent leur énergie cinétique au champ méso-échelle, qui se propage vers l'ouest et contient la majorité de l'EKE. Il est à noter que ces ondes sont g n r es de façon spontanée dans l'océan et sont une caractéristique de la variabilité intrinsèque haute-fréquence. Elles alimentent également la variabilité intrinsèque plus basse fréquence jusqu'aux environs de l'année à la décennie (en fonction des régions). Ces ondes frontales sont potentiellement sous- chantillonn es dans le produit altimétrique grillé d'AVISO, ce qui pourrait expliquer pourquoi les diagnostics de cascade inverse d'énergie cinétique donnent des résultats sensiblement différents entre les modèles réalistes et AVISO.

L'existence dans les simulations NEMO du mécanisme de l'*oscillateur turbulent*, proposé en contexte idéalisé par Berloff et al. (2007b), a été questionné durant cette thèse. Cela n'a toutefois pas été présenté dans ce manuscrit car les résultats sont restés préliminaires. Une quadrature de phase, d tect e dans la bande de fréquences décennales entre les deux premières composantes principales des modes de variabilité du Gulf Stream et du Kuroshio, laissent supposer que le mécanisme de l'*oscillateur turbulent* pourrait être à l'oeuvre dans nos simulations réalistes.

#### 6.1.4 Impact de la résolution sur la variabilité intrinsèque océanique : du $1/4^\circ$ au $1/12^\circ$

La résolution du  $1/4^\circ$  est consid r e comme une résolution charnière car celle-ci augmente sensiblement le réalisme du modèle NEMO en termes d'activité méso-échelle et de variabilité inter-annuelle de SLA, en comparaison aux observations altimétriques (Penduff et al., 2010). C'est également à partir de cette résolution que l'on observe la génération spontanée de variabilité intrinsèque dans le modèle NEMO (Penduff et al., 2011).

Le passage du  $1/4^\circ$  au  $1/12^\circ$  augmente sensiblement les niveaux d'EKE, ainsi que l'activité méso-échelle, estim e dans cette thèse par la variance sub-annuelle petite-échelle de SLA (cf. chapitre 3). On s'attend en effet à ce que l'instabilité barocline, et ses échelles associ es, soient mieux repr sent es dans le  $1/12^\circ$ . Une telle résolution de grille permet en effet de mieux résoudre le rayon de déformation aux moyennes latitudes. Cette augmentation de résolution améliore également le réalisme du modèle NEMO vis-à-vis de la variabilité inter-annuelle à décennale observ e, l'expérience-T au  $1/12^\circ$  reproduisant avec une grande fidélité les observations AVISO sur cette gamme d'échelles temporelles. La variabilité intrinsèque inter-annuelle à décennale de SLA se trouve également augment e par la transition  $1/4^\circ \rightarrow 1/12^\circ$ .

Le chapitre 5 a permis de démontrer que l'intensité de la cascade inverse temporelle d'énergie cinétique, associ e au terme d'advection non-linéaire de vorticité relative, et diagnostiqu e dans quatre régions de moyennes latitudes, est plus intense dans le  $1/12^\circ$  que dans le  $1/4^\circ$ . Les spectres d'EKE de ces régions sont également plus énergétiques dans le  $1/12^\circ$  que dans le  $1/4^\circ$ , de façon cohérente avec l'augmentation des variances intrinsèques sub-annuelle et inter-annuelle à décennale de SLA dans les expériences-I du chapitre 3. Une hypothèse pouvant expliquer ce résultat consiste à dire que plus d'EKE est g n r e par instabilité barocline dans le  $1/12^\circ$ , aux échelles de temps rapides et aux

petites échelles spatiales. Ce supplément d'EKE, par rapport au  $1/4^\circ$  est ensuite transféré jusqu'à des échelles de temps inter-annuelles à décennales, et pourrait ainsi expliquer l'augmentation d'énergie cinétique du  $1/12^\circ$  dans la gamme d'échelle temporelle de la semaine à la décennie.

L'étude de Grégorio et al. (2015), à laquelle nous avons contribué, montre cependant que le passage du  $1/4^\circ$  au  $1/12^\circ$  ne modifie pas significativement les niveaux de variabilité intrinsèque inter-annuelle à multi-décennale du transport de l'AMOC. De même, l'analyse spectrale du chapitre 5, suggère que la variabilité intrinsèque à des échelles de temps multi-décennales n'est pas sensiblement modifiée par la transition  $1/4^\circ \rightarrow 1/12^\circ$ . Il est toutefois difficile de conclure sur les échelles multi-décennales car l'expérience-*I* au  $1/12^\circ$  ne dure que 70 ans. Ces dernières conclusions sont intéressantes car NEMO  $1/4^\circ$  est en passe d'être utilisé dans les nouvelles générations de modèles climatiques. Il est fort probable que la représentation au  $1/4^\circ$  de l'océan dans les futurs modèles couplés climatiques générera des niveaux corrects de variabilité intrinsèque, en prenant en compte la turbulence océanique. Ceci améliorera potentiellement la représentation de la variabilité interne par rapport aux estimées issues des expériences CMIP5, dont les modèles d'océans sont laminaires.

Il semblerait enfin que la structure spatiale des modes de variabilité des courants de bord-ouest ne soit pas bien représentée dans le  $1/4^\circ$ , tandis que les modes du  $1/12^\circ$  sont en accord avec les observations. Cette étude n'a pas été présentée dans ce manuscrit et est restée préliminaire, mais elle mériterait d'être regardée plus en détails. Il est en effet possible que la structure de ces modes soit due à la rectification par les tourbillons, dont les tensions de Reynolds associées sont probablement sous-estimées dans le  $1/4^\circ$ .

## 6.2 Perspectives de recherche

Notre étude s'est concentrée sur l'empreinte à la surface (c.-à-d. SLA et SST) de la variabilité intrinsèque océanique, dont nous avons pu caractériser les échelles horizontales et les échelles temporelles. À partir de la SLA, nous avons également pu diagnostiquer l'existence d'une cascade inverse temporelle d'énergie cinétique spontanément à l'oeuvre dans nos simulations. Néanmoins, nous n'avons pas caractérisé la structure verticale de la variabilité intrinsèque ni les échanges énergétiques sur la verticale (p. ex. barotropisation de l'écoulement prédit en turbulence géostrophique). En outre, la variabilité intrinsèque basse-fréquence de SLA diagnostiquée dans nos simulations reflète-t-elle principalement le premier mode barocline? Une décomposition en un mode barotrope, un mode barocline et un mode intensifié en surface, telle qu'effectuée dans l'étude de Lapeyre (2009), serait intéressante à réaliser sur nos sorties de simulations. Diagnostiquer les transferts énergétiques entre les modes barocline et barotrope par le terme d'advection non-linéaire, permettrait de quantifier l'importance de la barotropisation dans le chemin énergétique de la turbulence géostrophique (voir Scott and Arbic, 2007). Les méthodes de filtrage et le calcul de variance faits en surface pourraient également être appliqués sur des isopycnes en profondeur. Une approche tri-dimensionnelle à l'échelle d'un bassin serait également intéressante, comme par exemple la fermeture d'un bilan thermique aux hautes latitudes de l'Atlantique Nord, et complèterait ainsi les études de la variabilité intrinsèque de SST et de l'AMOC. Des bilans énergétiques sont également envisageables à l'échelle des gyres subtropicaux ou d'une partie de l'ACC. De nombreuses perspectives sont donc possibles et nos travaux de thèse sont loin d'avoir clos le problème de la caractérisation de la variabilité intrinsèque océanique. Nous choisissons par la suite de décrire plus précisément trois axes de recherche qui nous semblent être particulièrement intéressants, et dont la

portée des résultats pourrait avoir une incidence sur nos capacités à prédire le système climatique.

## 6.2.1 Variabilité intrinsèque des courants de bord-ouest et ajustement non-linéaire au forçage

### Mécanismes à l'oeuvre dans la variabilité des courants de bord-ouest

L'existence d'un mécanisme intrinsèque similaire à l'*oscillateur turbulent* (cf. section 1.4.3) dans le modèle NEMO reste une question ouverte. Il serait intéressant de poursuivre notre analyse des modes méridiens de variabilité des jets de bord-ouest par des diagnostics sur des quantités turbulentes. Une façon simple de commencer serait de calculer l'EKE avec une moyenne annuelle glissante sur l'extension des jets et d'analyser la série temporelle résultante. En effet, l'analyse des observations altimétriques a montré que l'EKE possède des variations décennales significatives dans l'extension du Kuroshio, corrélées avec la PDO (Qiu, 2003). Les modèles idéalisés suggèrent également que cette EKE peut varier spontanément sans variabilité dans le forçage atmosphérique (p. ex. Pierini et al., 2009). Qu'en est-il dans les expériences-*I* et -*T* dans NEMO 1/12° ? Par la suite, la rectification tourbillonnaire, impliquée dans le mécanisme de l'*oscillateur turbulent*, serait intéressante à analyser. Cette rectification pourrait être diagnostiquée via la contribution des tensions de Reynolds de surface au courant moyen, basée dans un premier temps sur une moyenne zonale - de façon similaire à l'analyse effectuée par Thompson and Richards (2011) sur les jets de l'ACC. Une version complémentaire de cette analyse consisterait à diagnostiquer les flux de vorticité potentielle (p. ex. Taguchi et al., 2010). Enfin, il serait intéressant d'effectuer un bilan de vorticité potentielle des gyres subpolaire et subtropical, et d'analyser en particulier la contribution des eaux modales à la variabilité intrinsèque (en utilisant par exemple les méthodes récentes de Deremble and Dewar, 2013; Deremble et al., 2013).

### Ajustement non-linéaire du courant de bord-ouest avec le centre du bassin océanique

Les animations basses-fréquences des champs de SLA des expériences-*I* au 1/4° et 1/12° montrent des structures se propageant spontanément et continument vers l'ouest aux moyennes latitudes des bassins océaniques. Ces signaux propagatifs, semblables à des ondes de Rossby, sont brièvement discutés dans Penduff et al. (2011) et leurs caractéristiques semblent cohérentes avec l'étude id alis e de Hazeleger and Drijfhout (2000). Des études suggèrent également que ces signaux sont susceptibles d'interagir avec le courant de bord-ouest en excitant les modes intrinsèques du jet (Taguchi et al., 2007; Pierini, 2014). L'interaction entre ces signaux propagatifs et le courant de bord-ouest est probablement de nature non-linéaire via les interactions tourbillons-écoulement moyen (Taguchi et al., 2010). Un forçage atmosphérique plus complexe est susceptible d'impacter de façon similaire le courant de bord-ouest à travers cet ajustement non-linéaire (génération de structures propagatives de type ondes de Rossby suivie d'interactions tourbillons-écoulement moyen), tel que le suggère le lien entre la PDO et la bi-modalit  du Kuroshio (Qiu and Chen, 2010). Une compréhension fine des mécanismes régissant l'ajustement non-linéaire d'un bassin océanique permettrait de prédire, dans une certaine mesure, l'état du courant de bord-ouest (position, intensité) en fonction des perturbations grandes-échelles de SLA dans le centre du bassin, observables par altimétrie (p. ex. corrélation significative de la



vitesse du jet du Kuroshio avec la SLA du centre du nord Pacifique 3 ans plus tôt, Nonaka et al., 2012).

La structure spatio-temporelle de ces signaux intrinsèques propagatifs de type ondes de Rossby n'a pas été clairement établie dans la littérature. Ces signaux sont en partie capturés dans la région du Kuroshio par l'analyse spectrale du chapitre 5 qui montre une concentration de l'énergie cinétique dans les structures se propageant vers l'ouest. Une analyse en EOFs classiques a été calculée sur l'intégralité du bassin du Pacifique nord (non montrée dans ce manuscrit), mais ne s'est pas révélée concluante pour décrire la structure de la variabilité intrinsèque associée à ces ondes. Non seulement la significativité des premiers modes est faible (probablement due à la turbulence océanique), mais les EOFs classiques ne sont pas adaptées pour capturer des phénomènes propagatifs. C'est pourquoi l'utilisation d'EOFs complexes, ou encore de *Multi-channel Singular Spectrum Analysis* (Ghil et al., 2002) serait peut-être plus appropriée. Ces approches linéaires affichent cependant leurs limites pour capturer les phénomènes fortement non-linéaires, tel que l'intermittence. La méthode de *Nonlinear Laplacian Analysis* a récemment été développée pour palier à ces lacunes. Giannakis and Majda (2012a,b) ont employé cette technique sur le bassin du Pacifique nord et ont capturé les variabilités suivantes : 1) les cycles annuel et semi-annuel, 2) les modes plus classiques de la PDO et de la NPGO (oscillation du gyre nord Pacifique), et 3) un mode intermittent au niveau du Kuroshio. Cette méthode mérite d'être regardée plus en détails à l'avenir.

### Simulations hautes-résolutions avec hiérarchie de forçage

L'utilisation d'uniquement deux simulations du type expériences-*I* et *T* est limitée pour étudier l'ajustement non-linéaire du bassin océanique au forçage et l'interaction du forçage avec les modes intrinsèques océaniques. C'est pourquoi nous proposons de réaliser des simulations supplémentaires à l'aide d'un modèle régional *eddy-resolving* (minimum  $1/12^\circ$ ), en utilisant au choix la configuration idéalisée SEABASS de NEMO ou une configuration régionale du Pacifique Nord ou de l'Atlantique Nord. L'idée serait alors de réaliser des expériences de sensibilité à partir d'une hiérarchie de forçage comprenant au choix : un cycle saisonnier, un bruit rouge (variabilité atmosphérique basse-fréquence), un bruit blanc, un bruit synoptique (variabilité atmosphérique haute-fréquence), des cycles quasi-périodiques (type PDO). Cela nécessiterait également une simulation semblable à l'expérience-*T* servant de référence par rapport à la variabilité totale observée. Dewar (2003) a réalisé ce type d'expérience dans un modèle QG à 3 couches, et suggère qu'un forçage périodique peut exciter un mode de variabilité intrinsèque similaire à celui décrit par le mécanisme de *l'oscillateur turbulent*. On notera que ce type d'expérience de sensibilité a déjà été effectué dans l'océan Indien avec un modèle *eddy-resolving* (Li and Han, 2015). O'Kane et al. (2013) ont également réalisé ce type d'expérience dans l'océan Austral et ont mis en avant l'excitation d'un mode intrinsèque par le forçage basse-fréquence (ENSO, SAM) et par un forçage stochastique (vents atmosphériques hautes-fréquences). La réalisation de ces expériences de sensibilité dans le Pacifique Nord et l'Atlantique Nord, à l'aide d'un modèle d'océan réaliste *eddy-resolving*, serait néanmoins une première.

### 6.2.2 Couplage haute-résolution aux moyennes latitudes

D'une manière plus générale, l'étude de la variabilité intrinsèque océanique permettra de mieux comprendre l'impact du chaos océanique dans le système climatique. Nous avons regardé spécifiquement l'impact des non-linéarités sur le fonctionnement propre de l'océan, mais le problème se complexifie lorsque l'on s'intéresse au système couplé

océan/atmosphère. Le couplage d'un océan en régime chaotique à une atmosphère en régime chaotique est encore peu connu, et notamment les interactions à l'échelle des tourbillons océaniques. L'étude des observations satellitaires a montré que les variations de SST au niveau des tourbillons et des fronts océaniques sont corrélées positivement aux variations de vents de proche surface et aux flux de chaleur turbulents (Small et al., 2008). De même, Frenger et al. (2013) ont montré que les tourbillons océaniques observés dans l'ACC influencent localement les vents de proche surface, les propriétés des nuages et les précipitations. Ces études suggèrent donc que l'océan force l'atmosphère à petite-échelle. Les conclusions de notre étude posent une question fondamentale : comment l'atmosphère répond aux fluctuations petites-échelles basses-fréquences de SST, identifiées comme étant principalement d'origine océanique (intrinsèque) et au comportement stochastique ? Est-ce une source supplémentaire de bruit dans l'atmosphère ?

Dans les zones de bord-ouest (p. ex. Gulf Stream et Kuroshio), où la variabilité de SST est structurée par les fronts, une autre question se pose relative aux couplages des modes intrinsèques océaniques des courants de bord-ouest avec les modes intrinsèques atmosphériques des jets de moyennes latitudes. Le front de SST associé au Gulf Stream est susceptible d'imprimer ses variations sur le Jet Stream (Feliks et al., 2011). De même, les variations du jet atmosphérique pourraient induire des perturbations grandes-échelles du rotationnel du vent au niveau du bassin océanique. S'ensuivrait alors un ajustement non-linéaire du bassin océanique et une rétroaction avec les variations du courant de bord-ouest. Ce type de mécanisme a été suggéré dans un modèle couplé idéalisé non-linéaire (Kravtsov et al., 2007). Qu'en est-il dans un modèle couplé haute-résolution de climat ?

Enfin, une étape intermédiaire entre le couplage complet à haute-résolution et l'océan purement forcé, serait de coupler un modèle d'océan à un modèle de couche limite atmosphérique. Les modèles océaniques forcés à l'aide des formules *bulk* ne permettent pas à l'heure actuelle d'intégrer l'impact des fines structures atmosphériques sur l'océan car celles-ci ne sont pas présentes dans le forçage (la résolution des sets de forçage DFS4 et DFS4.4 étant de l'ordre du degré). De même, la variabilité induite par les structures de méso-échelle en SST est artificiellement amortie par la prescription de l'atmosphère dans un modèle forcé. Le projet *Simplified Boundary Atmospheric layer model* (SIMBAD) propose d'enrichir la physique du couplage air-mer dans le contexte de l'océan forcé à travers le développement d'un modèle simplifié capable de représenter les rétroactions rapides de la couche limite atmosphérique sur l'océan. Au lieu d'imposer le forçage au niveau des formules *bulk*, le forçage sera appliqué comme conditions aux frontières du modèle de couche limite atmosphérique. Dans les années à venir, cette nouvelle méthodologie de forçage atmosphérique sera probablement disponible dans les modules de NEMO et permettra de réaliser de nouvelles études sur la variabilité intrinsèque en prenant en compte la rétroaction rapide de la couche limite atmosphérique.

### 6.2.3 Analyse de la variabilité intrinsèque océanique à partir de simulations d'ensemble

Une des limites de l'utilisation de simulations saisonnières (expériences-*I*) est de ne s'intéresser qu'à l'expression spontanée du chaos dans le cadre d'un système *quasi-autonome*, c.-à-d. sans dépendance aux variations du forçage atmosphérique (hormis celles du cycle saisonnier). Or, l'océan réel est un système *non-autonome* car il dépend fortement du forçage atmosphérique - du moins linéairement. L'influence du forçage sur le comportement chaotique de l'océan turbulent est néanmoins peu connue et est un sujet de recherche actif. Le projet OCCIPUT de simulation ensembliste ORCA025 a pour objectif d'étudier

la sensibilité aux conditions initiales de l'océan global turbulent simulé (au  $1/4^\circ$ ) sous forçage atmosphérique complet, similaire à l'expérience célèbre de Lorenz (1963) mettant en évidence le comportement chaotique d'un système non-linéaire. La variabilité intrinsèque est définie dans ce contexte comme étant la dispersion par rapport à la moyenne d'ensemble des différentes réalisations. En toute rigueur, cette variabilité intrinsèque est différente de celle isolée dans les simulations saisonnières car le système est mathématiquement différent (en raison du forçage). Cependant, dans la mesure où la dispersion par rapport à la moyenne d'ensemble des simulations OCCIPUT serait proche de l'écart-type temporel d'une simulation saisonnière du type expérience- $I$ , nous pourrions en tirer deux conclusions : 1) les statistiques ensemblistes, du moins la dispersion d'ensemble, sont correctement approximées par la simulation saisonnière (système ergodique), 2) le forçage influence peu les caractéristiques intrinsèques (niveaux de variabilité, modes) du système isolées dans une simulation saisonnière. Le projet OCCIPUT est actuellement en cours et les premiers résultats sur la SLA et sur l'AMOC semblent montrer que la variabilité intrinsèque estimée dans la simulation saisonnière est proche de la variabilité intrinsèque basée sur la dispersion d'ensemble.

Les simulations d'ensemble OCCIPUT permettront en outre d'étudier la variabilité océanique forcée (estimée à partir de la moyenne d'ensemble), sur laquelle nous avons volontairement fait l'impasse dans cette thèse. En effet, en faisant les hypothèses que les composantes de variabilité intrinsèque  $I(t)$  et forcée  $F(t)$  s'additionnent et sont décorrélées, on peut obtenir une estimée de la variance forcée  $\sigma_F^2$  par la simple soustraction  $\sigma_F^2 = \sigma_T^2 - \sigma_I^2$ ,  $\sigma_T^2$  et  $\sigma_I^2$  étant respectivement les variances intrinsèque et totale. Or, Penduff et al. (2011) ont montré que ces hypothèses peuvent être rejetées dans les régions turbulentes de bord-ouest et dans l'ACC, car le ratio des variances intrinsèque sur totale  $\sigma_I^2/\sigma_T^2$  excède en certains endroits 100%. L'accès au signal forcé avec OCCIPUT sera en outre intéressant pour compléter l'analyse du chapitre 4 sur les incertitudes induites par la variabilité océanique intrinsèque sur l'estimation des tendances régionales du niveau de la mer. On pourra alors regarder le ratio signal sur bruit des tendances moyennes régionales forcées, estimées sur la période altimétrique, par rapport à la dispersion des tendances induite par la variabilité océanique intrinsèque. Cela permettra de quantifier la mesure dans laquelle les tendances observées en altimétrie sont reliées au forçage atmosphérique (incluant le signal anthropogénique).

Une des limites de ces simulations d'ensemble sera sans doute la représentation des modes de variabilité des courants de bord-ouest. En effet, il est probable que les simulations au  $1/4^\circ$  peinent à représenter les variabilités des courants du Kuroshio et du Gulf Stream par rapport aux observations à cause d'une résolution trop faible. Le même type d'expérience au  $1/12^\circ$  serait sans doute préférable mais est difficilement réalisable avec les moyens de calcul actuels. Il serait toutefois intéressant d'analyser si les courants de bord-ouest exhibent des modulations d'intensité et de position dans ces simulations d'ensemble - même si ces variations ne sont pas représentatives de celles observées dans l'océan.

Les problèmes informatiques de mémoire et de temps de calcul, rencontrés lors du post-traitement des données de NEMO  $1/12^\circ$ , risquent d'apparaître également lorsque l'on souhaitera traiter l'ensemble de 50 simulations au  $1/4^\circ$  généré dans OCCIPUT. Aussi, il serait intéressant de généraliser les outils *pyClim*, développés dans cette thèse, afin d'inclure la dimension ensembliste. Cela pourrait être fait à travers la réalisation concrète d'un concept d'outil plus général, tel que celui présenté dans l'annexe A.

# Annexe A

## Présentation du concept DOABLE : *Diagnosing Ocean/Atmosphere Big data with Little Effort*

### Sommaire

---

<b>A.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>136</b>
<b>A.2</b>	<b>Définition du cahier des charges du concept</b>	<b>136</b>
A.2.1	Représentation et accès à une base de données	137
A.2.2	Classification des différents types de diagnostics	138
A.2.3	Découpage du domaine et parallélisation des calculs	140
A.2.4	Un outil collaboratif	142
<b>A.3</b>	<b>Définition des objets et d'un script type</b>	<b>142</b>
A.3.1	Gestion des Entrées/Sorties	143
A.3.2	Parallélisation et gestion de la mémoire	144
A.3.3	Structuration d'un script	145
<b>A.4</b>	<b>Conclusion</b>	<b>146</b>

---

## A.1 Introduction

Devant l’augmentation croissante de la taille des données issues de modèles d’océan (p. ex. modèle NEMO, Madec, 2008), d’atmosphère, et des futures observations satellitaires (p. ex. projet SWOT, Fu and Ubelmann, 2013), un problème se pose sur la façon de traiter efficacement ces données en vue d’analyses scientifiques. À titre d’exemple, un champ de surface du niveau de la mer du modèle d’océan global NEMO, à la résolution  $1/12^\circ$ , sur 40 ans et en moyenne mensuelle, représente l’équivalent de 50 Go de données. Ce défi technique peut en effet se révéler un obstacle important à la production scientifique. Il semble qu’une solution générique doit être pensée. Or, les ordinateurs actuels de bureau ne permettent pas de charger un tel volume de données en mémoire vive, et seuls quelques nœuds spécifiques sur les super-calculateurs (HPCs) allouent un quota de mémoire suffisant pour ce type d’analyse. Il y a potentiellement deux façons de pallier ce problème. La première consiste à élaborer la plupart des diagnostics en amont de la simulation, lors du design de celle-ci. Les analyses sont alors réalisées “on-line”, c’est-à-dire qu’elles sont effectuées et stockées au fur et à mesure de l’avancée de la simulation. Si cependant un diagnostic n’a pas été établi en amont, il sera plus difficile de le réaliser par la suite et il faudra probablement faire appel à une solution alternative. Cette alternative consiste à faire l’analyse a posteriori de la simulation, et ce de façon similaire à un calcul intensif en utilisant un découpage du domaine et une parallélisation des calculs. Le découpage du domaine permet à la fois d’optimiser la gestion de la mémoire, mais également la parallélisation du calcul sur chacun des sous-domaines.

Le concept DOABLE, *Diagnosing Ocean Ocean/Atmosphere Big data with Little Effort* se propose donc de dresser le cahier des charges et les bases d’un outil permettant l’élaboration et la mise en œuvre de diagnostics sur des bases de données hautes-résolutions, en s’affranchissant des contraintes de mémoire par une gestion intelligente de celle-ci, et en rendant les diagnostics abordables en temps de calcul grâce à la parallélisation.

## A.2 Définition du cahier des charges du concept

Le concept DOABLE se veut être d’abord un outil simple à mettre en œuvre et collaboratif. L’utilisateur devra être capable d’adapter facilement un diagnostic, qu’il maîtrise sur un petit jeu de données, afin de l’incorporer au sein d’un script permettant son extension à une base de données hautes-résolutions (big data) océanographiques ou atmosphériques. Un tel concept devra répondre aux spécificités suivantes :

- Capacité à fonctionner sur une large gamme de données pouvant posséder une dimension ensembliste “N”, une dimension temporelle “T”, et jusqu’à trois dimensions spatiales “S” : une dimension verticale “Z” et deux dimensions horizontales “Y”, “X” (Fig. A.1).
- Compatibilité avec les formats de fichier netCDF<sup>1</sup> et HDF5<sup>2</sup>, ceux-ci étant les plus utilisés à l’heure actuelle pour stocker les données géophysiques.
- Robustesse vis-à-vis du nom des dimensions et des variables, associées à ces dimensions de façon à ce qu’un même diagnostic soit capable de tourner sur des sorties de modèles différentes.

---

1. <http://www.unidata.ucar.edu/software/netcdf/>

2. <https://www.hdfgroup.org/HDF5/>

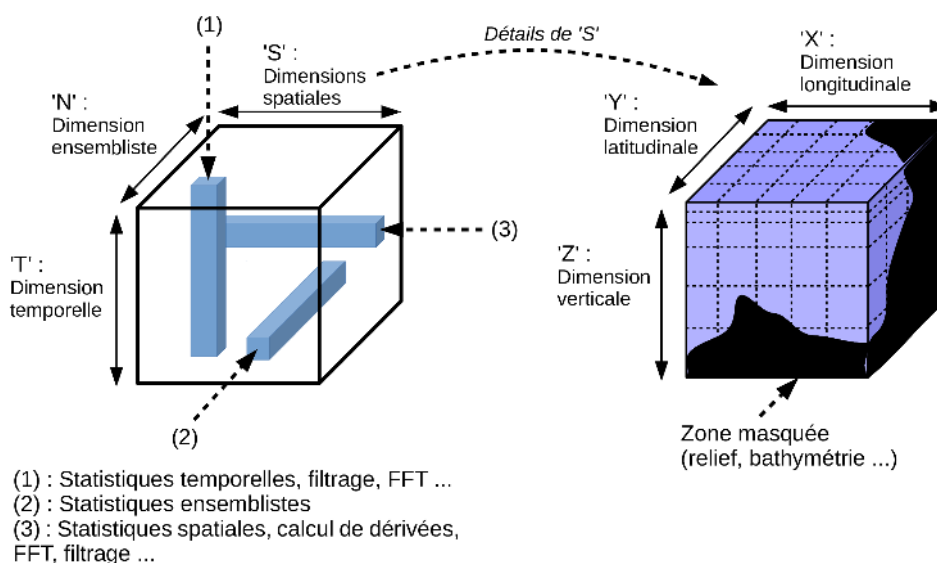


FIGURE A.1 – Dimensions possibles des données compatibles avec le projet DOABLE; des exemples de diagnostics sont donnés le long des directions temporelle, ensembliste et spatiale (gauche). Le détail des dimensions spatiales avec schéma de la grille et du masque est représenté à droite.

- Gestion de la métrique des grilles et utilisation d'un masque pour prendre en compte, entre autre, la bathymétrie océanique (Fig. A.1 droite).
- Portabilité du code et utilisation de bibliothèques génériques afin de pouvoir être aisément installé tant sur une machine de bureau que sur un super-calculateur.

### A.2.1 Représentation et accès à une base de données

Dans un premier temps, il est nécessaire de définir la façon dont la base de données est représentée. Il faut distinguer, d'une part, l'aspect **physique** de la base de données qui est constituée de l'agencement et de l'ordonnancement des fichiers stockés en mémoire, relatifs à une simulation et à une résolution temporelle donnée (p. ex. en moyenne mensuelle). Un exemple de structure physique d'une base de données est présenté par la Figure A.2 où les fichiers sont classés dans des répertoires par années et dans des sous-répertoires par mois. À chaque fichier peut correspondre un pas de temps ou bien un fichier peut être déjà le résultat d'une somme concaténée en temps de fichiers (p. ex. un fichier par an en moyenne mensuelle). À une base de données sont généralement associés des fichiers de métriques horizontale et verticale qui peuvent être présents dans le répertoire source.

D'autre part, la base de données physique nécessite un **descripteur** pour être interprétée, ce dernier étant stocké dans un fichier à part. Dans ce descripteur sont contenues les informations concernant la structure de la base de données physique, sa dimension totale, sa durée, les variables disponibles ainsi que différents attributs (p. ex. nom de la simulation). Le lien entre le **descripteur** et la base de données **physique** se fait par l'intermédiaire d'un objet informatique dont les propriétés seront décrites dans la section A.3.1, celui-ci permettra en outre d'aller accéder aux informations contenues dans la base de données.

Un script de diagnostic devra prendre en argument d'entrée le descripteur de la base de données sur laquelle on souhaite effectuer le diagnostic. En argument de sortie, l'uti-

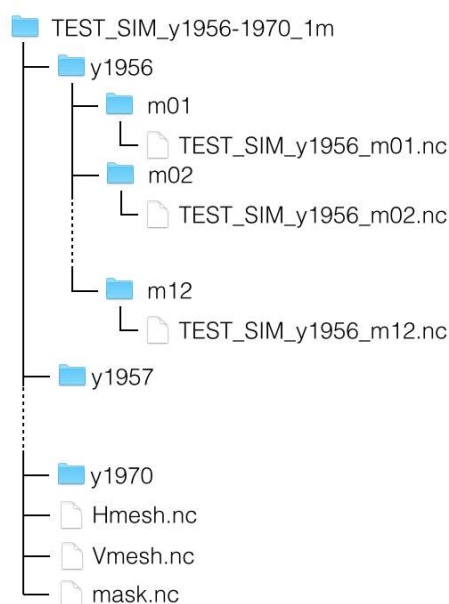


FIGURE A.2 – Exemple d’arborescence structurant une base de données. Le dossier source correspond au nom de la simulation et y sont situés les répertoires contenant la simulation à chaque année, lesquels sont à nouveau subdivisés en mois. Les métriques horizontales et verticales ainsi que le masque se situent dans le dossier source.

lisateur devra renseigner les caractéristiques de la base de données de sortie qui serviront à créer d’une part le **descripteur**, d’autre part la base de donnée **physique**.

## A.2.2 Classification des différents types de diagnostics

Il faut distinguer trois directions principales, illustrées par la Fig. A.1, selon lesquelles les diagnostics seront effectués : temporelle “T”, ensembliste “N”, et spatiale “S”. Des diagnostics faisant intervenir deux de ces directions peuvent également exister. En particulier, les calculs statistiques multivariés tels que les techniques d’Analyse en Composantes Principales (EOFs, M-SSA, CCA, etc) peuvent être spatio-temporel, ensemblo-temporel ou ensemblo-spatial. Il semble enfin peu probable qu’un diagnostic ait besoin des trois directions, sans qu’il puisse être décomposé au préalable en sous-diagnostics faisant intervenir de façon séparée ces directions (p. ex. spectre spatio-temporel calculé par une première transformée de Fourier en temps suivie d’une deuxième en espace). Nous tentons ici de dresser un portrait exhaustif des différents types de diagnostics en fonction de la direction dans l’espace “TNS”.

### Diagnostic temporels

Les diagnostics effectués le long de la dimension temporelle “T” font intervenir des techniques d’analyse de série temporelle climatique (p. ex. statistiques, traitement du signal, théorie de l’information). La plupart du temps, il n’est pas nécessaire de charger l’intégralité d’une série temporelle pour effectuer le diagnostic mais seulement une partie de celle-ci. Le calcul d’une moyenne temporelle, par exemple, peut être réalisé en incrémentant la somme partielle à chaque pas de temps (ne chargeant en mémoire qu’un

pas de temps). Un filtrage linéaire nécessitera quant à lui de charger en mémoire un morceau identique à la taille du noyau de filtrage. Enfin, une transformée de Fourier implique d'utiliser l'intégralité de la série temporelle pour être calculée. Il apparaît donc naturel d'intégrer un paramètre qui correspond à la taille des morceaux élémentaires de la série temporelle nécessaire à un diagnostic : la mémoire tampon ou buffer. Ce paramètre permet un usage plus flexible et optimisé pour la conception de diagnostics de séries temporelles.

Les diagnostics multivariés se limitent à deux variables pour les séries temporelles (p. ex. corrélations, cross-wavelet), le cas plus général d'Analyse en Composantes Principales (ACP) étant traité dans une partie à part. La principale différence avec les diagnostics monovariés présentés dans le paragraphe précédent provient seulement du nombre de variables utilisées.

## Diagnostic ensembles

Les diagnostics ensembles consistent en différentes opérations statistiques dans la direction ensembliste "N" (p. ex. l'évaluation de la densité de probabilité). La dimension "N" est en somme assez similaire à la dimension "T". Il vaudra mieux en général charger l'intégralité des réalisations en mémoire car seul la dimension *record* (généralement associée à la dimension "T") est optimisée pour les entrées/sorties dans les fichiers netCDF. En pratique, le nombre de réalisations (c.-à-d. la taille de la dimension "N") est généralement bien plus faible que le nombre de points des séries temporelles (c.-à-d. la taille de la dimension "T"). L'usage d'un buffer peut être également approprié pour certains diagnostics et apportera plus de flexibilité.

## Diagnostic spatiaux

Les diagnostics spatiaux dépendent de la façon dont les différentes variables du problème sont stockées sur la grille. La typologie des grilles utilisées en dynamique des fluides géophysiques reposent sur les grilles d'Arakawa (Fig A.3), dont les types "C" et "A" sont les plus utilisés en pratique. La grille "C" fait aujourd'hui la quasi-unanimité dans les modèles océaniques et atmosphériques car elle se révèle bien appropriée à la discrétisation des équations sous forme flux : les quantités scalaires sont évaluées au centre des mailles de la grille duale tandis que les quantités flux relatives aux vitesses zonale  $u$  et méridienne  $v$  sont évaluées sur les bords. La grille "A" est quant à elle utilisée dans les observations altimétriques, où par exemple les vitesses géostrophiques sont évaluées au même point que la hauteur dynamique  $\eta$ .

L'usage d'une grille "C" impose donc de connaître en quels points les variables d'entrée et de sortie de l'analyse sont évaluées tandis que cette information n'est pas nécessaire avec l'usage d'une grille "A". Bien entendu, les schémas de discrétisation des opérateurs, dérivées partielles par exemple, doivent être adaptés à la grille. La métrique de la grille s'avère également nécessaire dans de nombreux calculs (p. ex. moyennes, dérivées, etc). Elle est implicitement connue car celle-ci est incluse dans le descripteur de la base de données. Les paramètres fondamentaux des diagnostics spatiaux sont donc : le type de grille, les variables d'entrée et de sortie ainsi que leur position sur la grille (si grille "C"), la métrique de la grille.



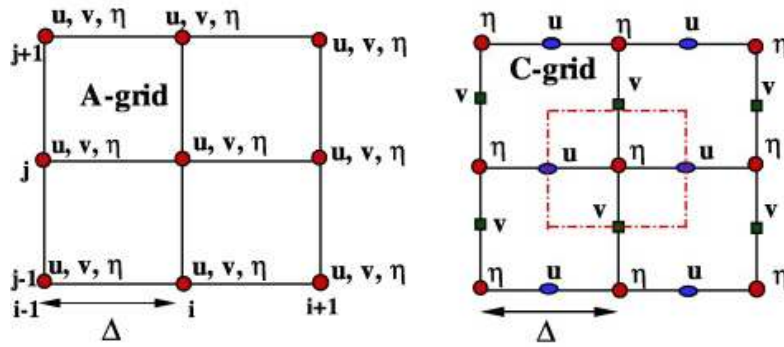


FIGURE A.3 – Schéma des grilles A et C définies selon Arakawa and Lamb (1977). Les points  $u$ ,  $v$  et  $\eta$  correspondent aux points où sont évaluées respectivement les vitesses zonales, les vitesses méridiennes et les grandeurs scalaires.

### Analyse en Composantes Principales

Les Analyse en Composantes Principales reposent sur le calcul des valeurs propres de la matrice de covariance, dont la construction diffère selon les techniques (p. ex. EOFs, CCA, MSSA). On peut utiliser une propriété de la matrice de covariance afin de la construire pas à pas, à partir de matrices extraites de la base de données, évitant ainsi de charger l'intégralité du champ pour le calcul. Pour un champ espace-temps, on peut par exemple calculer les matrices de covariance en temps sur plusieurs sous-domaines spatiaux, puis les sommer afin d'obtenir la matrice de covariance en temps du champ complet. Ce même principe peut être appliqué pour reconstruire les EOFs à partir des composantes principales. Par la suite, nous laisserons de côté ce genre d'analyse pour nous concentrer sur les diagnostics selon une direction de l'espace "TNS"

### A.2.3 Découpage du domaine et parallélisation des calculs

La gestion parcimonieuse de la mémoire et l'augmentation des performances de calcul font appel ici au découpage spatio-temporel du domaine ainsi qu'à la parallélisation des calculs. Il peut être commode pour l'utilisateur de spécifier sa propre décomposition du domaine pour plusieurs raisons (décomposition déjà existante dans la production des simulations, ou *chunks* associés au stockage et à la compression des fichiers netCDF4/HDF5). Nous détaillons par la suite la décomposition par défaut, lorsqu'aucun découpage n'est spécifié par l'utilisateur.

La taille des différentes dimensions est définie par :  $n_t$  (nombre de pas de temps),  $n_r$  (nombre de réalisations),  $n_z$  (nombre de niveaux verticaux),  $n_\lambda$  (taille latitudinale de la grille),  $n_\phi$  (taille longitudinale de la grille). Supposons maintenant que l'on dispose d'un ordinateur avec  $p$  processeurs et  $M$  Go de mémoire vive, et que la base de données sur laquelle on souhaite opérer le calcul mesure  $D$  Go de sorte que pour une variable encodée sur 64 bits :

$$D = n_t n_r n_z n_\lambda n_\phi 8 \times 10^{-3}. \quad (\text{A.1})$$

Il faut également tenir compte de la présence potentielle de variables intermédiaires lors des calculs et on note leur nombre  $v_{int}$ . Le nombre minimum de sous-domaines  $s_{min}$  à définir est alors :

$$s_{min} = p [(1 + v_{int}) D / M + 1], \quad (\text{A.2})$$

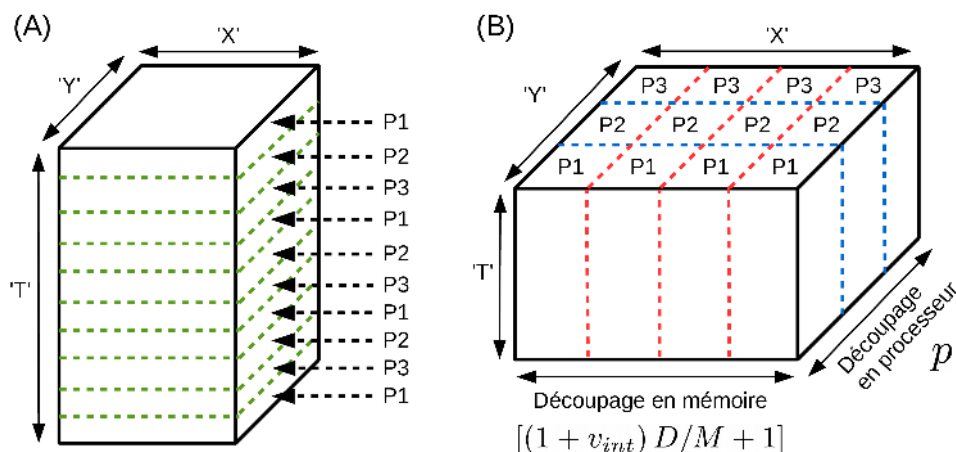


FIGURE A.4 – (A) : Schéma de parallélisation en temps avec 3 processeurs (P1, P2, P3) sur une base de données de dimension 'TYX'; chaque processeur s'occupe successivement d'une série de pas de temps qui lui est associée. (B) : Identique à (A) mais pour la parallélisation en espace; le domaine est divisé en blocs principaux (rouge) pour l'optimisation de la mémoire, ils sont à leur tour divisés en sous-blocs (bleu) pour la parallélisation.

afin que le code puisse travailler sur  $p$  sous-domaines simultanément, et ce sans que la mémoire vive de l'ordinateur ne soit surchargée.

Deux types de parallélisation sont possibles, la première s'effectue selon la dimension temps "T" pour tout ce qui concerne les opérations spatiales et ensemblistes. Cette parallélisation s'avère efficace en terme d'entrée/sortie car la dimension temps est généralement associée à la dimension *record* au sein des fichiers netCDF. L'accès à un tableau le long de la dimension *record* est ainsi optimisé et on peut charger/décharger aisément chaque pas de temps de la base de données. On assigne ainsi, à chaque processeur, une série de pas de temps sur lesquels il va opérer successivement. La façon la plus simple de procéder est d'assigner les processeurs en fonction du reste de la division de l'indice du pas de temps courant par le nombre total de processeurs  $p$ . Un exemple avec 3 processeurs est décrit par la partie (A) de la figure A.4.

Le deuxième type de parallélisation peut s'effectuer selon la dimension spatiale "S" pour tout ce qui concerne les opérations temporelles, et sont à considérer d'une toute autre façon. Il s'avère en effet, toujours du fait de la structure des fichiers netCDF, que charger point de grille par point de grille, effectuer le diagnostic, puis écrire le résultat est très coûteux en terme d'entrées/sorties. Cela est le principal obstacle à la diminution du temps de calcul. Il est donc irréalisable en pratique de paralléliser les diagnostics sur chacun des points de grilles. Mais il est envisageable de le faire sur des sous-domaines découpés de façon à optimiser l'usage de la mémoire, tout en réduisant les coûts d'entrées/sorties. On se propose alors de découper le domaine selon une première direction de sorte que chaque bloc chargé correspond à un usage optimum de la mémoire. Chaque bloc est ensuite découpé en sous-blocs de manière à être distribué sur plusieurs processeurs. De cette manière on a divisé le domaine en  $[(1 + v_{int}) D/M + 1]$  blocs, eux-mêmes divisés en  $p$  sous-blocs, et de telle sorte que le nombre de blocs élémentaires soit égal au nombre minimum de sous-domaines  $s_{min}$  défini précédemment par (A.2). La partie (B) de la figure A.4 montre ce type de découpage sur un domaine 'TYX' avec 3 processeurs. On notera que la parallélisation selon la dimension "N" peut s'effectuer de manière similaire pour les diagnostics ensembliste.

### A.2.4 Un outil collaboratif

Les outils issus du concept DOABLE se veulent être faciles à mettre en oeuvre, robustes et collaboratifs. C'est pourquoi on propose ici une procédure standard de conception à travers un *template* de scripts, de test et de mise à disposition d'un diagnostique. Les différentes étapes, détaillées par la suite, sont les suivantes :

1. Définition d'une base de données de référence
2. Lancement d'un script d'initialisation
3. Édition d'un script type généré par le processus d'initialisation
4. Test du diagnostique non-parallélisé sur un extrait de la base de données de référence
5. Test du diagnostique avec parallélisation sur la base de données de référence
6. Édition de la documentation du diagnostique dans le script
7. Soumission du diagnostique au projet pour mise à disposition de la communauté des utilisateurs

La première étape consiste donc à définir une base de données de référence qui sera utilisée par la suite pour les différents tests. La création d'une base de données se fait selon les conventions décrites dans la section A.2.1, à l'aide d'un script permettant de décrire la base de données dans un fichier. L'utilisateur lance ensuite un script d'initialisation lui demandant quel type de diagnostique il souhaite éditer parmi ceux qui ont été définis dans la section A.2.2. Ce même script lui demande également de pointer sur le fichier décrivant la base de données de référence ainsi que le nom du script correspondant au diagnostique à créer.

Suite aux actions de l'utilisateur, un script type est généré qu'il va pouvoir éditer. Dans l'emplacement réservé, l'utilisateur définit les attributs de la base de donnée de sortie. Il précise également les paramètres nécessaires au diagnostique (p. ex. fréquence de coupure, ordre de l'interpolation, etc). L'utilisateur écrit ensuite son diagnostique, sous forme d'une brique élémentaire de calcul, dans l'emplacement réservé, et sans se préoccuper de la gestion des entrées/sorties.

S'ensuit la phase de test du diagnostique. Le coeur du diagnostique est d'abord exécuté sur un extrait de la base de données afin de vérifier rapidement les modules élémentaires. Un test plus abouti permet ensuite de vérifier le bon fonctionnement de la parallélisation du diagnostique sur l'intégralité de la base de données. Une fois la robustesse du script éprouvée, la documentation peut être éditée directement dans le script. Le code peut enfin être soumis en ligne avec un exemple joint de résultat attendu afin qu'il soit révisé par les administrateurs du projet. Sous réserve de conformité, il est alors mis à disposition de la communauté des utilisateurs.

## A.3 Définition des objets et d'un script type

Le cahier des charges présenté précédemment impose des contraintes sur l'architecture du concept et la structure des différents objets. La Figure A.5 décrit les objets du concept DOABLE et leurs relations selon la convention *Unified Modeling Language* (UML). La plupart des solutions envisagées sont présentées ici pour être réalisées en Python mais certains objets pourraient également être pensés en C et interfacés par la suite en Python. Le coeur de calcul du script peut éventuellement être écrit en Fortran et être ensuite inclus dans le script en utilisant par exemple *f2py*. Il semble important que le script reste en Python car celui-ci est un langage de haut-niveau, facile à s'approprier et proche de

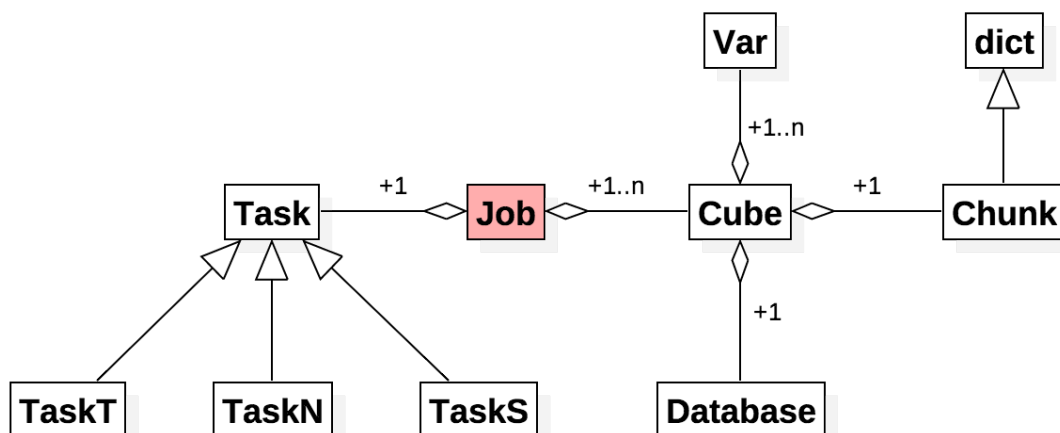


FIGURE A.5 – Diagramme UML du concept DOABLE présentant les différents objets impliqués dans la création d’un objet *Job* (rouge). Les flèches décrivent l’héritage d’une classe par rapport à une autre. Les losanges décrivent une agrégation d’instances au sein d’une classe.

MatLab, tout en ayant l’avantage d’être “libre”. Nous nous attacherons ici à présenter dans un premier temps les objets nécessaires à la gestion des entrées/sorties, dans un deuxième temps nous décrirons les objets permettant la distribution de tâches sur plusieurs processeurs, et nous présenterons dans un troisième temps la structuration d’un script de diagnostique.

### A.3.1 Gestion des Entrées/Sorties

La gestion des entrées/sorties se fait via la lecture/écriture d’une ou plusieurs variables (*Var*) sur une partie (*Chunk*) de la base de données (*Database*). Cela est géré par une instance de la classe *Cube* qui est une agrégation d’une instance de *Database*, et d’une instance de *Chunk*, d’une ou plusieurs instances de *Var* (cf. Figure A.5). Nous détaillons par la suite ces quatre objets.

#### *Database* : description d’une base de données

L’objet *Database* est l’interface entre la base de données physique contenant les fichiers et un fichier descripteur de la base de donnée. Une solution permettant de stocker la description d’une base de données physique dans un fichier pourrait passer par l’utilisation du langage XML à travers le moteur *BaseX*<sup>3</sup>, qui inclut une interface Python. Les informations devant être contenues dans le descripteur sont les suivantes :

- Nom
- Dimensions et taille
- Structure de l’arborescence (façon dont les fichiers sont rangés)
- Variables présentes
- Emplacement des fichiers de métrique et masque

3. <http://basex.org>

— Définition d'une sous-région de tests (optionnel)

La génération du descripteur doit pouvoir se faire de façon simple à l'aide d'un script ou bien à l'aide d'un outil en ligne de commande permettant de scanner une architecture de dossier et de proposer une structuration à la base de données. Il est également intéressant d'avoir un outil utilisable directement dans le shell afin de pouvoir afficher les informations contenues dans le descripteur. Pour palier une éventuelle absence des fichiers de métriques et/ou du masque dans la base de données physique, il faut prévoir une fonction permettant de les reconstruire. Le descripteur devra être capable de gérer différents types de sorties parmi lesquelles les noms des dimensions et des variables associées à ces dimensions pourront différer.

Les définitions précises de l'objet *Database* et du descripteur XML constituent à eux seuls un travail conséquent que nous n'aborderons pas ici mais celles-ci mériteront d'être détaillées à l'avenir.

### **Chunk : sélection d'une sous région de la base de données**

Le *chunk* est un objet qui se comporte comme un pointeur et permet de sélectionner une partie de la base donnée. Il s'apparente simplement à un dictionnaire dans lequel sont renseignées les délimitations (p. ex. latitude minimale/maximale). Nous suggérons que la classe *chunk* soit simplement une classe dérivée d'un dictionnaire *dict* en Python et soit similaire à celle qui a été codée dans pyClim<sup>4</sup>.

### **Var : descripteur de variable**

La classe *Var* est un simple descripteur d'une variable et de ses attributs renseignant les informations classiques que l'on peut trouver au sein d'un netCDF (FillValue, scale factor, etc). Un attribut néanmoins important est celui du point sur lequel la variable est évaluée (c.-à-d.  $\eta$ ,  $u$ ,  $v$ , cf. Figure A.3) qui permettra à l'objet *Cube* d'associer la bonne métrique à la variable pour le calcul.

### **Cube : opérateur de lecture/écriture sur une base de données**

L'objet *Cube* a pour objectif principal d'aller lire ou écrire les variables (*Var*) dans un morceau (*Chunk*) de la base de données (*Database*). La lecture/écriture des fichiers netCDF de la base de données pourra se faire à l'aide de l'interface Python déjà existante *netCDF4*<sup>5</sup>. La classe *Cube* comportera ainsi un certain nombre de fonctions qui géreront automatiquement la distribution de la lecture/écriture des variables au sein de la base de données. On pourra s'inspirer de ce qui a été codé dans pyClim.

## **A.3.2 Parallélisation et gestion de la mémoire**

### **Job : gestionnaire de tâches**

La classe *Job* est un gestionnaire de tâches qui comprend une tâche élémentaire, définie par une instance dérivée de la classe *Task*. Le rôle de *Job* est d'assigner une tâche élémentaire à des sous-domaines de la base de données, définis par une liste d'instances de *Cube*. Les différentes tâches peuvent être distribuées en parallèle, en fonction du nombre de processeurs alloués au calcul.

4. <http://servforge.legi.grenoble-inp.fr/pub/soft-pyclim>

5. <https://netcdf4-python.googlecode.com/svn/trunk/docs/netCDF4-module.html>

Un rôle complémentaire de la classe *Job* est d'optimiser l'usage de la mémoire. Si l'utilisateur ne spécifie pas de découpage du domaine, la classe *Job* se charge de le faire automatiquement selon la procédure détaillée en section A.2.3. Dans le cas où l'utilisateur spécifie la décomposition du domaine, la classe *Job* se charge de vérifier que cette décomposition est compatible avec la base de données et ne surchargera pas la mémoire.

### **Task : définition de la tâche élémentaire**

La classe *Task* est générique et parente de trois autres classes, amenées à être dérivées afin d'élaborer le diagnostique élémentaire (cf. Figure A.5). L'utilisateur définit donc une nouvelle classe *myTask* dérivant, au choix, de *TaskT*, *TaskN* ou *TaskS* en fonction de la direction selon laquelle il souhaite effectuer le diagnostique. Il suffit ensuite d'éditer la classe *myTask* et la procédure d'exécution *run()* qui constitue le coeur du calcul. Les caractéristiques précises de chacune des différentes tâches restent encore à décrire.

### **A.3.3 Structuration d'un script**

Les différents objets présentés ci-dessus sont utilisés au sein d'un script de diagnostique et permettent ainsi d'avoir un script concis et robuste pour se concentrer sur les éléments clés à éditer. Nous suggérons qu'un script type de diagnostique s'organise autour des points suivants :

- 1. Importation des modules**

Usuelle en Python, elle permet d'utiliser des bibliothèques externes.

- 2. Description du script**

Elle est renseignée à travers les *docstring*, ce qui permet de générer directement une documentation web ou pdf à l'aide du script.

- 3. Définition du *parser***

Le *parser* permet de prendre en compte directement dans le terminal, les bases de données d'entrées et de sorties ainsi que les différentes options. Le fonctionnement est alors similaire à une commande de type NCO<sup>6</sup>. Nous suggérons ici des options élémentaires pouvant être génériques aux différents diagnostiques :

-F Indexation du type Fortran

-O Écrase le fichier de sortie si celui-ci existe déjà

-M Précise la mémoire allouée au calcul (en Go)

-n Coordonnées de la dimension ensembliste

-t Coordonnées de la dimension temporelle

-k Coordonnées de la dimension verticale

-j Coordonnées de la dimension latitudinale

-i Coordonnées de la dimension longitudinale

- 4. Définition des attributs de la base de données de sortie**

Ils sont liés à la création de la base de données dans laquelle les résultats du diagnostique seront écrits.

- 5. Définition du diagnostique à l'aide d'une classe personnalisée *myTask***

Dérivée de *TaskT*, *TaskN* ou *TaskS* en fonction du type de diagnostique, la classe *myTask* établit le coeur de calcul.

---

6. netCDF Operator, <http://nco.sourceforge.net>

## 6. Programme principal

Il gère l'ordonnancement de ces différentes parties : lecture du *parser*, création de la base de données de sortie, découpage et distribution de la tâche élémentaire sur plusieurs processeurs à l'aide de la classe *Job*.

## A.4 Conclusion

Cette annexe est un premier pas vers la définition et la réalisation d'un outil collaboratif permettant la mise en place simple de diagnostics hauts-niveaux sur une base de données océaniques ou atmosphériques hautes-résolutions. Nous imaginons une solution basée sur le langage Python capable de gérer des diagnostics selon les dimensions temporelle, spatiales et ensembliste, de façon à optimiser l'usage de la mémoire et à paralléliser le calcul sur plusieurs processeurs.

Nous suggérons que la base de données physique, c.-à-d. l'organisation de fichiers selon une certaine arborescence, soit représentée par un descripteur XML. L'objet Python *Database* permettra d'interpréter ce descripteur et d'accéder ainsi à la base de données et aux diverses informations la concernant. Les entrées/sorties seront traitées à l'aide de l'objet *Cube* qui gèrera l'extraction des variables nécessaires au calcul sur une sous-région d'une base de données. Le diagnostic se fera au sein de la classe *myTask*, dérivée d'une classe plus générique associée à un type de diagnostic (temporel, spatial, ensembliste). Le gestionnaire des tâches *Job* se chargera de gérer la décomposition du domaine (en espace ou en temps) en fonction du type de diagnostic et également de distribuer les tâches sur plusieurs processeurs. Ces objets seront réunis au sein d'un même script permettant par la suite d'effectuer le diagnostic directement en ligne de commande dans un terminal.

Cette annexe reste une ébauche de projet dont un certain nombre de points sont à éclaircir. En particulier, les attributs et fonctions des différentes classes sont à définir précisément. Il y a un travail important à faire sur la codification du descripteur XML de la base de données, et son interfaçage en Python. L'objet *Cube* doit simplifier l'usage de la librairie *netCDF4* afin de proposer des fonctions simples de lecture/écriture, une partie de ce qui a été codé dans les outils *pyClim* (voir section 2.2.3) pourrait être réutilisé au sein de cette classe. Un exemple d'un script type en Python serait également intéressant pour voir comment les objets s'agencent précisément entre eux. Enfin, l'intégration des phases de test est à réfléchir. Faut-il une procédure de test au sein du script ou une procédure externe ?

Enfin, nous espérons que le concept DOABLE attirera l'attention de scientifiques et ingénieurs qui rencontrent des problématiques similaires aux nôtres, lors de diagnostics sur des sorties de modèle haute-résolution. La concrétisation de ce concept pourrait se faire à travers un projet finançant un ingénieur dédié à la réalisation d'un tel outil, dont le retour sur investissement en terme de productivité scientifique serait important. Les outils *pyClim* déjà existants seront pérennisés dans l'équipe MEOM du LGGE et une réflexion sur le besoin d'investir dans le développement d'un projet semblable au concept DOABLE sera abordée.

# Annexe B

## Article 4 : *Geostrophic Turbulence in the Frequency–Wavenumber Domain : Eddy-Driven Low-Frequency Variability*

### Résumé

Questionnant la propension des tourbillons océaniques de méso-échelle à générer de la variabilité intrinsèque basse-fréquence, cette article examine dans l'espace spectral fréquence-nombres d'onde  $(k, l, \omega)$ , les transferts énergétiques entre échelles spatio-temporelles, dans le contexte de la turbulence géostrophique. Les équations quasi-géostrophiques (QG) à 2 couches (force de Coriolis constante, domaine bi-périodique, forçage par un écoulement cisailé) sont mises sous la forme d'un bilan d'énergie dans le domaine fréquence-nombres d'onde. Les contributions des termes d'advection non-linéaire, du forçage, de la friction de fond, et de l'énergie potentielle disponible (via le terme de stretching) à l'énergie cinétique sont ainsi quantifiées en fonction des échelles de temps et d'espace via une transformée de Fourier tri-dimensionnelle. La contribution du terme d'advection non-linéaire est ensuite diagnostiquée à partir du niveau de la mer (relié à la fonction de courant géostrophique) dans six régions de l'océan global, par l'étude des observations satellitaires et d'une simulation réaliste haute-résolution ( $1/12^\circ$ ) produite par le modèle HYCOM<sup>1</sup>.

Les résultat des simulations QG démontrent que l'advection non-linéaire et la conversion d'énergie potentielle disponible sont les principaux contributeurs à la variabilité basse-fréquence ; le forçage et la friction de fond n'apparaissent qu'en second plan. Dans cinq des six régions étudiées, la simulation réaliste montre une cascade inverse temporelle d'énergie cinétique en parallèle d'une cascade inverse spatiale classique ; ces résultats sont cohérents avec ceux du modèle QG. L'analyse des observations altimétriques donne cependant des résultats différant des modèles QG et HYCOM : la cascade inverse temporelle d'énergie cinétique n'est observable qualitativement que dans quelques régions. Afin de mimer les opérations d'interpolations nécessaires à la construction du produit grillé altimétrique, des filtrages spatial et temporel sont appliqués sur les champs issus de la simulation HYCOM. Il résulte de ces filtrages une distorsion importante des flux d'énergie spectraux estimés, ce qui suggère que la construction du produit grillé détériore les diagnostics de cascades inverses.

Le lien entre la turbulence géostrophique analysée dans le domaine des fréquences et dans le domaine des nombres d'ondes ne semble pas trivial pour au moins deux raisons.

---

1. Hybrid Coordinate Ocean Model, <https://hycom.org>



D'une part, la gamme de fréquences fortement énergétiques et impliquées dans les transferts non-linéaires est bien plus large que la gamme similaire des nombres d'ondes. D'autre part, l'hypothèse de Taylor (dite de "turbulence gelée") ne permet pas de relier les pentes des spectres d'énergie cinétique en nombre d'ondes et par rapport aux pentes des spectres en fréquence.

Notre contribution à ce travail a été de mettre en évidence qu'une étape est essentielle dans le pré-traitement des données : le retrait de la tendance temporelle. Cette étape contraint les flux d'énergie cinétique à tendre vers zéro aux plus basses fréquences. La forme des flux aux basses fréquences est alors cohérente entre les données satellitaires, la simulation réaliste HYCOM et les simulations QG, contrairement aux résultats précédents de Arbic et al. (2012) - pour lesquels la tendance temporelle n'avait pas été retirée.

## Geostrophic Turbulence in the Frequency–Wavenumber Domain: Eddy-Driven Low-Frequency Variability\*

BRIAN K. ARBIC,<sup>+,@@</sup> MALTE MÜLLER,<sup>#,@@,&&</sup> JAMES G. RICHMAN,<sup>@</sup> JAY F. SHRIVER,<sup>@</sup>  
ANDREW J. MORTEN,<sup>&</sup> ROBERT B. SCOTT,<sup>\*\*</sup> GUILLAUME SÉRAZIN,<sup>++</sup> AND THIERRY PENDUFF<sup>##</sup>

<sup>+</sup> *Department of Earth and Environmental Sciences, University of Michigan, Ann Arbor, Michigan*

<sup>#</sup> *School of Earth and Ocean Sciences, University of Victoria, Victoria, British Columbia*

<sup>@</sup> *Oceanography Division, Naval Research Laboratory, Stennis Space Center, Mississippi*

<sup>&</sup> *Department of Physics, University of Michigan, Ann Arbor, Michigan*

<sup>\*\*</sup> *Institute for Geophysics, Jackson School of Geosciences, The University of Texas at Austin, Austin, Texas,  
and Département de Physique et LPO, Université de Bretagne Occidentale, CNRS, Brest, France*

<sup>++</sup> *Laboratoire de Glaciologie et Géophysique de l'Environnement, CNRS, and Université Grenoble Alpes, Grenoble,  
and Centre Européen de Recherche et de Formation Avancée en Calcul Scientifique, Toulouse, France*

<sup>##</sup> *Laboratoire de Glaciologie et Géophysique de l'Environnement, CNRS, and Université  
Grenoble Alpes, Grenoble, France*

(Manuscript received 7 March 2013, in final form 30 March 2014)

### ABSTRACT

Motivated by the potential of oceanic mesoscale eddies to drive intrinsic low-frequency variability, this paper examines geostrophic turbulence in the frequency–wavenumber domain. Frequency–wavenumber spectra, spectral fluxes, and spectral transfers are computed from an idealized two-layer quasigeostrophic (QG) turbulence model, a realistic high-resolution global ocean general circulation model, and gridded satellite altimeter products. In the idealized QG model, energy in low wavenumbers, arising from nonlinear interactions via the well-known inverse cascade, is associated with energy in low frequencies and vice versa, although not in a simple way. The range of frequencies that are highly energized and engaged in nonlinear transfer is much greater than the range of highly energized and engaged wavenumbers. Low-frequency, low-wavenumber energy is maintained primarily by nonlinearities in the QG model, with forcing and friction playing important but secondary roles. In the high-resolution ocean model, nonlinearities also generally drive kinetic energy to low frequencies as well as to low wavenumbers. Implications for the maintenance of low-frequency oceanic variability are discussed. The cascade of surface kinetic energy to low frequencies that predominates in idealized and realistic models is seen in some regions of the gridded altimeter product, but not in others. Exercises conducted with the general circulation model suggest that the spatial and temporal filtering inherent in the construction of gridded satellite altimeter maps may contribute to the discrepancies between the direction of the frequency cascade in models versus gridded altimeter maps seen in some regions. Of course, another potential reason for the discrepancy is missing physics in the models utilized here.

### 1. Introduction

Geostrophic turbulence and its progenitor two-dimensional turbulence serve as valuable paradigms for atmospheric and oceanic flows. This paper addresses the relative contributions of forcing versus intrinsic nonlinearities in the maintenance of low-frequency variability in oceanic geostrophic turbulence. Our main diagnostics are spectral fluxes and spectral transfers—long utilized in wavenumber space analyses of geostrophic turbulence—computed here in frequency–wavenumber space.

---

\*Naval Research Laboratory Contribution Number NRL/JA/7320-12-1515 and University of Texas Institute for Geophysics Contribution Number 2638.

<sup>@@</sup> These authors contributed equally to this manuscript.

<sup>&&</sup> Current affiliation: Research and Development Department, Norwegian Meteorological Institute, Oslo, Norway.

---

*Corresponding author address:* Dr. Brian K. Arbic, Department of Earth and Environmental Sciences, University of Michigan, 1100 North University Avenue, Ann Arbor, MI 48109-1005.  
E-mail: arbic@umich.edu

The role of forcing versus intrinsic nonlinear processes in the maintenance of low-frequency variability is an important topic in climate dynamics. The climate system exhibits variability over a vast range of time scales. Huybers and Curry (2006) show, for instance, that the frequency spectrum of surface temperature from monthly out to 100 000-yr time scales displays power at all frequencies. Some low-frequency variability is due to forcing. Hasselmann (1976) shows that an idealized linear ocean with long response times will redden the spectrum of a white noise forcing. Similarly, Griffies and Tziperman (1995) show that high-frequency stochastic atmospheric forcing excites low frequency modes in the ocean. A number of studies implicate intrinsic nonlinear processes, in both the atmosphere and ocean, as another important contributor to low-frequency variability (e.g., Holland 1978; Sheng and Hayashi 1990a,b; Spall 1996; Berloff and McWilliams 1999; Dijkstra and Molemaker 1999; Dewar 2001). Recently, Penduff et al. (2011) demonstrate that interannual variance of sea surface height in ocean general circulation models driven by atmospheric forcing fields that lack interannual variability is comparable to the variance in ocean models driven by interannually varying forcing fields. However, these variances are comparable if and only if the ocean models are turbulent [or, using terminology borrowed from Hecht and Hasumi (2008), “eddying”]. Penduff et al. (2011) and related studies (e.g., Taguchi et al. 2010) therefore suggest a role for mesoscale eddies in the maintenance of oceanic low-frequency variability.

As pointed out by Ferrari and Wunsch (2010), the theory of quasi-two-dimensional turbulence is less well developed in the frequency domain than in the wavenumber domain. Numerous studies (e.g., Fjortoft 1953; Batchelor 1953; Kraichnan 1967, 1971; Charney 1971; Vallis 2006) argue that nonlinearities in two-dimensional and quasigeostrophic (QG) turbulence drive an inverse cascade of energy toward larger length scales (lower wavenumbers). Scott and Wang (2005) document an inverse cascade in the surface ocean, strongly suggesting that the ocean is in a state of geostrophic turbulence. Arbic et al. (2012b, hereinafter ASFMRS) demonstrate that nonlinearities in an idealized, two-layer,  $f$ -plane, QG turbulence model forced by an imposed, baroclinically unstable, mean flow (e.g., Salmon 1978, 1980; Haidvogel and Held 1980; Larichev and Held 1995) drive energy toward longer time scales (lower frequencies), alongside the well-known inverse cascade to lower wavenumbers. ASFMRS also show that nonlinearities play a larger role than forcing and damping in the maintenance of low-frequency variance, at least in baroclinically unstable  $f$ -plane QG turbulence. The frequency domain spectral transfers and fluxes used in ASFMRS provide a new tool

to measure the relative importance of nonlinear intrinsic processes versus forcing in the maintenance of low-frequency oceanic variability. ASFMRS show that nonlinearities also generally drive energy to longer time scales in realistic eddying ocean general circulation models. We note that the term “forcing” can mean different things in different settings. In our idealized QG model the forcing is an imposed, horizontally homogeneous, temporally fixed, baroclinically unstable mean flow. In the realistic models used by Penduff et al. (2011) and Taguchi et al. (2010), forcing denotes the atmospheric fields, which vary in complex ways in both space and time.

Here we extend the frequency domain analysis of ASFMRS to the frequency–wavenumber domain. Frequency–wavenumber analysis allows inspection of the behaviors at low frequencies versus low wavenumbers, a determination of which wavenumbers are primarily responsible for nonlinearity at low frequencies, and a determination of which frequencies are primarily responsible for nonlinearity at low wavenumbers. Frequency–wavenumber spectra provide a test of the Taylor (1938) hypothesis relating frequency spectra to wavenumber spectra. Finally, as will be seen, the analysis of the frequency–wavenumber spectral fluxes provides a constraint on the values of the frequency domain spectral fluxes at the lowest frequencies, which in turn allows for a closer comparison of the low-frequency fluxes in QG versus realistic models than was done in ASFMRS. Previous studies of oceanic frequency–wavenumber spectra include Wunsch and Stammer (1995), Chelton and Schlax (1996), Farrar (2008), Wunsch (2009, 2010), Early et al. (2011), and Wortham (2013), among others. A comprehensive discussion of frequency–wavenumber spectra computed from models, satellite altimetry data, and in situ data can be found in Wortham (2013). Hayashi and Golder (1977) and Hayashi (1982) discuss the “space–time” (wavenumber–frequency) spectra of realistic atmospheric models and datasets. We are not aware of any previous studies examining frequency–wavenumber domain spectral fluxes and transfers in idealized QG turbulence models, or in an oceanic context, as we do here. Note that our focus here is on isotropic wavenumber–frequency spectral diagnostics. In a companion paper, we analyze spectral diagnostics in the anisotropic wavenumber–frequency domain to better understand the role of nonlinearities in westward eddy propagation.

We examine output from the same two-layer QG turbulence model utilized in ASFMRS. However, the realistic eddying ocean model utilized here is the Hybrid Coordinate Ocean Model (HYCOM; Chassignet et al. 2007), in place of the Naval Research Laboratory (NRL) Layered Ocean Model (NLOM; Hurlburt and

Thompson 1980; Shriver et al. 2007) used in ASFMRS. HYCOM has more layers in the vertical direction than does NLOM and a number of other more realistic features.

As in ASFMRS and Arbic et al. (2013), we will also compute spectral diagnostics from a satellite altimeter product. The Archiving, Validation, and Interpretation of Satellite Oceanographic (AVISO) gridded satellite altimeter product (Le Traon et al. 1998; Ducet et al. 2000) we use is constructed through interpolation, in space and time, of along-track sea surface height (SSH) data from two altimeters onto a  $1/3^\circ$  Mercator grid at regular 7-day intervals. Because interpolation smooths the along-track data, the spatial feature resolution of AVISO maps is coarser than the  $\sim 6$ -km resolution along track and is closer to the  $\sim 300$ -km cross-track spacing of the Ocean Topography Experiment (TOPEX)/Poseidon and Jason altimeters (Chelton et al. 2011). Wortham (2013) finds that the AVISO product has significantly lower energy than raw, along-track altimetry data for wavelengths shorter than about 225 km and periods shorter than about 55 days. We investigate the impact of the smoothing inherent in the construction of AVISO products through comparison of spectral fluxes computed from filtered versions of the realistic model output with fluxes computed from unadulterated output.

This paper is organized as follows: In section 2, we describe the models and altimeter product. In section 3, we discuss the theory of frequency–wavenumber domain spectral fluxes and transfers. Section 4 presents the analysis technique, and section 5 presents the results. A summary and discussion is given in section 6.

## 2. Description of models and gridded altimeter product

### a. Idealized quasigeostrophic turbulence model

For simplicity, we utilize a highly idealized two-layer QG turbulence model on an  $f$ -plane with a flat bottom, forced by an imposed, horizontally homogeneous, vertically sheared mean flow that roughly represents oceanic gyres. The model is pseudospectral and doubly periodic, with  $256 \times 256$  grid points, where each side has dimensional length  $20\pi L_d$ . Flow begins with a randomly generated initial condition, and the model achieves statistical equilibrium when eddy energy extraction from the baroclinically unstable mean flow is balanced by energy dissipation. Despite the numerous simplifications, the frequency/isotropic wavenumber behaviors in the QG model compare well in many respects with the behaviors in the realistic ocean model and in gridded satellite altimeter maps.

We follow the format of Flierl (1978) in our governing equations:

$$\frac{\partial q_1}{\partial t} + \Gamma_1 + J(\psi_1, q_1) = \text{ssd}, \quad \text{and} \quad (1)$$

$$\frac{\partial q_2}{\partial t} + \Gamma_2 + J(\psi_2, q_2) = -R_2 \nabla^2 \psi_2 + \text{ssd}, \quad (2)$$

where  $\text{ssd}$  is small-scale dissipation. Here  $t$  is time,  $q$  is the perturbation potential vorticity, and subscripts 1 and 2, respectively, denote upper and lower layers. Perturbation streamfunctions  $\psi_1$  and  $\psi_2$  are related to  $q$  by

$$q_1 = \nabla^2 \psi_1 + \frac{(\psi_2 - \psi_1)}{(1 + \delta)L_d^2}, \quad q_2 = \nabla^2 \psi_2 + \frac{\delta(\psi_1 - \psi_2)}{(1 + \delta)L_d^2}, \quad (3)$$

where  $\delta = H_1/H_2$ , the ratio of upper- to lower-layer depths, and the first baroclinic mode deformation radius  $L_d$  is defined by  $[g'H_1H_2/f_0^2(H_1 + H_2)]^{1/2}$ , where  $g'$  is reduced gravity and  $f_0$  is the Coriolis parameter. The zonal (east–west) and meridional (north–south) spatial coordinates are  $x$  and  $y$ , respectively. The Jacobian of two fields  $A$  and  $B$  is given by  $J(A, B) = \partial A/\partial x \partial B/\partial y - \partial A/\partial y \partial B/\partial x$ . The mean flow forcing terms are

$$\Gamma_1 = \bar{u}_1 \frac{\partial q_1}{\partial x} + \frac{\partial \bar{q}_1}{\partial y} \frac{\partial \psi_1}{\partial x}, \quad \text{and} \quad (4)$$

$$\Gamma_2 = \bar{u}_2 \frac{\partial q_2}{\partial x} + \frac{\partial \bar{q}_2}{\partial y} \frac{\partial \psi_2}{\partial x}, \quad (5)$$

where imposed time-mean quantities are designated with overbars. The zonal and meridional velocities are denoted by  $u$  and  $v$ , respectively. On the  $f$ -plane, the direction of the mean flow is arbitrary; we take it to be zonal. The imposed time-mean potential vorticity gradients are

$$\frac{\partial \bar{q}_1}{\partial y} = \frac{(\bar{u}_1 - \bar{u}_2)}{(1 + \delta)L_d^2}, \quad \frac{\partial \bar{q}_2}{\partial y} = \frac{\delta(\bar{u}_2 - \bar{u}_1)}{(1 + \delta)L_d^2}. \quad (6)$$

The bottom Ekman drag  $R_2$  is related to the bottom boundary layer thickness  $d_{\text{Ekman}} = \sqrt{A/f_0}$  by

$$R_2 = \frac{f_0 d_{\text{Ekman}}}{2H_2}, \quad (7)$$

where  $A$  is the vertical eddy viscosity. We use an exponential cutoff filter in wavenumber space (Canuto et al. 1988; LaCasce 1996) for  $\text{ssd}$ :

$$\text{filter} = \exp\left[-\alpha \left(\sqrt{k^2 + l^2} - k_0\right)^M\right] \quad \text{when} \quad \sqrt{k^2 + l^2} > k_0, \\ \text{filter} = 1.0 \quad \text{when} \quad \sqrt{k^2 + l^2} \leq k_0, \quad (8)$$

where  $k$  and  $l$  are zonal and meridional wavenumbers, respectively, and  $k_0$  is a cutoff wavenumber. As in LaCasce (1996), which can be consulted for more details, we take  $\alpha = 18.4$ ,  $M = 4$ , and  $k_0 = 0.65k_N$ , where  $k_N$  corresponds to the Nyquist scale. At every time step the filter is applied to  $\hat{q}_1$  and  $\hat{q}_2$ , the Fourier transforms of  $q_1$  and  $q_2$ .

Our QG equations are governed by two nondimensional parameters. We set the stratification parameter  $\delta$  to 0.2, which yields the strength of the first baroclinic mode self-interaction in the two-layer model consistent with that obtained from typical midlatitude stratification profiles (Flierl 1978; Fu and Flierl 1980). The nondimensional linear bottom Ekman friction strength,  $F_L = R_2 L_d / (\bar{u}_1 - \bar{u}_2)$ , is set to 0.4, which yields amplitudes, horizontal scales, and vertical structure of eddy kinetic energy (EKE) that agree reasonably well with midlatitude observations (Arbic and Flierl 2004; Arbic et al. 2013). Figure 1 displays representative snapshots of  $\psi_1$  and  $q_1$  for the QG model. The flow field consists of densely packed eddies in qualitative similarity to a typical snapshot of midocean SSH. Isolated coherent vortices (e.g., McWilliams 1984) can be seen in the  $\psi_1$  and especially  $q_1$  fields. The spectral diagnostics are calculated from 5400 snapshots, each spaced one unit of nondimensional time  $L_d / (\bar{u}_1 - \bar{u}_2)$  apart. The correlation time (as measured by the zero crossing in the autocorrelation of  $\psi_1$ ) is about 16.5 units of nondimensional time, suggesting that our sampling rate is adequate.

#### b. Global eddying general circulation model

For details on global HYCOM the reader is directed to Metzger et al. (2010) and references therein. A brief summary is given here. The HYCOM simulation used in this paper is nonassimilative, has 32 layers in the vertical direction, and has a horizontal resolution of  $1/12.5^\circ$  at the equator. The simulation was run interannually over the period July 2003–December 2010 using 3-hourly Fleet Numerical Oceanography Center Navy Operational Global Atmospheric Prediction System (FNMOC NOGAPS; Rosmond et al. 2002) atmospheric forcing with wind speeds scaled to be consistent with Quick Scatterometer (QuikSCAT; e.g., Liu and Xie 2006) observations. Comparison to surface drifters and deep current meters demonstrates that HYCOM generates a realistic circulation, albeit somewhat deficient in EKE, being only 79% and 80% of the observations at the surface and abyssal ocean (Thoppil et al. 2011). Because we are limited by the substantial computational resources needed to run global eddying HYCOM and to store its output, we have only 5 yr (2005–09) of HYCOM SSH output for our analysis. Storage concerns preclude us from examining depth-integrated energy budgets in

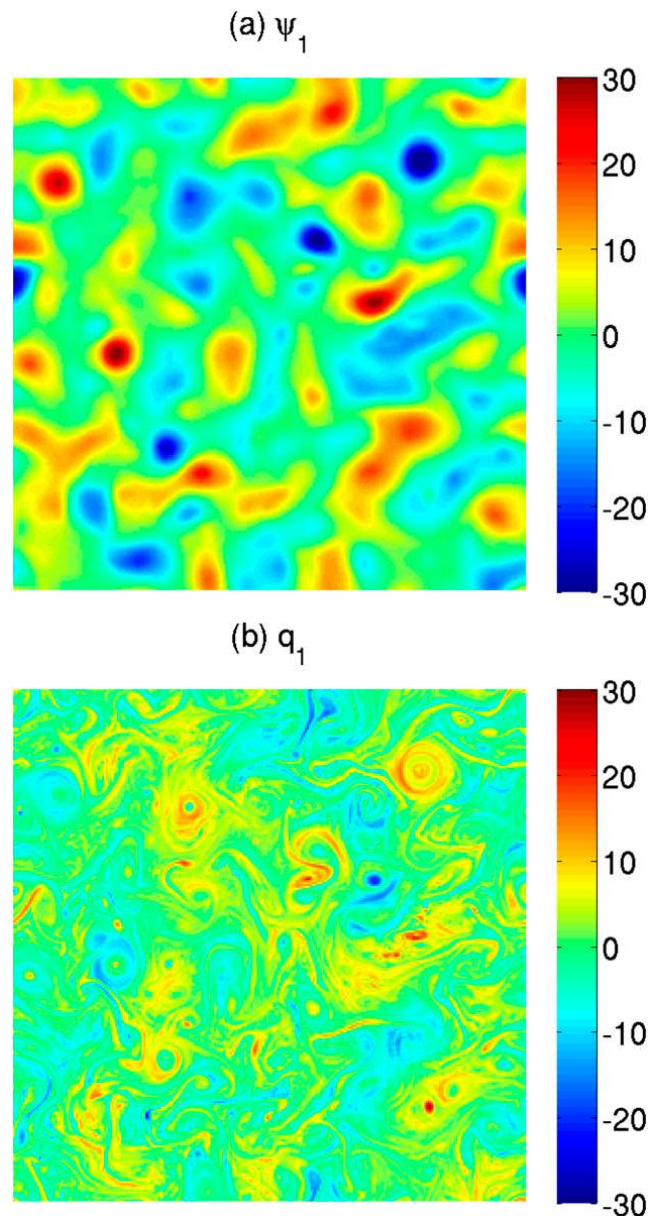


FIG. 1. Representative snapshots of (a) upper-layer streamfunction  $\psi_1$  [normalized by  $(\bar{u}_1 - \bar{u}_2)L_d$ ] and (b) upper-layer potential vorticity  $q_1$  [normalized by  $(\bar{u}_1 - \bar{u}_2)/L_d$ ] in idealized two-layer QG simulation. The domain is doubly periodic and  $20\pi L_d$  on a side, where  $L_d$  is the first baroclinic mode Rossby deformation radius.

HYCOM, as we do in our QG analysis. Instead we focus on the spectra, spectral fluxes, and spectral transfers of geostrophic kinetic energy in HYCOM's sea surface. We choose to analyze a HYCOM simulation forced by the astronomical tidal potential as well as atmospheric fields (Arbic et al. 2010, 2012a; Shriver et al. 2012; Richman et al. 2012) so that ongoing frequency–wavenumber analyses of tidal and near-inertial flows can be easily compared to the analyses of geostrophic flows performed here. A 3-day low-pass filter is employed to remove high-frequency motions from the hourly HYCOM SSH fields,

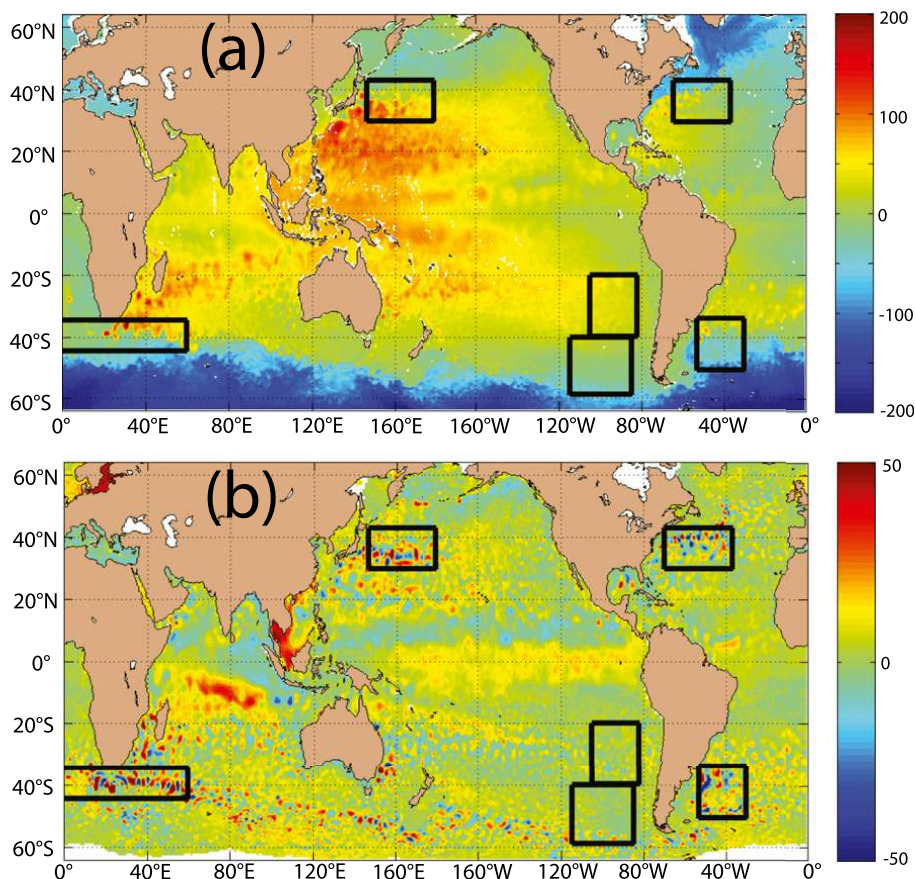


FIG. 2. Six regions used to compute spectra, spectral fluxes, and spectral transfers of surface ocean geostrophic kinetic energy from (a)  $1/12.5^\circ$  HYCOM output and (b)  $1/3^\circ$  AVISO gridded satellite altimeter product. In (a) the regions are highlighted against the 0000 UTC 1 January 2008 snapshot of HYCOM steric sea surface height (cm). In (b) the regions are highlighted against the AVISO 20 December 2006 snapshot of sea surface height anomaly (cm).

so that only low-frequency (assumed geostrophic) motions remain. We analyze low-pass filtered results spaced at 1-day intervals.

Six regions of interest, over which we will compute spectral diagnostics, are shown in Fig. 2a, with a snapshot of HYCOM steric SSH serving as background. Four of the regions experience intense boundary current and mesoscale eddy activity—the Kuroshio in the western North Pacific, the Gulf Stream in the western North Atlantic, the Agulhas off the southern tip of Africa, and the Malvinas in the western South Atlantic. Two additional, relatively quiescent regions are in the southeastern Pacific—a midlatitude region and a high-latitude region that touches upon the Antarctic Circumpolar Current in its southernmost portions. Because of the removal of HYCOM land points associated with Bermuda, our Gulf Stream region is slightly narrower in east–west extent in HYCOM than in AVISO.

#### c. Gridded satellite altimeter product

We use 840 weekly snapshots of the two-satellite AVISO  $1/3^\circ$  Mercator grid reference product (Le Traon

et al. 1998; Ducet et al. 2000), beginning 14 October 1992 and ending 12 November 2008. Figure 2b displays the six regions over which we compute AVISO spectral diagnostics, shown against an example AVISO SSH anomaly snapshot. The regions correspond very closely to those utilized in the HYCOM analysis, with the greatest deviation being in the Gulf Stream as discussed above.

#### d. Normalization of wavenumbers and frequencies

We end this section with a brief discussion of the  $x$  axes used in spectral plots throughout the paper. In the QG plots, wavenumbers are nondimensionalized by  $1/L_d$  and frequencies are nondimensionalized by  $U/L_d$ , where  $U = \bar{u}_1 - \bar{u}_2$  is the imposed mean shear. To connect the HYCOM and AVISO results with the QG results, we will display, on the HYCOM and AVISO plots, estimated oceanic values of the  $1/L_d$  wavenumber and  $U/L_d$  frequency. For each of the six regions shown in Fig. 2, we choose the  $L_d$  value at the Chelton et al. (1998) atlas grid point lying closest to the center of the region. The value of  $U$  is computed as the area-weighted

TABLE 1. Values of  $L_d$ ,  $U$ , and  $L_d/U$  (see text) for the six regions shown in Fig. 2.

Region	$L_d$ (km)	$U$ (cm s <sup>-1</sup> )	$L_d/U$ (days)
Midlatitude southeast Pacific	36	2.4	17
High-latitude southeast Pacific	21	4.6	5.2
Agulhas	30	13	2.5
Malvinas	25	9.4	3.0
Gulf Stream	34	9.6	4.1
Kuroshio	32	8.8	4.2

root-mean-square of the time-mean surface velocity over the region:

$$U = \sqrt{\frac{\iint (u_{\text{mean}}^2 + v_{\text{mean}}^2) dA}{\iint dA}}, \quad (9)$$

where  $dA$  represents an element of area, and  $u_{\text{mean}}$  and  $v_{\text{mean}}$  are respectively the zonal and meridional surface velocities computed from the mean dynamic topographies of Niiler et al. (2003) and Maximenko et al. (2009). We assume that the surface velocity is a reasonable proxy for the shear, that is, that velocities in the subsurface ocean are substantially weaker than the surface flow. The values of  $L_d$ ,  $U$ , and  $L_d/U$  for the six regions are given in Table 1.

### 3. Theory of frequency–wavenumber spectral fluxes and transfers

The theory of spectral transfers  $T(K, \omega)$  and spectral fluxes  $\Pi(K, \omega)$  in the two-layer QG model, where  $K = \sqrt{k^2 + l^2}$  is isotropic wavenumber and  $\omega$  denotes frequency, is summarized here. We let  $\hat{A}$  denote the discrete Fourier transform of an arbitrary field  $A$ . For example,

$$\psi_1(x, y, t) = \sum_k \sum_l \sum_\omega \hat{\psi}_1(k, l, \omega) e^{i(kx + ly + \omega t)}. \quad (10)$$

Thus, the frequency–wavenumber spectrum of upper-layer kinetic energy density  $|\nabla\psi_1|^2/2$  is

$$\text{EKE}_1(k, l, \omega) = \frac{1}{2} K^2 \hat{\psi}_1^*(k, l, \omega) \hat{\psi}_1(k, l, \omega), \quad (11)$$

where the superscript \* represents a complex conjugate.

As discussed in many sources (e.g., Salmon 1978, 1980; Hua and Haidvogel 1986; Larichev and Held 1995; LaCasce 1996), spectral transfers identify energy sources and sinks in Fourier space, which could mean wavenumber, frequency, or frequency–wavenumber space here. Positive

(negative) transfer values indicate an energy source (sink). To develop a depth-averaged spectral transfer budget, we multiply the Fourier transform of the upper-layer equation [Eq. (1)] by  $-\delta\hat{\psi}_1^*(k, l, \omega)/(1 + \delta)$ , multiply the Fourier transform of the lower-layer equation [Eq. (2)] by  $-\hat{\psi}_2^*(k, l, \omega)/(1 + \delta)$ , and add the results, yielding

$$T_{\text{KE},1}(k, l, \omega) + T_{\text{KE},2}(k, l, \omega) + T_{\text{APE}}(k, l, \omega) + T_{\text{forcing}}(k, l, \omega) + T_{\text{friction}}(k, l, \omega) = 0. \quad (12)$$

Here the spectral transfers of upper- and lower-layer kinetic energy are

$$T_{\text{KE},1}(k, l, \omega) = \text{Re} \left[ \frac{\delta}{1 + \delta} \hat{\psi}_1^*(k, l, \omega) \widehat{J(\psi_1, \nabla^2 \psi_1)}(k, l, \omega) \right],$$

and

$$T_{\text{KE},2}(k, l, \omega) = \text{Re} \left[ \frac{1}{1 + \delta} \hat{\psi}_2^*(k, l, \omega) \widehat{J(\psi_2, \nabla^2 \psi_2)}(k, l, \omega) \right], \quad (13)$$

$$T_{\text{KE},2}(k, l, \omega) = \text{Re} \left[ \frac{1}{1 + \delta} \hat{\psi}_2^*(k, l, \omega) \widehat{J(\psi_2, \nabla^2 \psi_2)}(k, l, \omega) \right], \quad (14)$$

respectively, where  $\text{Re}$  denotes the real part of a complex number.<sup>1</sup> The spectral transfers of available potential energy (APE), mean flow forcing, and bottom Ekman friction are

$$T_{\text{APE}}(k, l, \omega) = \text{Re} \left[ \frac{\delta}{(1 + \delta)^2 L_d^2} \widehat{(\psi_1 - \psi_2)^*}(k, l, \omega) \times \widehat{J(\psi_1, \psi_2)}(k, l, \omega) \right], \quad (15)$$

$$T_{\text{forcing}}(k, l, \omega) = \text{Re} \left[ \frac{\delta}{1 + \delta} \hat{\psi}_1^*(k, l, \omega) \widehat{\Gamma}_1(k, l, \omega) + \frac{1}{1 + \delta} \hat{\psi}_2^*(k, l, \omega) \widehat{\Gamma}_2(k, l, \omega) \right], \quad \text{and} \quad (16)$$

$$T_{\text{friction}}(k, l, \omega) = -\frac{1}{1 + \delta} R_2 K^2 \hat{\psi}_2^*(k, l, \omega) \widehat{\psi}_2(k, l, \omega), \quad (17)$$

<sup>1</sup> For simplicity, because stratification is not horizontally uniform in HYCOM and AVISO output, the factor  $\delta/(1 + \delta)$  is omitted from the HYCOM and AVISO spectral kinetic energy flux and transfer computations in this paper.

respectively. The transfer terms associated with *ssd*, not listed in Eq. (12), are inferred as a small residual. Note that because Eq. (12) is a depth-averaged budget there are no interlayer transfers.

Spectral fluxes are defined as integrals of the spectral transfers, namely,

$$\Pi_{\text{term}}(K, \Omega) = \int_{k^2+l^2 \geq K^2} \iint_{\omega \geq \Omega} T_{\text{term}}(k, l, \omega) d\omega dk dl, \quad (18)$$

where the subscript “term” denotes KE, 1; KE, 2; APE; forcing; or friction as appropriate.<sup>2</sup> Integration over all frequencies  $\omega$  yields spectral fluxes in isotropic wavenumber  $K$  space

$$\Pi_{\text{term}}(K) = \int_{k^2+l^2 \geq K^2} \iint T_{\text{term}}(k, l, \omega) d\omega dk dl, \quad (19)$$

while integration over all wavenumbers yields spectral fluxes in frequency space

$$\Pi_{\text{term}}(\Omega) = \iiint_{\omega \geq \Omega} T_{\text{term}}(k, l, \omega) d\omega dk dl. \quad (20)$$

#### 4. Analysis technique

Spectral analysis of fields that are not periodic requires care (Priestley 1981). None of the three output fields analyzed here—from the idealized QG model, realistic model, or altimeter product—are periodic in time, nor are fields excised from the realistic model or altimeter product periodic in space. For the AVISO and 3-day low-pass filtered HYCOM output, we first convert the SSH fields  $\eta$  to surface geostrophic streamfunctions, denoted by  $\psi_1$  in analogy to the QG model, via  $\psi_1 = g\eta/f$ , where  $g = 9.8 \text{ m s}^{-2}$  is the gravitational acceleration, and  $f$  is the Coriolis parameter. We remove the temporal trend and mean of  $\psi_1$  at each spatial grid point. Following this, spatial trends and means are removed from every snapshot of  $\psi_1$  with a two-dimensional least squares fit. To enforce periodicity in space, each  $\psi_1$  snapshot is multiplied by a two-dimensional Tukey window having a ratio of taper to constant sections equal to 0.2 in each horizontal direction. To enforce periodicity in time, the  $\psi_1$  time series at each spatial grid point

is multiplied by a Tukey window, also having a value of 0.2 for the ratio of taper to constant sections.<sup>3</sup> Because the QG model is doubly periodic, and because  $\psi_1$  has a zero time mean at each grid point, we do not employ any spatial detrending and mean removal, spatial windowing, or temporal detrending and mean removal in our QG analysis. However, the QG analysis does employ a temporal Tukey window to enforce periodicity in time. Terms involving spatial derivatives are computed using forward and inverse discrete Fourier transforms in wavenumber space. For example,  $\nabla^2 \psi_1$  is the inverse discrete Fourier transform of  $-(k^2 + l^2)\widehat{\psi_1}(k, l)$ . For simplicity, in the HYCOM and AVISO analyses we neglect the small convergence of meridians within our regions. We use the native HYCOM and AVISO grids, rather than interpolating to regularly spaced  $x$ - $y$  grids, neglecting the order 10% variations in latitudinal spacing on Mercator grids.

Multiplication by a Tukey window, after the removal of a trend and mean, leaves behind fields having nonzero means. Therefore, some nonzero spectral energy is found in the zero frequency (wavenumber). As is commonly done, we will not include the zero frequency and wavenumber results in our plots of spectra. However, as will be seen shortly, the zero-frequency results are crucial for spectral fluxes and transfers. To display the zero-frequency (wavenumber) flux and transfer results on the semilog plots we favor throughout this paper, we move the zero-frequency (wavenumber) results to one-half of the lowest resolved nonzero frequency (wavenumber).

As described below, consideration of a joint frequency–wavenumber spectral flux provides insights into the low-frequency behavior of  $\Pi_{\text{KE},1}(\omega)$ . For geostrophic flows with periodic boundary conditions,  $\Pi_{\text{KE},1}(K)$  is zero at the lowest wavenumber. Because  $\Pi_{\text{KE},1}(K, \omega)$  is a double integral over wavenumber and frequency of  $T_{\text{KE},1}(K, \omega)$ , and because the order of integration should not matter,  $\Pi_{\text{KE},1}(\omega)$  must be zero at the lowest frequency. For all of the  $\Pi_{\text{KE},1}(K, \omega)$  curves in this paper, the absolute value at the lowest frequency–lowest wavenumber pair is 2% or less, often much less, of the largest absolute value occurring throughout  $(K, \omega)$  space. Because  $\Pi_{\text{KE},1}(\omega)$  must be zero at the lowest frequency, the record duration impacts estimated low-frequency  $\Pi_{\text{KE},1}(\omega)$  values. In Fig. 3a, we display the

<sup>2</sup>In retrospect, we realize that the factor of  $\delta/(1 + \delta)$  was sometimes inadvertently omitted from ASFMRS plots in which the QG  $\Pi_{\text{KE},1}(\omega)$  curve was shown as a stand-alone result—that is, not as part of a depth-averaged budget. Because this omission was not made in any of the energy budget plots, it does not affect any of the conclusions of ASFMRS.

<sup>3</sup>Note that most of the analysis in ASFMRS and Arbic et al. (2013) utilized nine overlapping Hanning windows in space (and time, in the case of ASFMRS), instead of the Tukey windows used here. As discussed in Arbic et al. (2013) overlapping Hanning windows and Tukey windows yield quantitatively similar flux estimates in high-resolution models and qualitatively similar AVISO fluxes.



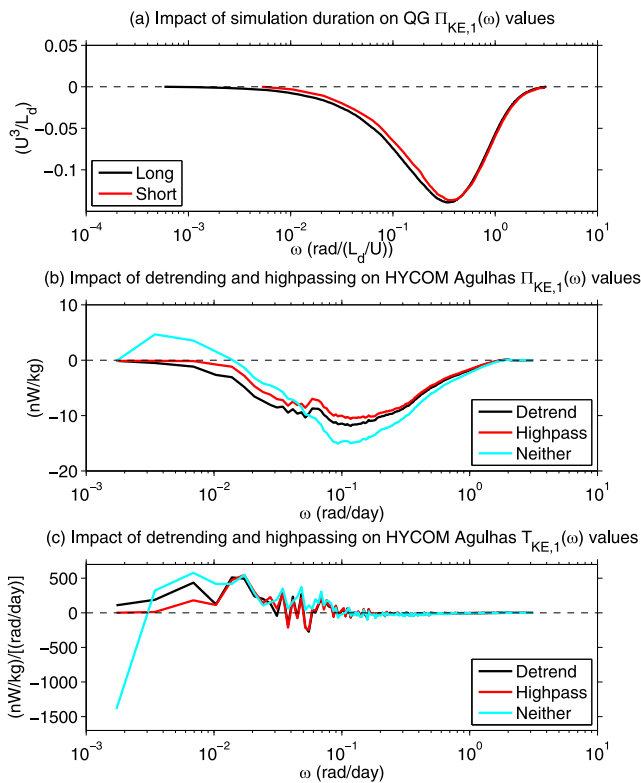


FIG. 3. (a) Spectral kinetic energy fluxes  $\Pi_{KE,1}(\omega)$  in nominal QG simulation (Long; black) and shorter subset of the QG simulation (Short; red). In the axis labels of (a) and of other figures made from the QG simulation, “U” denotes the imposed mean shear  $\bar{u}_1 - \bar{u}_2$ . (b),(c) Spectral kinetic energy fluxes and transfers  $\Pi_{KE,1}(\omega)$  and  $T_{KE,1}(\omega)$ , respectively, in the Agulhas region of HYCOM for three analysis procedures given in legend (see text).

$\Pi_{KE,1}(\omega)$  curves from our nominal (5400 snapshot) QG simulation and from a 600-snapshot subset of this simulation (having the same temporal sampling interval). Because  $\Pi_{KE,1}(\omega)$  goes to near-zero values at the low-frequency ends of both curves, and because the low-frequency end points differ between the two curves, the  $\Pi_{KE,1}(\omega)$  curves separate slightly at low frequencies.

The importance of temporal detrending is illustrated in Figs. 3b and 3c. The HYCOM Agulhas region  $\Pi_{KE,1}(\omega)$  curve resulting from our preferred analysis procedure (Detrend)—in which a temporal mean and linear trend is removed from each spatial grid point—is contrasted with results from two other procedures in Fig. 3b. The High-pass curve uses a high-pass to remove frequencies lower than twice the lowest resolved frequency. In the Neither curve, neither a high-pass or detrend/mean removal is employed on the time series at each model grid point. While the Neither curve displays some positive  $\Pi_{KE,1}(\omega)$  values at low frequencies, the High-pass and Detrend curves display negative values (implying a cascade to lower frequencies) throughout the entire plotted

frequency range. The nonlinear spectral kinetic energy fluxes  $\Pi_{KE,1}(\omega)$  are strongly affected at low frequencies if temporal means and trends are not removed, consistent with the well-known effects on the spectra themselves (e.g., Priestley 1981). Because detrending is standard practice in time series analysis, we believe that the Detrend and High-pass curves in Fig. 3b are more reliable than the Neither curve. Because our intuition was developed in the QG case, for which these considerations are less important as described earlier, we did not recognize the need for temporal detrending in our ASFMRS analyses, nor did we assign zero-frequency flux and transfer values to displayable nonzero frequencies. As a result the realistic model  $\Pi_{KE,1}(\omega)$  curves in ASFMRS look like the Neither curve in Fig. 3b, but without the lowest frequency result—in other words, the ASFMRS realistic model  $\Pi_{KE,1}(\omega)$  results show artificial positive values at low frequencies, without a drop to near-zero values at the left-hand end point. The impact of these important signal processing concerns on the HYCOM Agulhas  $T_{KE,1}(\omega)$  curves is shown in Fig. 3c. At the lowest frequencies, the Neither curve has an unphysically sharp jump due to substantial energy in the (nominally) zero frequency. In the remainder of this paper, we employ the Detrend procedure.

## 5. Results

### a. Spectra

We now discuss frequency–wavenumber spectra  $EKE_1$  of ocean surface kinetic energy [Eq. (11)]. The ratio of HYCOM to AVISO total kinetic energy (integrated over all frequencies and wavenumbers) is of order one—0.85 in the Kuroshio region and between 1.1 and 1.3 in the other five regions. Frequency–wavenumber spectra for the QG model and for HYCOM and AVISO results in the Agulhas region, which is reasonably representative, are shown in Fig. 4. The spectra display several visual similarities, including a tendency for high-wavenumber energy to be nearly independent of frequency, a tendency for a flat frequency spectrum at low frequencies, and a tendency for lower-wavenumber energy to be associated with lower frequencies. This latter feature is seen as a diagonal “cut” in the right-hand side of each subplot (implying small low-wavenumber energy at high frequencies). The spectra are visually “wider” in frequency space than in wavenumber space. Substantial values of  $EKE_1$  are seen over a decade or less in wavenumber, but over two or more decades in frequency. Because  $EKE_1$  rolls off at the lowest wavenumbers, analyses in larger domains would not see a continuation of substantial  $EKE_1$  values out to yet lower wavenumbers.

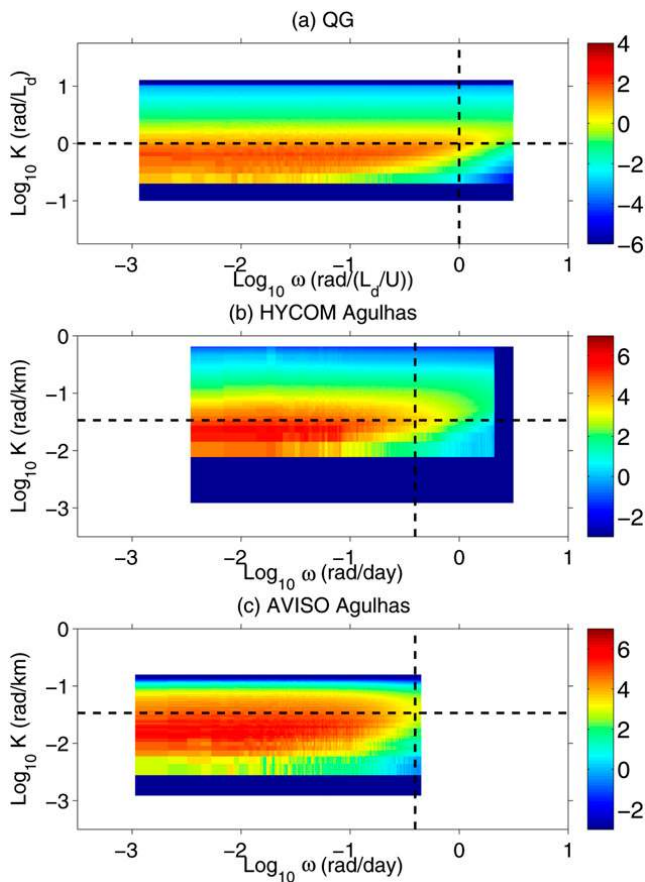


FIG. 4. Wavenumber–frequency ( $K$ – $\omega$ ) spectrum  $EKE_1(K, \omega)$  of  $|\nabla\psi_1|^2/2$  (kinetic energy) from the (a) upper layer of the idealized two-layer QG simulation and from Agulhas region of ocean surface in (b) HYCOM and (c) AVISO. Units of spectra are  $\log_{10}$  of  $0.5(\bar{u}_1 - \bar{u}_2)^2 / ([\text{rad}/L_d] \{[\text{rad}/L_d] (\bar{u}_1 - \bar{u}_2)\})$  in (a) and  $\log_{10}$  of  $(\text{cm s}^{-1})^2 / ([\text{rad day}^{-1}] [\text{rad km}^{-1}])$  in (b) and (c). Dashed horizontal and vertical lines respectively represent the deformation wavenumber  $1 \text{ rad}/L_d$  and  $1 \text{ rad}/(L_d/U)$ , where  $U$  is the mean shear (see text). The  $x$  and  $y$  axes, and the colorbar, in the HYCOM subplot (b) are identical to those in the AVISO subplot (c). The  $x$  and  $y$  axes, and the colorbar, in the QG subplot (a) cover the same number of decades as do those in the HYCOM and AVISO subplots.

In contrast, because of the flatness of  $EKE_1$  at low frequencies, the record duration determines the range of frequencies over which substantial  $EKE_1$  values are seen. The QG record is the longest of the three shown in Fig. 4—86 yr if one takes typical values of  $L_d = 50 \text{ km}$  and  $U = 10 \text{ cm s}^{-1}$ —hence, it has the largest width in frequency. The asymmetry between spectral widths in wavenumber versus frequency will be seen throughout this paper.

To further investigate the association of low-frequency and low-wavenumber energy, we compute the energy-containing wavenumbers  $K_E(\omega)$ , and energy-containing frequencies  $\omega_E(K)$ , defined as first moments (centroids) of the spectrum, namely,

$$K_E(\omega) = \frac{\iint \sqrt{k^2 + l^2} EKE_1(k, l, \omega) dk dl}{\iint EKE_1(k, l, \omega) dk dl}, \quad (21)$$

(for a fixed  $\omega$ ) where  $EKE_1(k, l, \omega)$  is the kinetic energy spectrum [Eq. (11)], and

$$\omega_E(K) = \frac{\int \omega EKE_1(K, \omega) d\omega}{\int EKE_1(K, \omega) d\omega} \quad (22)$$

for a fixed isotropic wavenumber  $K$ . A general association between low-wavenumber and low-frequency energy is found in plots of  $\omega_E(K)$  and  $K_E(\omega)$  for the models and altimeter maps (Fig. 5). The correspondence is not simple, and the plots are noisy, especially near the Nyquist wavenumbers and frequencies. Note that a *general* association of low-frequency energy with low wavenumbers does not preclude some association of low-frequency energy with high wavenumbers. As an example, Wortham (2013) points out that the 18-yr mean of AVISO SSH contains considerable small-scale (high wavenumber) structure.

The frequency–wavenumber spectra shed light on the limitations of the Taylor (1938) hypothesis with respect to geostrophic turbulence. The Taylor hypothesis states that when turbulent velocities are small compared to a mean flow  $V$ , the wavenumber and frequency domains are related simply, via  $\omega = Vk$ . Variants of Taylor’s hypothesis have taken  $V$  to be a root-mean-square eddy speed (Tennekes 1975) or an eddy propagation speed (Ferrari and Wunsch 2010). If the Taylor hypothesis held exactly, all of the energy in the frequency–wavenumber spectra would be along a line with slope determined by  $V$ . In this ideal case, integrating in either wavenumber or frequency would yield identical results, because the same point on the line would be picked up in either case. In fact substantial energy does lie along nearly straight lines in frequency–wavenumber spectra (e.g., Wunsch 2009, 2010; Early et al. 2011; Wortham 2013). However, for every wavenumber there is a spectrum of energy spread among all frequencies, and for every frequency there is a spectrum of energy spread among all wavenumbers (Fig. 4). The asymmetries between spectra in the two axis directions imply that the frequency and wavenumber spectra, as well as their slopes, are not easily relatable. In ASFMRS we noted further that the difference in the slopes of streamfunction variance (not shown in the present paper) and geostrophic velocity variance (kinetic energy) in the frequency domain is  $-0.8$ , not  $-2$  as it is in the wavenumber domain and as it therefore would be in

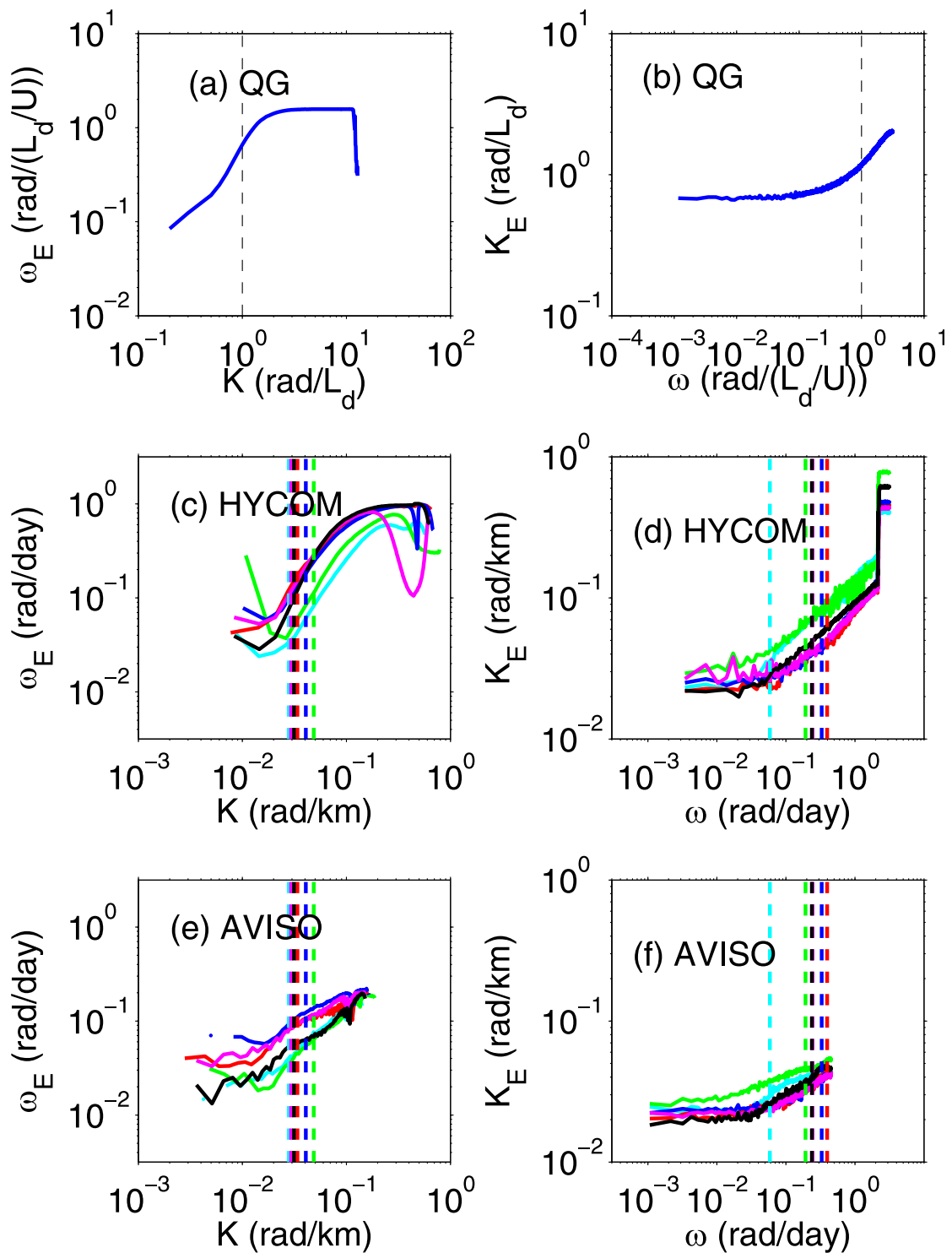


FIG. 5. (left) Centroids  $\omega_E(K)$  of kinetic energy spectrum vs wavenumber  $K$ . (right) Centroids  $K_E(\omega)$  of kinetic energy spectrum vs frequency  $\omega$ . Results shown for (a),(b) upper layer of idealized two-layer QG model, (c),(d) ocean surface in HYCOM, and (e),(f) ocean surface in AVISO. In (c),(d),(e), and (f), colors represent regions shown in Fig. 2. Cyan is midlatitude southeast Pacific, green is high-latitude southeast Pacific, red is Agulhas, blue is Malvinas, magenta is Gulf Stream, and black is Kuroshio. Dashed vertical lines in (a),(c), and (e) represent the deformation wavenumber  $1 \text{ rad}/L_d$  (see text). Dashed lines in (b),(d), and (f) represent  $1 \text{ rad}/(L_d U)$ , where  $U$  is the mean shear (see text).

the frequency domain if the Taylor hypothesis held precisely.

Wavenumber spectra, integrated over all frequencies, are shown in Fig. 6 for the QG simulation and for Agulhas HYCOM and AVISO output. Slopes of  $-5/3$  and  $-3$ , the predicted values for energy and enstrophy cascades, respectively (e.g., Vallis 2006), are indicated by dashed slanted green lines. The QG spectrum (Fig. 6a) drops off steeply at the highest wavenumbers due to the action of the wavenumber filter. A long band, covering wavenumbers slightly lower than the  $1/L_d$  wavenumber up to higher wavenumbers just before the action of the wavenumber filter, sees a slope somewhat steeper than  $-3$ . A narrow band of wavenumbers, lying at scales somewhat larger than  $L_d$ , exhibits a shallower slope and contains the largest  $EKE_1(K)$  values. At the lowest wavenumbers the spectrum rolls off quickly to relatively low values. The HYCOM and AVISO wavenumber spectra (Fig. 6b) resemble the QG spectrum in many respects. For instance, the  $L_d$  scale again lies near the low-wavenumber end of the steep-slope band, and the spectra roll off rapidly at the lowest wavenumbers. The HYCOM and AVISO spectra lie close together over much of the range displayed, but at higher wavenumbers the AVISO spectrum rolls off rapidly due to the filtering inherent in the construction of AVISO. At high wavenumbers, the HYCOM spectrum is affected by scale-selective dissipation acting near the model grid spacing, as well as by the 3-day low-pass filter; in general, high frequencies are associated with high wavenumbers. In this location the HYCOM wavenumber spectral slope lies reasonably close to the predicted  $-3$  value for QG “interior mode” turbulence. Richman et al. (2012), Sasaki and Klein (2012), and references therein provide detailed discussions of wavenumber spectra in realistic models.

Frequency spectra, integrated over all wavenumbers, are displayed in Fig. 7a for the QG simulation and in Fig. 7b for Agulhas HYCOM and AVISO output. A slope of  $-2$ , the value predicted by energy cascade arguments applied to frequency space (Tennekes and Lumley 1972), is indicated by dashed slanted green lines. All three spectra are flat at lower frequencies and steeply sloped at higher frequencies, with the  $L_d/U$  time scale lying in the middle of the steep slope band. This basic shape is found in frequency spectra computed from current meter records (e.g., Richman et al. 1977; Ferrari and Wunsch 2010; Wortham 2013) and in previous studies using altimeter products (e.g., Wunsch 2009, 2010; Wortham 2013). The HYCOM and AVISO spectra are close together over much of the range shown, with the largest deviations seen at high frequency where the filtering inherent in the construction of AVISO

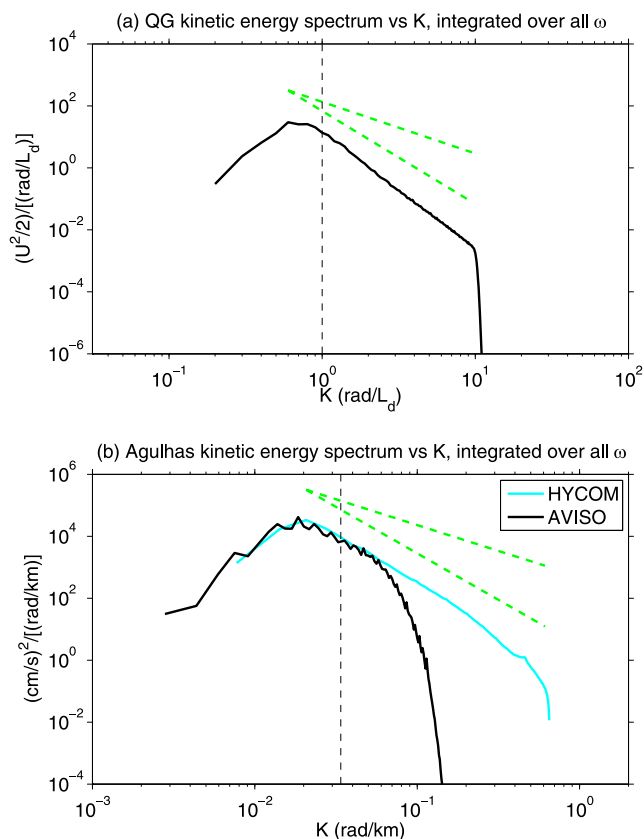


FIG. 6. Wavenumber domain kinetic energy spectra  $EKE_1(K)$ , integrated over all  $\omega$ . (a) Upper-layer kinetic energy spectra in idealized two-layer QG simulation. Dashed vertical line denotes the deformation wavenumber  $1 \text{ rad}/L_d$ . (b) Ocean surface kinetic energy spectra in HYCOM and AVISO Agulhas region output. Dashed vertical line denotes the deformation wavenumber  $1 \text{ rad}/L_d$  for the Agulhas region (see text). Dashed slanted green lines indicate slopes of  $-5/3$  and  $-3$ .

yields a steep rolloff. HYCOM frequency spectra over the 14–68-day band (indicated by red vertical lines in Fig. 7b), which lies within the steep slope part of the spectrum, are between  $-1.6$  and  $-2.1$  over the six regions. This range is close to the  $-1.6$  to  $-2.2$  range seen over the same six regions in the NLOM realistic simulations analyzed by ASFMRS and to the  $-1.8$  slope in the steeper part of the QG spectrum (ASFMRS), as well as to the  $-2$  slopes seen in Wortham (2013)’s analyses of models, along-track satellite altimeter data, and in situ observations.

### b. Spectral fluxes

We discuss spectral fluxes before spectral transfers because fluxes are smoother and hence provide an easier platform for comparison of the QG, HYCOM, and AVISO results. The inverse kinetic energy cascade toward lower wavenumbers, indicated by negative values along the middle of the wavenumber axes, is readily apparent in the QG, Agulhas HYCOM, and Agulhas

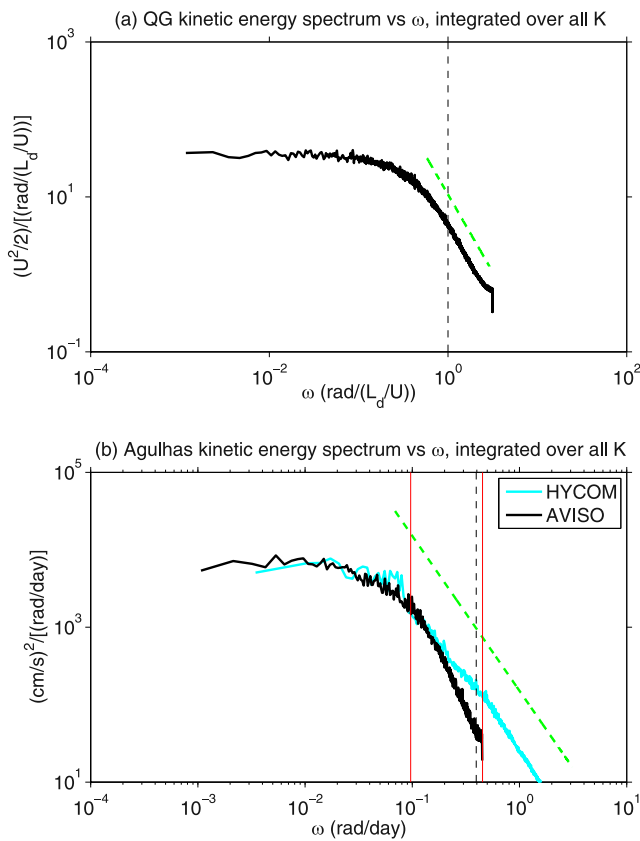


FIG. 7. Frequency domain kinetic energy spectra  $EKE_1(\omega)$  integrated over all  $K$ . (a) Upper-layer kinetic energy spectra in idealized two-layer QG simulation. Dashed vertical line denotes the frequency  $1 \text{ rad}/(L_d U)$ , where  $U$  is the imposed mean shear  $\bar{u}_1 - \bar{u}_2$ . (b) Ocean surface kinetic energy spectra in HYCOM and AVISO Agulhas region output. Dashed vertical black line denotes the frequency  $1 \text{ rad}/(L_d U)$ , where  $L_d$  is the deformation radius, and  $U$  is the roughly estimated mean shear for the Agulhas region (see text). Red vertical lines in (b) indicate periods of 14 and 68 days. Slopes of the HYCOM frequency spectra computed over this band are discussed in the text. Dashed slanted green lines indicate slope of  $-2$ .

AVISO  $\Pi_{KE,1}(K, \omega)$  maps shown in Fig. 8. The positive AVISO flux values at higher wavenumbers are discussed extensively in Arbic et al. (2013). The negative  $\Pi_{KE,1}$  values along the frequency axes of Fig. 8 imply a nonlinear kinetic energy cascade toward lower frequencies alongside the inverse cascade to lower wavenumbers. As with the spectra, the spectral fluxes are wider along frequency axes than along wavenumber axes. As will be seen shortly, with the exception of the midlatitude southeast Pacific, HYCOM  $\Pi_{KE,1}$  results in other regions are similar to the HYCOM Agulhas  $\Pi_{KE,1}$  results, while AVISO results are less consistent between regions than the HYCOM results are.

The depth-averaged budget of QG spectral fluxes is shown versus wavenumber in Fig. 9a and versus frequency in Fig. 9b. In both subplots the lower-layer

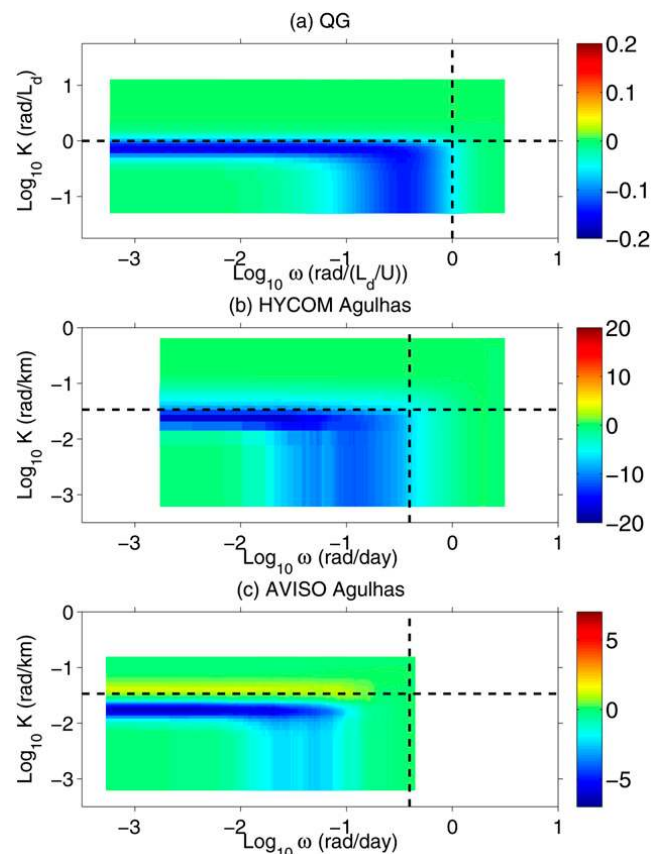


FIG. 8. Nonlinear spectral kinetic energy flux  $\Pi_{KE,1}(K, \omega)$  in (a) upper layer of idealized two-layer QG simulation and from Agulhas region of (b) HYCOM and (c) AVISO ocean surface output. The units are  $[(\bar{u}_1 - \bar{u}_2)^3/L_d]$  in (a) and  $(\text{nW}/\text{kg})$  in (b) and (c). Dashed horizontal and vertical lines are as in Fig. 4. The  $x$  and  $y$  axes are also as in Fig. 4.

kinetic energy and residual terms are much smaller than the other terms. Figure 9b indicates that the kinetic energy cascade toward lower frequencies is approximately balanced by an APE cascade toward higher frequencies, similar to the wavenumber–space balance between inverse kinetic energy cascades and forward APE cascades (Salmon 1980) seen in Fig. 9a. The positive (negative) value of  $\Pi_{\text{forcing}}$  ( $\Pi_{\text{friction}}$ ) at the lowest wavenumber and lowest frequency implies that the forcing (friction) adds energy to (removes energy from) the system. Significant  $\Pi_{KE,1}$  values cover about one decade in wavenumber and two decades in frequency.

The nonlinear surface ocean spectral kinetic energy fluxes  $\Pi_{KE,1}(K)$  and  $\Pi_{KE,1}(\omega)$  are shown across all six regions in Figs. 10 and 11, respectively, for unadulterated HYCOM output, HYCOM output that has undergone further filtering, and AVISO output. Spatial filtering, temporal filtering, and combined spatial and temporal filtering are performed on HYCOM output to ascertain the effects of the filtering inherent in the

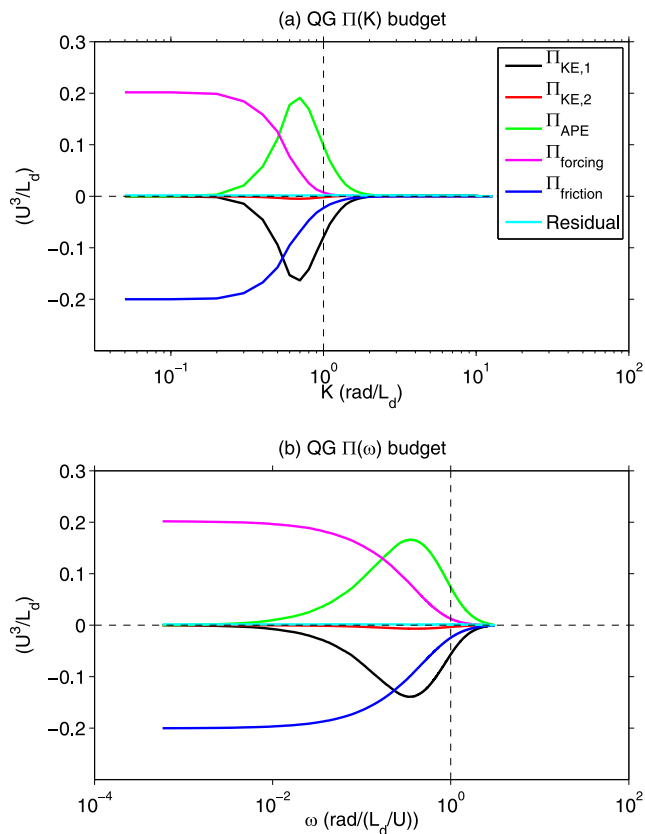


FIG. 9. (a) Depth-averaged budget of wavenumber domain spectral fluxes  $\Pi(K)$  in QG model. Dashed vertical line represents the deformation wavenumber  $1 \text{ rad}/L_d$ . (b) Depth-averaged budget of frequency domain spectral fluxes  $\Pi(\omega)$  in QG model. Dashed vertical line represents the frequency  $1 \text{ rad}/(L_d/U)$ , where  $U$  is the imposed mean shear  $\bar{u}_1 - \bar{u}_2$ . Budget terms identified by legend shown in (a).

creation of AVISO products on spectral flux estimates. The filtering is applied to HYCOM output after the model has been run. We utilize Blackman filters, with filter scales inspired by the spatial and temporal scales in the AVISO product. Because the AVISO product is put out every 7 days, on a  $1/3^\circ$  Mercator grid, we choose a temporal Blackman filter that goes to zero 7 days from the central time and a spatial Blackman filter that goes to zero 37 km ( $1/3^\circ$  latitude) from the central grid point.

As in previous studies (Scott and Wang 2005; Scott and Arbic 2007; Schlösser and Eden 2007; Tulloch et al. 2011; ASFMRs; Arbic et al. 2013), negative  $\Pi_{KE,1}(K)$  values, representing inverse kinetic energy cascades to lower wavenumbers, are ubiquitous (seen in every subplot of Fig. 10). As noted in Scott and Wang (2005), the deepest negative value of the spectral fluxes  $\Pi(K)$  varies by two orders of magnitude across ocean basins. As in Arbic et al. (2013), we find that filtering model output diminishes the deepest negative  $\Pi_{KE,1}(K)$  values and shifts the model  $\Pi_{KE,1}(K)$  curves toward lower wavenumbers.

The filtered HYCOM  $\Pi_{KE,1}(K)$  curves lie closer to the AVISO curves than the unadulterated HYCOM curves do, especially when both spatial and temporal filtering are employed. Exact matches between filtered HYCOM and AVISO curves cannot be expected, not only because of model limitations but also because our filtering procedure mimics the AVISO construction procedure only qualitatively.

The negative  $\Pi_{KE,1}(\omega)$  values seen across the entire frequency range in the unadulterated HYCOM results of Figs. 11b–f are consistent with QG behaviors and demonstrate that in those regions nonlinearities drive a kinetic energy cascade toward lower frequencies. As noted in section 4, the removal of temporal trends and means is crucial for obtaining this consistency with QG results across the entire plotted frequency range. As in the QG results, significant  $\Pi_{KE,1}$  values take place over about two decades in frequency, but only about one decade in wavenumber. In the midlatitude southeast Pacific (Fig. 11a),  $\Pi_{KE,1}(\omega)$  in unadulterated HYCOM is negative for higher frequencies but positive for lower frequencies, in contrast to HYCOM behaviors in other regions and to QG behaviors. An explanation for the positive  $\Pi_{KE,1}(\omega)$  values at low frequencies in the HYCOM midlatitude southeast Pacific remains to be found. We do note that in the same region the AVISO  $\Pi_{KE,1}(\omega)$  values are also positive over a similar range of (lower) frequencies. In like manner to the wavenumber domain behaviors, filtering diminishes the negative  $\Pi_{KE,1}(\omega)$  lobes in the HYCOM results and shifts  $\Pi_{KE,1}(\omega)$  curves toward lower frequencies. The AVISO spectral fluxes  $\Pi_{KE,1}(\omega)$  also tend to be diminished and shifted toward lower frequencies relative to HYCOM. In general, the filtered HYCOM fluxes lie closer to the AVISO fluxes than do the unadulterated HYCOM fluxes. In contrast to the AVISO wavenumber fluxes  $\Pi_{KE,1}(K)$ , clearly identifiable negative lobes are not seen in the AVISO  $\Pi_{KE,1}(\omega)$  curves across all six regions. The discrepancies between the signs of AVISO and unadulterated HYCOM frequency domain spectral fluxes could be due to important physics missing from HYCOM or to the filtered nature of the AVISO product. Filtering shifts the HYCOM  $\Pi_{KE,1}(\omega)$  values from negative to positive over some frequencies and in some regions (see Figs. 11d, 11e, and especially Fig. 11f). Finally, we note that the position of the  $L_d$  and  $L_d/U$  scales, respectively, relative to the shapes of the  $\Pi_{KE,1}$  curves, are similar in the unadulterated HYCOM results (black curves in Figs. 10 and 11) and QG results (black curves in Fig. 9).

### c. Spectral transfers

The nonlinear spectral kinetic energy transfers  $T_{KE,1}(K, \omega)$  from the upper layer of the QG simulation,

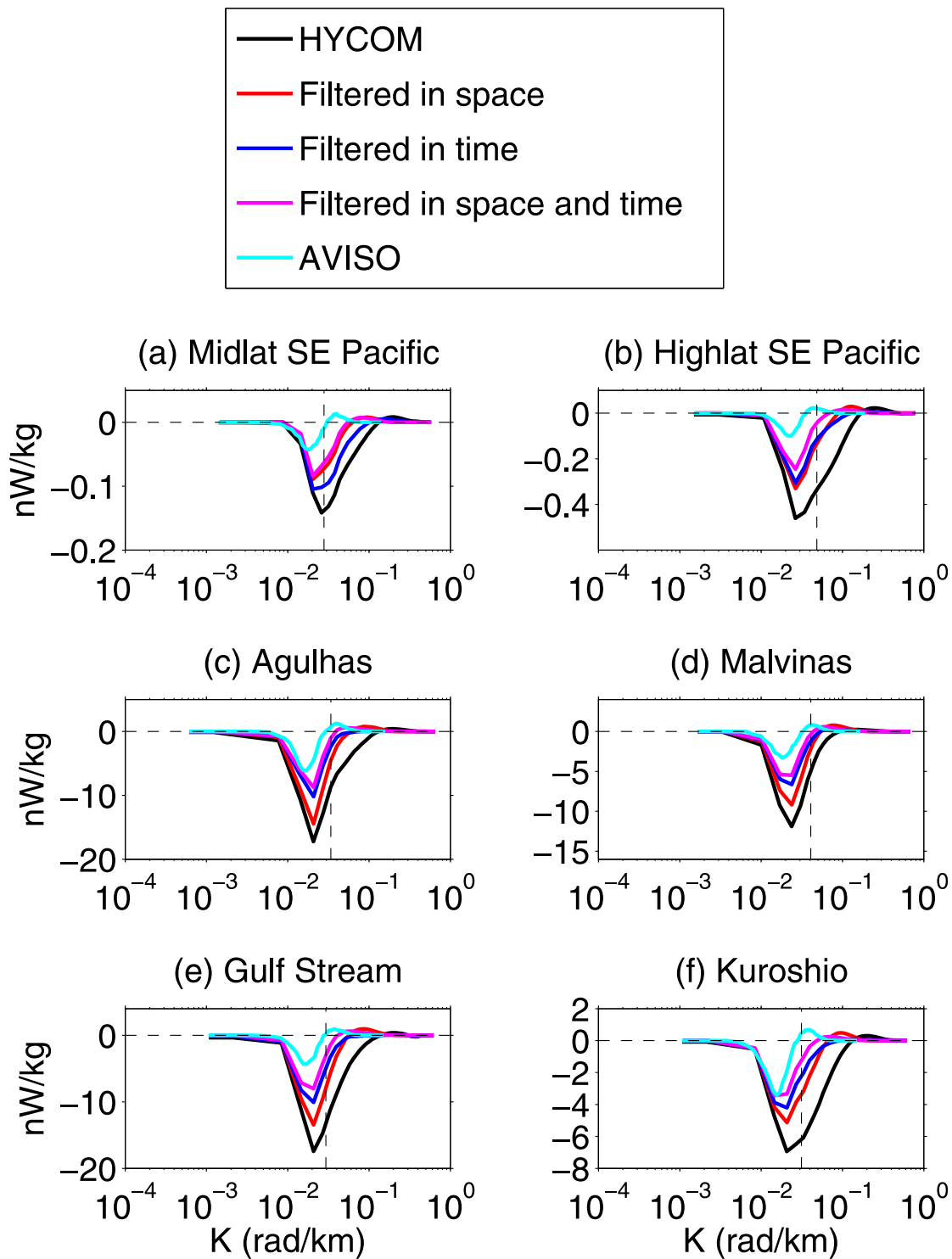


FIG. 10. Nonlinear surface ocean spectral kinetic energy flux  $\Pi_{KE,1}(K)$  in wavenumber  $K$  space, for six regions shown in Fig. 2, computed from unadulterated HYCOM output, spatially filtered HYCOM output, temporally filtered HYCOM output, HYCOM output filtered in both space and time, and AVISO. See text for details of spatial and temporal filters. Dashed vertical lines denote the region-dependent deformation wavenumbers  $1 \text{ rad}/L_d$  (see text).

and from Agulhas HYCOM and AVISO ocean surface output, are shown in Fig. 12. To display the smaller negative transfers clearly while using a symmetric colorbar, we choose a colorbar range that saturates for the larger

positive transfers. The transfers are noisier than the fluxes because the fluxes are integrals of the transfers. However, as with the spectra and spectral fluxes, it is still clear that the spectral transfers are wider in frequency

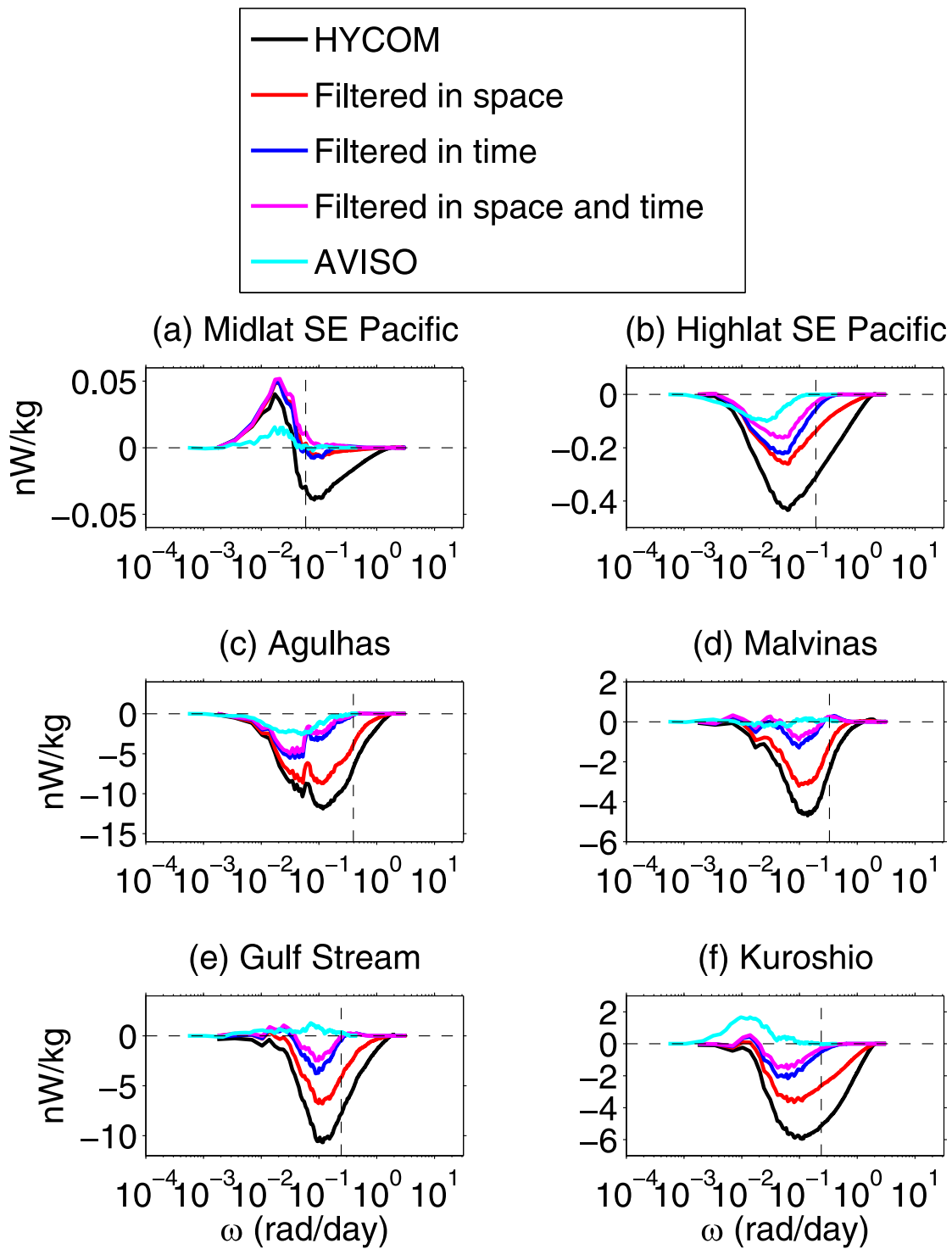


FIG. 11. As in Fig. 10, but for nonlinear surface ocean spectral kinetic energy fluxes  $\Pi_{KE,1}(\omega)$  in frequency ( $\omega$ ) space. Dashed vertical lines denote the region-dependent frequencies  $1 \text{ rad}/(L_d U)$ , where  $L_d$  is the deformation radius and  $U$  is the mean shear (see text).

space than in wavenumber space. Substantial  $T_{KE,1}$  values cover about one decade in wavenumber, meaning that a narrow range of wavenumbers is engaged in nonlinear transfer. The range is wider—two or more decades depending on record duration—for frequency.

The QG transfers (Fig. 12a) are generally negative for higher wavenumbers and positive for lower wavenumbers. At higher frequencies the QG transfers are negative, while at lower frequencies the sign of the transfer depends on wavenumber. The diagonal cut in



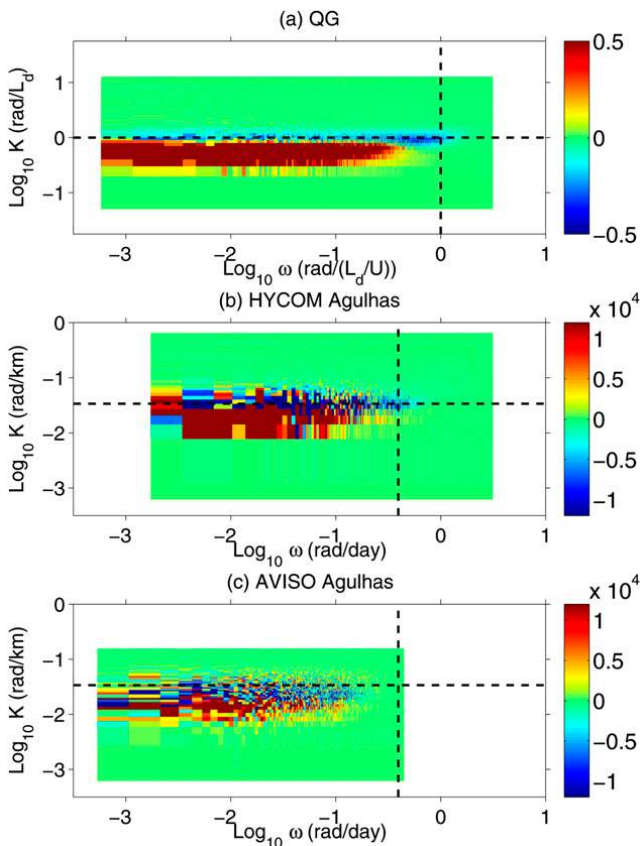


FIG. 12. Nonlinear spectral kinetic energy transfer  $T_{KE,1}(K, \omega)$  in (a) upper layer of idealized two-layer QG simulation and from Agulhas region of (b) HYCOM and (c) AVISO ocean surface output. The units are  $[(\bar{u}_1 - \bar{u}_2)^3/L_d]/([\text{rad}/L_d]\{\text{rad}/L_d/(\bar{u}_1 - \bar{u}_2)\})$  in (a) and  $(\text{nW kg}^{-1})/[(\text{rad day}^{-1})(\text{rad km}^{-1})]$  in (b) and (c). Dashed horizontal and vertical lines are as in Fig. 4. The  $x$  and  $y$  axes are also as in Fig. 4.

the right-hand side of the QG spectrum (Fig. 4a) is visible in the QG transfers as well. The HYCOM and AVISO transfers (Figs. 12b and 12c, respectively) are somewhat similar to the QG transfers, but are much noisier.

The QG wavenumber domain, upper-layer kinetic energy transfer  $T_{KE,1}(K)$  is shown as a black curve in Fig. 13a. Consistent with earlier work (e.g., Salmon 1978, 1980; Hua and Haidvogel 1986; Larichev and Held 1995; LaCasce 1996), a negative lobe is seen in  $T_{KE,1}(K)$  near the  $1/L_d$  wavenumber (vertical dashed line), implying that nonlinearities act as a sink of kinetic energy near the  $L_d$  scales associated with baroclinic instability. The positive lobe at lower wavenumbers implies that nonlinearities deposit the energy removed at near- $L_d$  scales into lower wavenumbers. Figure 13a also displays the other terms in the spectral transfer budget [Eq. (12)]. The nonlinear upper-layer kinetic energy and APE transfers are the largest terms in the  $T(K)$  budget and roughly balance each other out as discussed in Salmon (1980). The forcing and friction terms are important

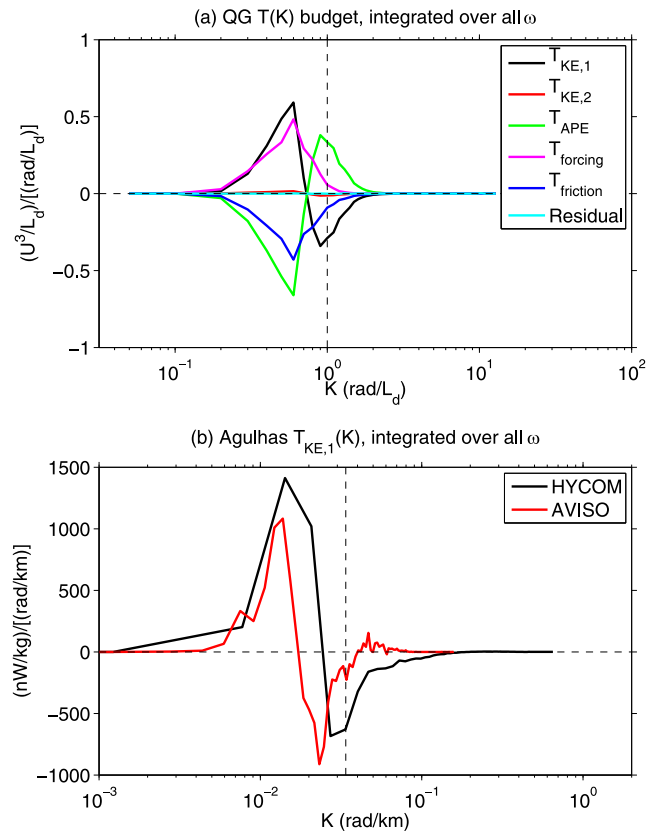


FIG. 13. Wavenumber domain spectral transfers  $T(K)$ , integrated over all  $\omega$ . (a) Upper-layer spectral kinetic energy transfers  $T_{KE,1}(K)$ —black curve—in idealized two-layer QG simulation, shown against other terms in the depth-averaged spectral transfer budget [Eq. (12)]. Dashed vertical line represents the deformation wavenumber  $1 \text{ rad}/L_d$ . (b) Ocean surface spectral kinetic energy transfers  $T_{KE,1}(K)$  for Agulhas region HYCOM and AVISO output. Dashed vertical line represents the deformation wavenumber  $1 \text{ rad}/L_d$  for the Agulhas region (see text).

secondary contributors to the spectral transfer  $T(K)$  budget. The HYCOM and AVISO wavenumber domain spectral kinetic energy transfers  $T_{KE,1}(K)$  (Fig. 13b) are similar to those in the QG simulation, in that negative lobes are seen near the  $L_d$  scale and positive lobes are seen at lower wavenumbers.

Figure 14a shows the frequency domain spectral transfer budget [Eq. (12)] for the QG model. The negative lobe in the upper-layer nonlinear spectral kinetic energy transfer  $T_{KE,1}(\omega)$ —black curve—implies that nonlinearities extract energy near the  $L_d/U$  time scale associated with baroclinic instability (indicated by vertical dashed line). The nonlinear terms deposit this energy into lower frequencies, as indicated by positive black curve values at lower frequencies. To an even greater extent than in the wavenumber domain transfers  $T(K)$ , the largest frequency domain transfers  $T(\omega)$  at lower frequencies are the nonlinear upper-layer kinetic energy and APE terms, which to the first order balance

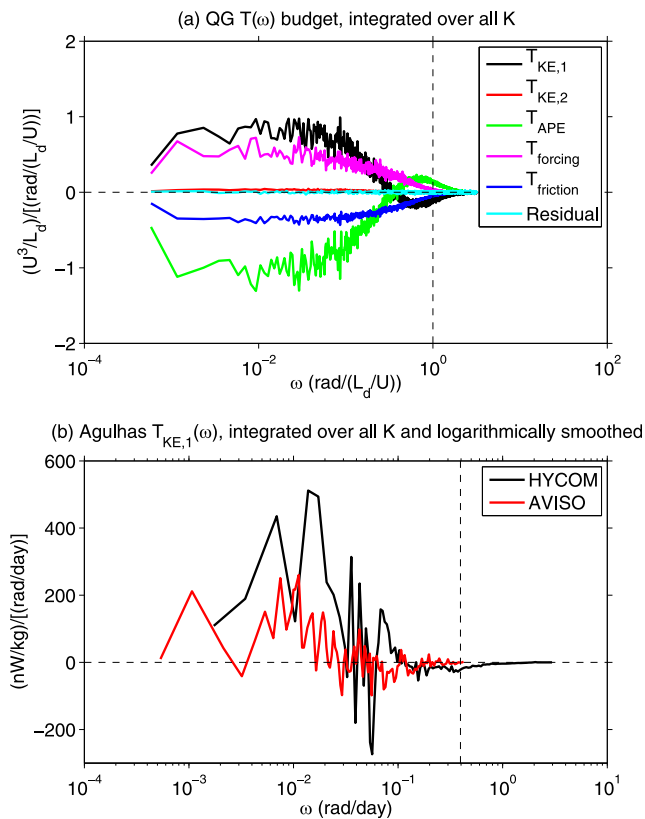


FIG. 14. Frequency domain spectral transfers  $T(\omega)$ , integrated over all  $K$ . (a) Upper-layer spectral kinetic energy transfers  $T_{KE,1}(\omega)$ —black curve—in idealized two-layer QG simulation, shown against other terms in the depth-averaged spectral transfer budget [Eq. (12)]. Dashed vertical line represents the frequency  $1 \text{ rad}/(L_d/U)$ , where  $U$  is the imposed mean shear  $\bar{u}_1 - \bar{u}_2$ . (b) Logarithmically smoothed ocean surface spectral kinetic energy transfers  $T_{KE,1}(\omega)$  for Agulhas region HYCOM and AVISO output. Dashed vertical line represents the frequency  $1 \text{ rad}/(L_d/U)$ , where  $L_d$  is the deformation radius and  $U$  is the estimated mean shear for the Agulhas region (see text).

each other out. The forcing and friction terms are important, but only about half as large as the nonlinear kinetic and potential energy transfers. Thus, at least in our simple QG simulation, nonlinearities are the most important terms in the maintenance of low-frequency energy.

Figure 14b shows Agulhas HYCOM and AVISO  $T_{KE,1}(\omega)$  curves, which have been logarithmically smoothed here for display purposes (no smoothing of  $T$  has been done elsewhere in this paper). At low frequencies the HYCOM and AVISO  $T_{KE,1}(\omega)$  curves are predominantly positive, as in the QG results, albeit noisy. Equation (20) demonstrates that any  $\Pi_{KE,1}(\omega)$  curve having predominantly negative values at higher frequencies—such as occurs in the Agulhas region for both HYCOM and AVISO—must be associated with predominantly negative spectral transfer values at high frequencies. A negative lobe can be seen in the HYCOM  $T_{KE,1}(\omega)$  curve on either side of the baroclinic

instability time scale  $L_d/U$  (vertical dashed line), as in the QG results. The AVISO transfers are predominantly negative at higher frequencies, though noisy, and shifted to lower frequencies relative to HYCOM, as in the spectral flux results.

## 6. Summary and discussion

Following our earlier examination of geostrophic turbulence in the frequency domain (ASFMRS), this paper has examined geostrophic turbulence in the frequency–wavenumber domain. We are motivated by Penduff et al. (2011) and related studies, which point to the potential of oceanic mesoscale eddies to drive significant low-frequency oceanic variability. The frequency–wavenumber diagnostics developed here and in ASFMRS represent a relatively little-known tool for studying low-frequency oceanic variability [to our knowledge, the only previous usage of such diagnostics is in the atmospheric literature, e.g., Sheng and Hayashi (1990a,b)]. Frequency–wavenumber spectra, spectral fluxes, and spectral transfers from an idealized forced-dissipated QG turbulence simulation, a realistic eddying HYCOM simulation, and AVISO gridded satellite altimeter maps exhibit several similarities. The range of frequencies that are energetic and participate strongly in nonlinear interactions is greater than the range of energetic and active wavenumbers. Consideration of joint frequency–wavenumber spectral fluxes yields the important constraint that the frequency domain spectral flux at the lowest frequency must be zero for geostrophic flows. Application of this constraint gives HYCOM frequency domain fluxes and transfers that are more robust, and more consistent with QG model behaviors, than the frequency domain spectral fluxes computed from realistic models in ASFMRS. In five of the six regions examined in this paper, the realistic HYCOM simulation exhibits a kinetic energy cascade toward lower frequencies alongside the well-known inverse cascade toward lower wavenumbers, as in the QG model. AVISO spectral fluxes show a cascade to lower frequencies in some regions, but not in others. However, the discrepancies of the AVISO results with QG and HYCOM results are likely due at least in part to the filtering inherent in the creation of the AVISO product. Exercises performed with HYCOM output indicate that such filtering distorts the computed frequency domain spectral fluxes substantially. In the QG simulations, spectral transfer budgets demonstrate that nonlinear transfers of kinetic and potential energy are the primary contributors to the maintenance of low-frequency, low-wavenumber energy, with forcing and friction playing important but secondary roles. Thus, in the QG model at

least, low-frequency variability is more due to intrinsic nonlinearities than to forcing.

Low-frequency energy is associated with low wavenumbers, and vice versa, though not in a simple way. Spectral slopes in wavenumber and frequency space are not equal, as they would be if Taylor (1938)'s hypothesis, which relates frequency to wavenumber spectra, held precisely. The limitation of the Taylor (1938) hypothesis in our results is consistent with discussions in Hayashi and Golder (1977), who found no simple relationship between the frequency and wavenumber spectra of kinetic energy in realistic atmospheric models and atmospheric datasets.

*Acknowledgments.* We thank three anonymous reviewers whose comments greatly improved the manuscript. Further helpful discussions with Glenn Flierl, Steve Griffies, Joe Pedlosky, and Carl Wunsch are gratefully acknowledged. BKA and AJM acknowledge support from Office of Naval Research (ONR) Grant N00014-11-0487, National Science Foundation (NSF) Grant OCE-0960820, and University of Michigan faculty startup funds. MM acknowledges support from a subcontract of the ONR grant above to the University of Victoria. JFS and JGR acknowledge support from the projects "Global and remote littoral forcing in global ocean models" and "Ageostrophic vorticity dynamics of the ocean," respectively, both sponsored by ONR under Program Element 601153N. RBS acknowledges support from Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS), NSF Grants OCE-0960834 and OCE-0851457, a contract with the National Oceanography Centre, Southampton, and a NASA subcontract to Boston University. GS and TP acknowledge support from CNES. This work is a contribution to the CHAOCEAN project, supported by the CNES/NASA Ocean Surface Topography Science Team (OST/ST). The NRL contribution has been approved for public release.

#### REFERENCES

- Arbic, B. K., and G. R. Flierl, 2004: Baroclinically unstable geostrophic turbulence in the limits of strong and weak bottom Ekman friction: Application to midocean eddies. *J. Phys. Oceanogr.*, **34**, 2257–2273, doi:10.1175/1520-0485(2004)034<2257:BUGTIT>2.0.CO;2.
- , A. J. Wallcraft, and E. J. Metzger, 2010: Concurrent simulation of the eddy general circulation and tides in a global ocean model. *Ocean Modell.*, **32**, 175–187, doi:10.1016/j.oceanmod.2010.01.007.
- , J. G. Richman, J. F. Shriver, P. G. Timko, E. J. Metzger, and A. J. Wallcraft, 2012a: Global modeling of internal tides within an eddy ocean general circulation model. *Oceanography*, **25**, 20–29, doi:10.5670/oceanog.2012.38.
- , R. B. Scott, G. R. Flierl, A. J. Morten, J. G. Richman, and J. F. Shriver, 2012b: Nonlinear cascades of surface oceanic geostrophic kinetic energy in the frequency domain. *J. Phys. Oceanogr.*, **42**, 1577–1600, doi:10.1175/JPO-D-11-0151.1.
- , K. L. Polzin, R. B. Scott, J. G. Richman, and J. F. Shriver, 2013: On eddy viscosity, energy cascades, and the horizontal resolution of gridded satellite altimeter products. *J. Phys. Oceanogr.*, **43**, 283–300, doi:10.1175/JPO-D-11-0240.1.
- Batchelor, G. K., 1953: *The Theory of Homogeneous Turbulence*. Cambridge University Press, 121 pp.
- Berloff, P. S., and J. C. McWilliams, 1999: Large-scale, low-frequency variability in wind-driven ocean gyres. *J. Phys. Oceanogr.*, **29**, 1925–1949, doi:10.1175/1520-0485(1999)029<1925:LSLFVI>2.0.CO;2.
- Canuto, C., M. Y. Hussaini, A. Quarteroni, and T. A. Zang, 1988: *Spectral Methods in Fluid Mechanics*. Springer-Verlag, 568 pp.
- Charney, J. G., 1971: Geostrophic turbulence. *J. Atmos. Sci.*, **28**, 1087–1095, doi:10.1175/1520-0469(1971)028<1087:GT>2.0.CO;2.
- Chassignet, E. P., H. E. Hurlburt, O. M. Smedstad, G. R. Halliwell, P. J. Hogan, A. J. Wallcraft, R. Baraille, and R. Bleck, 2007: The HYCOM (Hybrid Coordinate Ocean Model) data assimilative system. *J. Mar. Syst.*, **65**, 60–83, doi:10.1016/j.jmarsys.2005.09.016.
- Chelton, D. B., and M. G. Schlax, 1996: Global observations of oceanic Rossby waves. *Science*, **272**, 234–238, doi:10.1126/science.272.5259.234.
- , R. A. deSzoeke, M. G. Schlax, K. El Naggar, and N. Siwertz, 1998: Geographical variability of the first-baroclinic Rossby radius of deformation. *J. Phys. Oceanogr.*, **28**, 433–460, doi:10.1175/1520-0485(1998)028<0433:GVOTFB>2.0.CO;2.
- , M. G. Schlax, and R. M. Samelson, 2011: Global observations of nonlinear mesoscale eddies. *Prog. Oceanogr.*, **91**, 167–216, doi:10.1016/j.pocean.2011.01.002.
- Dewar, W. K., 2001: On ocean dynamics in midlatitude climate. *J. Climate*, **14**, 4380–4397, doi:10.1175/1520-0442(2001)014<4380:OODIMC>2.0.CO;2.
- Dijkstra, H. A., and M. J. Molemaker, 1999: Imperfections of the North Atlantic wind-driven ocean circulation: Continental geometry and windstress shape. *J. Mar. Res.*, **57**, 1–28, doi:10.1357/002224099765038544.
- Ducet, N., P.-Y. Le Traon, and G. Reverdin, 2000: Global high-resolution mapping of ocean circulation from TOPEX/Poseidon and ERS-1 and -2. *J. Geophys. Res.*, **105**, 19 477–19 498, doi:10.1029/2000JC900063.
- Early, J. J., R. M. Samelson, and D. B. Chelton, 2011: The evolution and propagation of quasigeostrophic ocean eddies. *J. Phys. Oceanogr.*, **41**, 1535–1555, doi:10.1175/2011JPO4601.1.
- Farrar, J. T., 2008: Observations of the dispersion characteristics and meridional sea level structure of equatorial waves in the Pacific Ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, **38**, 1669–1689, doi:10.1175/2007JPO3890.1.
- Ferrari, R., and C. Wunsch, 2010: The distribution of eddy kinetic and potential energies in the global ocean. *Tellus*, **62A**, 92–108, doi:10.1111/j.1600-0870.2009.00432.x.
- Fjortoft, R., 1953: On the changes in the spectral distribution of kinetic energy for two-dimensional nondivergent flow. *Tellus*, **5**, 225–230, doi:10.1111/j.2153-3490.1953.tb01051.x.
- Flierl, G. R., 1978: Models of vertical structure and the calibration of two-layer models. *Dyn. Atmos. Oceans*, **2**, 341–381, doi:10.1016/0377-0265(78)90002-7.
- Fu, L.-L., and G. R. Flierl, 1980: Nonlinear energy and enstrophy transfers in a realistically stratified ocean. *Dyn. Atmos. Oceans*, **4**, 219–246, doi:10.1016/0377-0265(80)90029-9.
- Griffies, S. M., and E. Tziperman, 1995: A linear thermohaline oscillator driven by stochastic atmospheric forcing.

- J. Climate*, **8**, 2440–2453, doi:10.1175/1520-0442(1995)008<2440:ALTODB>2.0.CO;2.
- Haidvogel, D. B., and I. M. Held, 1980: Homogeneous quasi-geostrophic turbulence driven by a uniform temperature gradient. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 2644–2660, doi:10.1175/1520-0469(1980)037<2644:HQGTDB>2.0.CO;2.
- Hasselmann, K., 1976: Stochastic climate models. Part I. Theory. *Tellus*, **28**, 473–485, doi:10.1111/j.2153-3490.1976.tb00696.x.
- Hayashi, Y., 1982: Space-time spectral analysis and its applications to atmospheric waves. *J. Meteor. Soc. Japan*, **60**, 156–171.
- , and D. G. Golder, 1977: Space-time spectral analysis of mid-latitude disturbances appearing in a GFDL general circulation model. *J. Atmos. Sci.*, **34**, 237–262, doi:10.1175/1520-0469(1977)034<0237:STSAOM>2.0.CO;2.
- Hecht, M. W., and H. Hasumi, Eds., 2008: *Ocean Modeling in an Eddy Regime*. *Geophys. Monogr.*, Vol. 177, Amer. Geophys. Union, 409 pp.
- Holland, W., 1978: The role of mesoscale eddies in the general circulation of the ocean—Numerical experiments using a wind-driven quasi-geostrophic model. *J. Phys. Oceanogr.*, **8**, 363–392, doi:10.1175/1520-0485(1978)008<0363:TROMEI>2.0.CO;2.
- Hua, B. L., and D. B. Haidvogel, 1986: Numerical simulations of the vertical structure of quasi-geostrophic turbulence. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 2923–2936, doi:10.1175/1520-0469(1986)043<2923:NSOTVS>2.0.CO;2.
- Hurlburt, H. E., and J. D. Thompson, 1980: A numerical study of Loop Current intrusions and eddy shedding. *J. Phys. Oceanogr.*, **10**, 1611–1651, doi:10.1175/1520-0485(1980)010<1611:ANSOLC>2.0.CO;2.
- Huybers, P., and W. Curry, 2006: Links between annual, Milankovitch and continuum temperature variability. *Nature*, **441**, 329–332, doi:10.1038/nature04745.
- Kraichnan, R. H., 1967: Inertial ranges in two-dimensional turbulence. *Phys. Fluids*, **10**, 1417–1423, doi:10.1063/1.1762301.
- , 1971: Inertial-range transfer in two- and three-dimensional turbulence. *J. Fluid Mech.*, **47**, 525–535, doi:10.1017/S0022112071001216.
- LaCasce, J. H., 1996: Baroclinic vortices over a sloping bottom. Ph.D. dissertation, Massachusetts Institute of Technology—Woods Hole Oceanographic Institution Joint Program in Physical Oceanography, 220 pp.
- Larichev, V. D., and I. M. Held, 1995: Eddy amplitudes and fluxes in a homogeneous model of fully developed baroclinic instability. *J. Phys. Oceanogr.*, **25**, 2285–2297, doi:10.1175/1520-0485(1995)025<2285:EAFFIA>2.0.CO;2.
- Le Traon, P.-Y., F. Nadal, and N. Ducet, 1998: An improved mapping method of multisatellite altimeter data. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **15**, 522–534, doi:10.1175/1520-0426(1998)015<0522:AIMMOM>2.0.CO;2.
- Liu, W. T., and X. Xie, 2006: Measuring ocean surface wind from space. *Remote Sensing of the Marine Environment: Manual of Remote Sensing*, Vol. 6, J. Gower, Ed., American Society for Photogrammetry and Remote Sensing, 149–178.
- Maximenko, N., P. Niiler, M.-H. Rio, O. Melnichenko, L. Centurioni, D. Chambers, V. Zlotnicki, and B. Galperin, 2009: Mean dynamic topography of the ocean derived from satellite and drifting buoy data using three different techniques. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **26**, 1910–1919, doi:10.1175/2009JTECHO672.1.
- McWilliams, J. C., 1984: The emergence of isolated coherent vortices in turbulent flow. *J. Fluid Mech.*, **146**, 21–43, doi:10.1017/S0022112084001750.
- Metzger, E. J., O. M. Smedstad, P. G. Thoppil, H. E. Hurlburt, D. S. Franklin, G. Peggion, J. F. Shriver, and A. J. Wallcraft, 2010: Validation test report for the Global Ocean Forecast System V3.0–1/12° HYCOM/NCODA: Phase II. NRL Memo. Rep. NRL/MR/7320–10-9236, 76 pp. [Available online at <http://www7320.nrlssc.navy.mil/pubs/2010/metzger1-2010.pdf>.]
- Niiler, P. P., N. A. Maximenko, and J. C. McWilliams, 2003: Dynamically balanced absolute sea level of the global ocean derived from near-surface velocity observations. *Geophys. Res. Lett.*, **30**, 2164, doi:10.1029/2003GL018628.
- Penduff, T., M. Juza, B. Barnier, J. Zika, W. K. Dewar, A.-M. Treguier, J.-M. Molines, and N. Audiffren, 2011: Sea level expression of intrinsic and forced ocean variabilities at interannual time scales. *J. Climate*, **24**, 5652–5670, doi:10.1175/JCLI-D-11-00077.1.
- Priestley, M. B., 1981: *Spectral Analysis and Time Series*. Academic Press, 890 pp.
- Richman, J. G., C. Wunsch, and N. G. Hogg, 1977: Space and time scales of mesoscale motion in the western North Atlantic. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **15**, 385–420, doi:10.1029/RG015i004p00385.
- , B. K. Arbic, J. F. Shriver, E. J. Metzger, and A. J. Wallcraft, 2012: Inferring dynamics from the wavenumber spectra of an eddying global ocean model with embedded tides. *J. Geophys. Res.*, **117**, C12012, doi:10.1029/2012JC008364.
- Rosmond, T. E., J. Teixeira, M. Peng, T. F. Hogan, and R. Pauley, 2002: Navy Operational Global Atmospheric Prediction System (NOGAPS): Forcing for ocean models. *Oceanography*, **15**, 99–108, doi:10.5670/oceanog.2002.40.
- Salmon, R., 1978: Two-layer quasi-geostrophic turbulence in a simple special case. *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, **10**, 25–52, doi:10.1080/03091927808242628.
- , 1980: Baroclinic instability and geostrophic turbulence. *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, **15**, 167–211, doi:10.1080/03091928008241178.
- Sasaki, H., and P. Klein, 2012: SSH wavenumber spectra in the North Pacific from a high-resolution realistic simulation. *J. Phys. Oceanogr.*, **42**, 1233–1241, doi:10.1175/JPO-D-11-0180.1.
- Schlösser, F., and C. Eden, 2007: Diagnosing the energy cascade in a model of the North Atlantic. *Geophys. Res. Lett.*, **34**, L02604, doi:10.1029/2006GL027813.
- Scott, R. B., and F. Wang, 2005: Direct evidence of an oceanic inverse kinetic energy cascade from satellite altimetry. *J. Phys. Oceanogr.*, **35**, 1650–1666, doi:10.1175/JPO2771.1.
- , and B. K. Arbic, 2007: Spectral energy fluxes in geostrophic turbulence: Implications for ocean energetics. *J. Phys. Oceanogr.*, **37**, 673–688, doi:10.1175/JPO3027.1.
- Sheng, J., and Y. Hayashi, 1990a: Observed and simulated energy cycles in the frequency domain. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 1243–1254, doi:10.1175/1520-0469(1990)047<1243:OASECI>2.0.CO;2.
- , and —, 1990b: Estimation of atmospheric energetics in the frequency domain during the FGGE year. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 1255–1268, doi:10.1175/1520-0469(1990)047<1255:EOAEIT>2.0.CO;2.
- Shriver, J. F., H. E. Hurlburt, O. M. Smedstad, A. J. Wallcraft, and R. C. Rhodes, 2007: 1/32° real-time global ocean prediction and value-added over 1/16° resolution. *J. Mar. Syst.*, **65**, 3–26, doi:10.1016/j.jmarsys.2005.11.021.
- , B. K. Arbic, J. G. Richman, R. D. Ray, E. J. Metzger, A. J. Wallcraft, and P. G. Timko, 2012: An evaluation of the barotropic and internal tides in a high-resolution global ocean circulation model. *J. Geophys. Res.*, **117**, C10024, doi:10.1029/2012JC008170.

- Spall, M., 1996: Dynamics of the Gulf Stream/deep western boundary current crossover. Part II: Low-frequency internal oscillations. *J. Phys. Oceanogr.*, **26**, 2169–2182, doi:[10.1175/1520-0485\(1996\)026<2169:DOTGSW>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1996)026<2169:DOTGSW>2.0.CO;2).
- Taguchi, B., B. Qiu, M. Nonaka, H. Sasaki, S.-P. Xie, and N. Schneider, 2010: Decadal variability of the Kuroshio Extension: Mesoscale eddies and recirculations. *Ocean Dyn.*, **60**, 673–691, doi:[10.1007/s10236-010-0295-1](https://doi.org/10.1007/s10236-010-0295-1).
- Taylor, G. I., 1938: The spectrum of turbulence. *Proc. Roy. Soc. London*, **164**, 476–490, doi:[10.1098/rspa.1938.0032](https://doi.org/10.1098/rspa.1938.0032).
- Tennekes, H., 1975: Eulerian and Lagrangian time microscales in isotropic turbulence. *J. Fluid Mech.*, **67**, 561–567, doi:[10.1017/S0022112075000468](https://doi.org/10.1017/S0022112075000468).
- , and J. L. Lumley, 1972: *A First Course in Turbulence*. MIT Press, 300 pp.
- Thoppil, P. G., J. G. Richman, and P. J. Hogan, 2011: Energetics of a global ocean circulation model compared to observations. *Geophys. Res. Lett.*, **38**, L15607, doi:[10.1029/2011GL048347](https://doi.org/10.1029/2011GL048347).
- Tulloch, R., J. Marshall, C. Hill, and K. S. Smith, 2011: Scales, growth rates, and spectral fluxes of baroclinic instability in the ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, **41**, 1057–1076, doi:[10.1175/2011JPO4404.1](https://doi.org/10.1175/2011JPO4404.1).
- Vallis, G. K., 2006: *Atmospheric and Oceanic Fluid Dynamics: Fundamentals and Large-Scale Circulation*. Cambridge University Press, 745 pp.
- Wortham, C. J. L., IV, 2013: A multi-dimensional spectral description of ocean variability with applications. Ph.D. dissertation, Massachusetts Institute of Technology–Woods Hole Oceanographic Institution Joint Program in Physical Oceanography, 184 pp.
- Wunsch, C., 2009: The oceanic variability spectrum and transport trends. *Atmos.–Ocean*, **47**, 281–291, doi:[10.3137/OC310.2009](https://doi.org/10.3137/OC310.2009).
- , 2010: Toward a midlatitude ocean frequency–wavenumber spectral density and trend determination. *J. Phys. Oceanogr.*, **40**, 2264–2281, doi:[10.1175/2010JPO4376.1](https://doi.org/10.1175/2010JPO4376.1).
- , and D. Stammer, 1995: The global frequency–wavenumber spectrum of oceanic variability estimated from TOPEX/POSEIDON altimetric measurements. *J. Geophys. Res.*, **100**, 24 895–24 910, doi:[10.1029/95JC01783](https://doi.org/10.1029/95JC01783).

# Bibliographie

- Arakawa, A. and V. R. Lamb, 1977 : Computational Design of the Basic Dynamical Processes of the UCLA General Circulation Model. *Methods in Computational Physics : Advances in Research and Applications*, J. Chang, ed., Elsevier, volume 17 of *General Circulation Models of the Atmosphere*, 173–265.
- Arbic, B. K., M. Müller, J. G. Richman, J. F. Shriver, A. J. Morten, R. B. Scott, G. Sérazin, and T. Penduff, 2014 : Geostrophic Turbulence in the Frequency–Wavenumber Domain : Eddy-Driven Low-Frequency Variability. *Journal of Physical Oceanography*, **44**, 2050–2069, doi :10.1175/JPO-D-13-054.1.
- Arbic, B. K., R. B. Scott, G. R. Flierl, A. J. Morten, J. G. Richman, and J. F. Shriver, 2012 : Nonlinear Cascades of Surface Oceanic Geostrophic Kinetic Energy in the Frequency Domain. *Journal of Physical Oceanography*, **42**, 1577–1600, doi :10.1175/JPO-D-11-0151.1.
- Baldwin, M. P., L. J. Gray, T. J. Dunkerton, K. Hamilton, P. H. Haynes, W. J. Randel, J. R. Holton, M. J. Alexander, I. Hirota, T. Horinouchi, D. B. A. Jones, J. S. Kinnersley, C. Marquardt, K. Sato, and M. Takahashi, 2001 : The quasi-biennial oscillation. *Reviews of Geophysics*, **39**, 179–229, doi :10.1029/1999RG000073.
- Barnier, B., G. Madec, T. Penduff, J.-M. Molines, A.-M. Treguier, J. Le Sommer, A. Beckmann, A. Biastoch, C. Böning, J. Dengg, C. Derval, E. Durand, S. Gulev, E. Remy, C. Talandier, S. Theetten, M. Maltrud, J. McClean, and B. de Cuevas, 2006 : Impact of partial steps and momentum advection schemes in a global ocean circulation model at eddy-permitting resolution. *Ocean Dynamics*, **56**, 543–567, doi :10.1007/s10236-006-0082-1.
- Barnier, B., L. Siefridt, and P. Marchesiello, 1995 : Thermal forcing for a global ocean circulation model using a three-year climatology of ECMWF analyses. *Journal of Marine Systems*, **6**, 363–380, doi :10.1016/0924-7963(94)00034-9.
- Batchelor, G. K., 1953 : *The theory of homogeneous turbulence*, volume 79. Cambridge University Press.
- Berger, A., 1988 : Milankovitch Theory and climate. *Reviews of Geophysics*, **26**, 624–657, doi :10.1029/RG026i004p00624.
- Berloff, P., W. Dewar, S. Kravtsov, and J. McWilliams, 2007a : Ocean Eddy Dynamics in a Coupled Ocean–Atmosphere Model. *Journal of Physical Oceanography*, **37**, 1103–1121, doi :10.1175/JPO3041.1.

- Berloff, P. S., 2005a : On dynamically consistent eddy fluxes. *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, **38**, 123–146, doi :10.1016/j.dynatmoce.2004.11.003.
- 2005b : On rectification of randomly forced flows. *Journal of Marine Research*, **63**, 497–527, doi :10.1357/0022240054307894.
- 2005c : Random-forcing model of the mesoscale oceanic eddies. *Journal of Fluid Mechanics*, **529**, 71–95, doi :10.1017/S0022112005003393.
- Berloff, P. S., A. M. Hogg, and W. Dewar, 2007b : The turbulent oscillator : A mechanism of low-frequency variability of the wind-driven ocean gyres. *Journal of Physical Oceanography*, **37**, 2363–2386, doi :10.1175/JPO3118.1, wOS :000249641400011.
- Berloff, P. S. and J. C. McWilliams, 1999 : Large-Scale, Low-Frequency Variability in Wind-Driven Ocean Gyres. *Journal of Physical Oceanography*, **29**, 1925–1949, doi :10.1175/1520-0485(1999)029<1925 :LSLFVI>2.0.CO ;2.
- Blanke, B. and P. Delecluse, 1993 : Variability of the Tropical Atlantic Ocean Simulated by a General Circulation Model with Two Different Mixed-Layer Physics. *Journal of Physical Oceanography*, **23**, 1363–1388, doi :10.1175/1520-0485(1993)023<1363 :VOT-TAO>2.0.CO ;2.
- Brodeau, L., 2007 : *Contribution à l'Amélioration de la Fonction de Forçage des Modèles de Circulation Générale Océanique*. Ph.D. thesis, Université Joseph-Fourier - Grenoble I.  
URL <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00260841/document>
- Brodeau, L., B. Barnier, A.-M. Treguier, T. Penduff, and S. Gulev, 2010 : An ERA40-based atmospheric forcing for global ocean circulation models. *Ocean Modelling*, **31**, 88–104, doi :10.1016/j.ocemod.2009.10.005.
- Bryan, F. O., 2013 : Introduction : Ocean Modeling—Eddy or Not. *Ocean Modeling in an Eddying Regime*, M. W. Hecht and H. Hasumi, eds., American Geophysical Union, 1–3.
- Buckley, M. W., R. M. Ponte, G. Forget, and P. Heimbach, 2014 : Low-Frequency SST and Upper-Ocean Heat Content Variability in the North Atlantic. *Journal of Climate*, **27**, 4996–5018, doi :10.1175/JCLI-D-13-00316.1.
- Carson, M., A. Köhl, and D. Stammer, 2014 : The Impact of Regional Multidecadal and Century-Scale Internal Climate Variability on Sea Level Trends in CMIP5 Models. *Journal of Climate*, **28**, 853–861, doi :10.1175/JCLI-D-14-00359.1.
- Cessi, P. and G. R. Ierley, 1995 : Symmetry-Breaking Multiple Equilibria in Quasi-geostrophic, Wind-Driven Flows. *Journal of Physical Oceanography*, **25**, 1196–1205, doi :10.1175/1520-0485(1995)025<1196 :SBMEIQ>2.0.CO ;2.
- Cessi, P. and S. Louazel, 2001 : Decadal Oceanic Response to Stochastic Wind Forcing. *Journal of Physical Oceanography*, **31**, 3020–3029, doi :10.1175/1520-0485(2001)031<3020 :DORTSW>2.0.CO ;2.
- Chapman, C. C. and A. M. C. Hogg, 2013 : Jet Jumping : Low-Frequency Variability in the Southern Ocean. *Journal of Physical Oceanography*, **43**, 990–1003, doi :10.1175/JPO-D-12-0123.1.

- Chapman, C. C. and R. Morrow, 2013 : Variability of Southern Ocean Jets near Topography. *Journal of Physical Oceanography*, **44**, 676–693, doi :10.1175/JPO-D-13-0182.1.
- Charney, J. G., 1947 : The Dynamics of Long Waves in a Baroclinic Westerly Current. *Journal of Meteorology*, **4**, 136–162, doi :10.1175/1520-0469(1947)004<0136 :TDOLWI>2.0.CO ;2.
- 1971 : Geostrophic Turbulence. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **28**, 1087–1095, doi :10.1175/1520-0469(1971)028<1087 :GT>2.0.CO ;2.
- Chavanne, C. P., P. Flament, D. S. Luther, and K.-W. Gurgel, 2010 : Observations of Vortex Rossby Waves Associated with a Mesoscale Cyclone. *Journal of Physical Oceanography*, **40**, 2333–2340, doi :10.1175/2010JPO4495.1.
- Chelton, D. B., R. A. deSzoeke, M. G. Schlax, K. El Naggar, and N. Siwertz, 1998 : Geographical Variability of the First Baroclinic Rossby Radius of Deformation. *Journal of Physical Oceanography*, **28**, 433–460, doi :10.1175/1520-0485(1998)028<0433 :GVOTFB>2.0.CO ;2.
- Chelton, D. B. and M. G. Schlax, 1996 : Global Observations of Oceanic Rossby Waves. *Science*, **272**, 234–238, doi :10.1126/science.272.5259.234.
- Chelton, D. B., M. G. Schlax, and R. M. Samelson, 2011 : Global observations of nonlinear mesoscale eddies. *Progress in Oceanography*, **91**, 167–216, doi :10.1016/j.pocean.2011.01.002.
- Chelton, D. B., M. G. Schlax, R. M. Samelson, and R. A. de Szoeke, 2007 : Global observations of large oceanic eddies. *Geophysical Research Letters*, **34**, doi :10.1029/2007GL030812.
- Chen, R., G. R. Flierl, and C. Wunsch, 2014 : A Description of Local and Nonlocal Eddy–Mean Flow Interaction in a Global Eddy-Permitting State Estimate. *Journal of Physical Oceanography*, **44**, 2336–2352, doi :10.1175/JPO-D-14-0009.1.
- Church, J., P. Clark, A. Cazenave, J. Gregory, S. Jevrejeva, A. Levermann, M. Merrifield, G. Milne, R. Nerem, P. Nunn, A. Payne, W. Pfeffer, D. Stammer, and A. Unnikrishnan, 2013 : Sea Level Change. *Climate Change 2013 : The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*, T. Stocker, D. Qin, G.-K. Plattner, M. Tignor, S. Allen, J. Boschung, A. Nauels, Y. Xia, V. Bex, and P. Midgley, eds., Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA, 1137–1216.
- Chylek, P., C. Folland, L. Frankcombe, H. Dijkstra, G. Lesins, and M. Dubey, 2012 : Greenland ice core evidence for spatial and temporal variability of the Atlantic Multidecadal Oscillation. *Geophysical Research Letters*, **39**, L09705, doi :10.1029/2012GL051241.
- Cleveland, W. S., 1979 : Robust Locally Weighted Regression and Smoothing Scatterplots. *Journal of the American Statistical Association*, **74**, 829–836, doi :10.2307/2286407.
- Cleveland, W. S. and S. J. Devlin, 1988 : Locally Weighted Regression : An Approach to Regression Analysis by Local Fitting. *Journal of the American Statistical Association*, **83**, 596–610, doi :10.2307/2289282.



- Colin de Verdière, A. and T. Huck, 1999 : Baroclinic Instability : An Oceanic Wave-maker for Interdecadal Variability. *Journal of Physical Oceanography*, **29**, 893–910, doi :10.1175/1520-0485(1999)029<0893 :BIAOWF>2.0.CO ;2.
- Combes, V. and E. Di Lorenzo, 2007 : Intrinsic and forced interannual variability of the Gulf of Alaska mesoscale circulation. *Progress in Oceanography*, **75**, 266–286, doi :10.1016/j.pocean.2007.08.011.
- Crucifix, M., 2012 : Oscillators and relaxation phenomena in Pleistocene climate theory. *Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, **370**, 1140–1165, doi :10.1098/rsta.2011.0315, arXiv : 1103.3393.
- Cushman-Roisin, B. and J.-M. Beckers, 2011 : *Introduction to Geophysical Fluid Dynamics : Physical and Numerical Aspects*. Academic Press.
- Czaja, A. and J. Marshall, 2000 : On the interpretation of AGCMs response to prescribed time-varying SST anomalies. *Geophysical Research Letters*, **27**, 1927–1930, doi :10.1029/1999GL011322.
- 2001 : Observations of atmosphere-ocean coupling in the North Atlantic. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **127**, 1893–1916, doi :10.1256/smsqj.57602.
- Dai, A., J. C. Fyfe, S.-P. Xie, and X. Dai, 2015 : Decadal modulation of global surface temperature by internal climate variability. *Nature Climate Change*, **5**, 555–559, doi :10.1038/nclimate2605.
- Dansgaard, W., S. Johnsen, H. Clausen, D. Dahl-Jensen, N. Gundestrup, C. Hammer, and H. Oeschger, 1984 : North Atlantic Climatic Oscillations Revealed by Deep Greenland Ice Cores. *Climate Processes and Climate Sensitivity*, J. E. Hansen and T. Takahashi, eds., American Geophysical Union, 288–298.
- Delworth, T. L. and R. J. Greatbatch, 2000 : Multidecadal Thermohaline Circulation Variability Driven by Atmospheric Surface Flux Forcing. *Journal of Climate*, **13**, 1481–1495, doi :10.1175/1520-0442(2000)013<1481 :MTCVDB>2.0.CO ;2.
- Delworth, T. L. and M. E. Mann, 2000 : Observed and simulated multidecadal variability in the Northern Hemisphere. *Climate Dynamics*, **16**, 661–676, doi :10.1007/s003820000075.
- Deremble, B. and W. K. Dewar, 2013 : Volume and Potential Vorticity Budgets of Eighteen Degree Water. *Journal of Physical Oceanography*, **43**, 2309–2321, doi :10.1175/JPO-D-13-052.1.
- Deremble, B., N. Wienders, and W. K. Dewar, 2013 : Potential Vorticity Budgets in the North Atlantic Ocean. *Journal of Physical Oceanography*, **44**, 164–178, doi :10.1175/JPO-D-13-087.1.
- Deser, C., M. A. Alexander, S.-P. Xie, and A. S. Phillips, 2010 : Sea Surface Temperature Variability : Patterns and Mechanisms. *Annual Review of Marine Science*, **2**, 115–143, doi :10.1146/annurev-marine-120408-151453.
- Deser, C., A. S. Phillips, and J. W. Hurrell, 2004 : Pacific Interdecadal Climate Variability : Linkages between the Tropics and the North Pacific during Boreal Winter since 1900. *Journal of Climate*, **17**, 3109–3124, doi :10.1175/1520-0442(2004)017<3109 :PICVLB>2.0.CO ;2.

- Dewar, W. K., 2001 : On Ocean Dynamics in Midlatitude Climate. *Journal of Climate*, **14**, 4380–4397, doi :10.1175/1520-0442(2001)014<4380 :OODIMC>2.0.CO ;2.
- 2003 : Nonlinear Midlatitude Ocean Adjustment. *Journal of Physical Oceanography*, **33**, 1057–1082, doi :10.1175/1520-0485(2003)033<1057 :NMOA>2.0.CO ;2.
- Dijkstra, H. A., 2013 : *Nonlinear Climate Dynamics*. Cambridge University Press.
- Dijkstra, H. A. and M. Ghil, 2005 : Low-frequency variability of the large-scale ocean circulation : A dynamical systems approach. *Reviews of Geophysics*, **43**, doi :10.1029/2002RG000122.
- Dijkstra, H. A. and C. A. Katsman, 1997 : Temporal variability of the wind-driven quasi-geostrophic double gyre ocean circulation : Basic bifurcation diagrams. *Geophysical & Astrophysical Fluid Dynamics*, **85**, 195–232, doi :10.1080/03091929708208989.
- Dong, S., S. L. Hautala, and K. A. Kelly, 2007 : Interannual Variations in Upper-Ocean Heat Content and Heat Transport Convergence in the Western North Atlantic. *Journal of Physical Oceanography*, **37**, 2682–2697, doi :10.1175/2007JPO3645.1.
- Dong, S. and K. A. Kelly, 2004 : Heat Budget in the Gulf Stream Region : The Importance of Heat Storage and Advection. *Journal of Physical Oceanography*, **34**, 1214–1231, doi :10.1175/1520-0485(2004)034<1214 :HBITGS>2.0.CO ;2.
- Douglass, E. M., S. R. Jayne, F. O. Bryan, S. Peacock, and M. Maltrud, 2012 : Kuroshio pathways in a climatologically forced model. *Journal of Oceanography*, **68**, 625–639, doi :10.1007/s10872-012-0123-y.
- Douglass, E. M., Y.-O. Kwon, and S. R. Jayne, 2013 : A comparison of North Pacific and North Atlantic subtropical mode waters in a climatologically-forced model. *Deep Sea Research Part II : Topical Studies in Oceanography*, **91**, 139–151, doi :10.1016/j.dsr2.2013.02.023.
- Ducet, N., P. Y. Le Traon, and G. Reverdin, 2000 : Global high-resolution mapping of ocean circulation from TOPEX/Poseidon and ERS-1 and -2. *Journal of Geophysical Research*, **105**, 19477, doi :10.1029/2000JC900063.
- Duchon, C., 1979 : Lanczos Filtering in One and 2 Dimensions. *Journal of Applied Meteorology*, **18**, 1016–1022, doi :10.1175/1520-0450(1979)018<1016 :LFIOAT>2.0.CO ;2, wOS :A1979HJ97400006.
- Dufour, C., 2011 : *Rôle des tourbillons océaniques dans la variabilité récente des flux air-mer de CO<sub>2</sub> dans l'océan Austral*. Ph.D. thesis, Université Joseph-Fourier - Grenoble I. URL <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00679918>
- Dussin, R. and B. Barnier, 2013 : The making of DFS5.1. Drakkar project report, LGGE, Grenoble, France. URL <http://www.drakkar-ocean.eu/forcing-the-ocean>
- Early, J. J., R. M. Samelson, and D. B. Chelton, 2011 : The Evolution and Propagation of Quasigeostrophic Ocean Eddies. *Journal of Physical Oceanography*, **41**, 1535–1555, doi :10.1175/2011JPO4601.1.

- Feliks, Y., M. Ghil, and A. W. Robertson, 2011 : The Atmospheric Circulation over the North Atlantic as Induced by the SST Field. *Journal of Climate*, **24**, 522–542, doi :10.1175/2010JCLI3859.1.
- Ferrari, R. and C. Wunsch, 2009 : Ocean Circulation Kinetic Energy : Reservoirs, Sources, and Sinks. *Annual Review of Fluid Mechanics*, **41**, 253–282, doi :10.1146/annurev.fluid.40.111406.102139.
- Fichefet, T. and M. A. Morales Maqueda, 1997 : Sensitivity of a global sea ice model to the treatment of ice thermodynamics and dynamics. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **102**, 12609–12646, doi :10.1029/97JC00480.
- Fjortoft, R., 1953 : On the Changes in the Spectral Distribution of Kinetic Energy for Twodimensional, Nondivergent Flow. *Tellus*, **5**, 225–230, doi :10.1111/j.2153-3490.1953.tb01051.x.
- Flato, G., J. Marotzke, B. Abiodun, P. Braconnot, S. Chou, W. Collins, P. Cox, F. Driouech, S. Emori, V. Eyring, C. Forest, P. Gleckler, E. Guilyardi, C. Jakob, V. Kattsov, C. Reason, and M. Rummukainen, 2013 : Evaluation of Climate Models. *Climate Change 2013 : The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*, T. Stocker, D. Qin, G.-K. Plattner, M. Tignor, S. Allen, J. Boschung, A. Nauels, Y. Xia, V. Bex, and P. Midgley, eds., Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA, 741–866.
- Forget, G., 2009 : Mapping Ocean Observations in a Dynamical Framework : A 2004–06 Ocean Atlas. *Journal of Physical Oceanography*, **40**, 1201–1221, doi :10.1175/2009JPO4043.1.
- Forget, G. and R. M. Ponte, 2015 : The partition of regional sea level variability. *Progress in Oceanography*, **137, Part A**, 173–195, doi :10.1016/j.pocean.2015.06.002.
- Foukal, P. and J. Lean, 1988 : Magnetic modulation of solar luminosity by photospheric activity. *The Astrophysical Journal*, **328**, 347, doi :10.1086/166297.
- Frankcombe, L. M. and H. A. Dijkstra, 2009 : Coherent multidecadal variability in North Atlantic sea level. *Geophysical Research Letters*, **36**, L15604, doi :10.1029/2009GL039455.
- Frankignoul, C. and K. Hasselmann, 1977 : Stochastic climate models, Part II Application to sea-surface temperature anomalies and thermocline variability. *Tellus*, **29**, 289–305, doi :10.1111/j.2153-3490.1977.tb00740.x.
- Frankignoul, C., P. Müller, and E. Zorita, 1997 : A Simple Model of the Decadal Response of the Ocean to Stochastic Wind Forcing. *Journal of Physical Oceanography*, **27**, 1533–1546, doi :10.1175/1520-0485(1997)027<1533 :ASMOTD>2.0.CO ;2.
- Frenger, I., N. Gruber, R. Knutti, and M. Münnich, 2013 : Imprint of Southern Ocean eddies on winds, clouds and rainfall. *Nature Geoscience*, **6**, 608–612, doi :10.1038/ngeo1863.
- Fu, L.-L. and G. R. Flierl, 1980 : Nonlinear energy and enstrophy transfers in a realistically stratified ocean. *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, **4**, 219–246, doi :10.1016/0377-0265(80)90029-9.

- Fu, L.-L. and C. Uebelmann, 2013 : On the Transition from Profile Altimeter to Swath Altimeter for Observing Global Ocean Surface Topography. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **31**, 560–568, doi :10.1175/JTECH-D-13-00109.1.
- Fyfe, J. C., N. P. Gillett, and F. W. Zwiers, 2013 : Overestimated global warming over the past 20 years. *Nature Climate Change*, **3**, 767–769, doi :10.1038/nclimate1972.
- Galperin, B., S. Sukoriansky, and N. Dikovskaya, 2008 : Zonostrophic turbulence. *Physica Scripta*, **T132**, 014034, doi :10.1088/0031-8949/2008/T132/014034.
- Galperin, B., S. Sukoriansky, N. Dikovskaya, P. L. Read, Y. H. Yamazaki, and R. Wordsworth, 2006 : Anisotropic turbulence and zonal jets in rotating flows with a  $\beta$ -effect. *Nonlin. Processes Geophys.*, **13**, 83–98, doi :10.5194/npg-13-83-2006.
- Gent, P. R. and J. C. McWilliams, 1990 : Isopycnal Mixing in Ocean Circulation Models. *Journal of Physical Oceanography*, **20**, 150–155, doi :10.1175/1520-0485(1990)020<0150 :IMIOCM>2.0.CO ;2.
- Ghil, M., 2002 : Natural climate variability. *Encyclopedia of Global Environmental Change, Encyclopedia of Global Environmental Change*, T. E. Munn, M. MacCracken, and J. Perry, volume 1, wiley edition, 544–549.
- Ghil, M., M. R. Allen, M. D. Dettinger, K. Ide, D. Kondrashov, M. E. Mann, A. W. Robertson, A. Saunders, Y. Tian, F. Varadi, and P. Yiou, 2002 : Advanced Spectral Methods for Climatic Time Series. *Reviews of Geophysics*, **40**, 1003, doi :10.1029/2000RG000092.
- Giannakis, D. and A. J. Majda, 2012a : Comparing low-frequency and intermittent variability in comprehensive climate models through nonlinear Laplacian spectral analysis. *Geophysical Research Letters*, **39**, L10710, doi :10.1029/2012GL051575.
- 2012b : Nonlinear Laplacian spectral analysis for time series with intermittency and low-frequency variability. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, **109**, 2222–2227, doi :10.1073/pnas.1118984109.
- Goldenberg, S. B., C. W. Landsea, A. M. Mestas-Nuñez, and W. M. Gray, 2001 : The Recent Increase in Atlantic Hurricane Activity : Causes and Implications. *Science*, **293**, 474–479, doi :10.1126/science.1060040.
- Greatbatch, R. J., 1994 : A note on the representation of steric sea level in models that conserve volume rather than mass. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **99**, 12767–12771, doi :10.1029/94JC00847.
- Greatbatch, R. J. and S. Zhang, 1995 : An Interdecadal Oscillation in an Idealized Ocean Basin Forced by Constant Heat Flux. *Journal of Climate*, **8**, 81–91, doi :10.1175/1520-0442(1995)008<0081 :AIOIAI>2.0.CO ;2.
- Griffies, S. M. and E. Tziperman, 1995 : A Linear Thermohaline Oscillator Driven by Stochastic Atmospheric Forcing. *Journal of Climate*, **8**, 2440–2453, doi :10.1175/1520-0442(1995)008<2440 :ALTODB>2.0.CO ;2.
- Griffies, S. M., M. Winton, W. G. Anderson, R. Benson, T. L. Delworth, C. O. Dufour, J. P. Dunne, P. Goddard, A. K. Morrison, A. Rosati, A. T. Wittenberg, J. Yin, and R. Zhang, 2014 : Impacts on Ocean Heat from Transient Mesoscale Eddies in a Hierarchy of Climate Models. *Journal of Climate*, **28**, 952–977, doi :10.1175/JCLI-D-14-00353.1.

- Grégorio, S., T. Penduff, G. Sérazin, J.-M. Molines, B. Barnier, and J. Hirschi, 2015 : Intrinsic variability of the Atlantic meridional overturning circulation at interannual-to-multidecadal timescales. *Journal of Physical Oceanography*, doi :10.1175/JPO-D-14-0163.1.
- Gulev, S. K., M. Latif, N. Keenlyside, W. Park, and K. P. Koltermann, 2013 : North Atlantic Ocean control on surface heat flux on multidecadal timescales. *Nature*, **499**, 464–467, doi :10.1038/nature12268.
- Haines, K., 1994 : Low-frequency variability in atmospheric middle latitudes. *Surveys in Geophysics*, **15**, 1–61, doi :10.1007/BF00665686.
- Hallberg, R., 2013 : Using a resolution function to regulate parameterizations of oceanic mesoscale eddy effects. *Ocean Modelling*, **72**, 92–103, doi :10.1016/j.ocemod.2013.08.007.
- Hasselmann, K., 1976 : Stochastic climate models Part I. Theory. *Tellus*, **28**, 473–485, doi :10.1111/j.2153-3490.1976.tb00696.x.
- Hayashi, Y., 1980 : Estimation of nonlinear energy transfer spectra by the cross-spectral method. *Journal of Atmospheric Sciences*, **37**, 299–307, doi :10.1175/1520-0469(1980)037<0299 :EONETS>2.0.CO ;2.
- 1982 : Space-Time Spectral Analysis and its Applications to Atmospheric Waves. *Journal of the Meteorological Society of Japan. Ser. II*, **60**, 156–171.
- Hazeleger, W. and S. S. Drijfhout, 1999 : Stochastically Forced Mode Water Variability. *Journal of Physical Oceanography*, **29**, 1772–1786, doi :10.1175/1520-0485(1999)029<1772 :SFMWV>2.0.CO ;2.
- 2000 : A model study on internally generated variability in subtropical mode water formation. *Journal of Geophysical Research*, **105**, 13965, doi :10.1029/2000JC900041.
- Hirschi, J. J.-M., A. T. Blaker, B. Sinha, A. Coward, B. de Cuevas, S. Alderson, and G. Madec, 2013 : Chaotic variability of the meridional overturning circulation on subannual to interannual timescales. *Ocean Sci.*, **9**, 805–823, doi :10.5194/os-9-805-2013.
- Hogg, A. M. and J. R. Blundell, 2006 : Interdecadal Variability of the Southern Ocean. *Journal of Physical Oceanography*, **36**, 1626–1645, doi :10.1175/JPO2934.1.
- Hogg, A. M., W. K. Dewar, P. D. Killworth, and J. R. Blundell, 2006 : Decadal variability of the midlatitude climate system driven by the ocean circulation. *Journal of Climate*, **19**, 1149–1166, doi :10.1175/JCLI3651.1, wOS :000237226700007.
- Hogg, A. M. C., P. D. Killworth, J. R. Blundell, and W. K. Dewar, 2005 : Mechanisms of Decadal Variability of the Wind-Driven Ocean Circulation. *Journal of Physical Oceanography*, **35**, 512–531, doi :10.1175/JPO2687.1.
- Holland, W. R., 1978 : The Role of Mesoscale Eddies in the General Circulation of the Ocean—Numerical Experiments Using a Wind-Driven Quasi-Geostrophic Model. *Journal of Physical Oceanography*, **8**, 363–392, doi :10.1175/1520-0485(1978)008<0363 :TROMEI>2.0.CO ;2.

- Holland, W. R. and D. B. Haidvogel, 1981 : On the Vacillation of an Unstable Baroclinic Wave Field in an Eddy-Resolving Model of the Oceanic General Circulation. *Journal of Physical Oceanography*, **11**, 557–568, doi :10.1175/1520-0485(1981)011<0557 :OT-VOAU>2.0.CO ;2.
- Hu, A. and C. Deser, 2013 : Uncertainty in future regional sea level rise due to internal climate variability. *Geophysical Research Letters*, **40**, 2768–2772, doi :10.1002/grl.50531.
- Hu, D., L. Wu, W. Cai, A. S. Gupta, A. Ganachaud, B. Qiu, A. L. Gordon, X. Lin, Z. Chen, S. Hu, G. Wang, Q. Wang, J. Sprintall, T. Qu, Y. Kashino, F. Wang, and W. S. Kessler, 2015 : Pacific western boundary currents and their roles in climate. *Nature*, **522**, 299–308, doi :10.1038/nature14504.
- Hua, B. L. and D. B. Haidvogel, 1986 : Numerical Simulations of the Vertical Structure of Quasi-Geostrophic Turbulence. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **43**, 2923–2936, doi :10.1175/1520-0469(1986)043<2923 :NSOTVS>2.0.CO ;2.
- Huck, T., O. Arzel, and F. Sévellec, 2014 : Multidecadal Variability of the Overturning Circulation in Presence of Eddy Turbulence. *Journal of Physical Oceanography*, **45**, 157–173, doi :10.1175/JPO-D-14-0114.1.
- 2015 : Multidecadal Variability of the Overturning Circulation in Presence of Eddy Turbulence. *Journal of Physical Oceanography*, **45**, 157–173, doi :10.1175/JPO-D-14-0114.1.
- Huck, T., A. Colin de Verdière, and A. J. Weaver, 1999 : Interdecadal Variability of the Thermohaline Circulation in Box-Ocean Models Forced by Fixed Surface Fluxes. *Journal of Physical Oceanography*, **29**, 865–892, doi :10.1175/1520-0485(1999)029<0865 :IVOTTC>2.0.CO ;2.
- Huck, T., G. K. Vallis, and A. Colin de Verdière, 2001 : On the Robustness of the Interdecadal Modes of the Thermohaline Circulation. *Journal of Climate*, **14**, 940–963, doi :10.1175/1520-0442(2001)014<0940 :OTROTI>2.0.CO ;2.
- IPCC, 2013 : *Climate Change 2013 : The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA.
- Jiang, S., F.-F. Jin, and M. Ghil, 1995 : Multiple Equilibria, Periodic, and Aperiodic Solutions in a Wind-Driven, Double-Gyre, Shallow-Water Model. *Journal of Physical Oceanography*, **25**, 764–786, doi :10.1175/1520-0485(1995)025<0764 :MEPAAS>2.0.CO ;2.
- Kelly, K. A., R. J. Small, R. M. Samelson, B. Qiu, T. M. Joyce, Y.-O. Kwon, and M. F. Cronin, 2010 : Western Boundary Currents and Frontal Air–Sea Interaction : Gulf Stream and Kuroshio Extension. *Journal of Climate*, **23**, 5644–5667, doi :10.1175/2010JCLI3346.1.
- Kerr, R. A., 2000 : A north atlantic climate pacemaker for the centuries. *Science (New York, N.Y.)*, **288**, 1984–1985, doi :10.1126/science.288.5473.1984.
- Kolmogorov, A. N., 1941 : Dissipation of Energy in Locally Isotropic Turbulence. *Akademiia Nauk SSSR Doklady*, **32**, 16.

- Kondrashov, D. and P. Berloff, 2015 : Stochastic modeling of decadal variability in ocean gyres. *Geophysical Research Letters*, **42**, 2014GL062871, doi :10.1002/2014GL062871.
- Kraichnan, R. H., 1967 : Inertial Ranges in Two Dimensional Turbulence. *Physics of Fluids*, **10**, 1417–1423, doi :10.1063/1.1762301.
- 1971 : Inertial-range transfer in two- and three-dimensional turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, **47**, 525–535, doi :10.1017/S0022112071001216.
- Kravtsov, S., P. Berloff, W. K. Dewar, M. Ghil, and J. C. McWilliams, 2006 : Dynamical Origin of Low-Frequency Variability in a Highly Nonlinear Midlatitude Coupled Model. *Journal of Climate*, **19**, 6391–6408, doi :10.1175/JCLI3976.1.
- Kravtsov, S., W. Dewar, P. Berloff, J. McWilliams, and M. Ghil, 2007 : A highly nonlinear coupled mode of decadal variability in a mid-latitude ocean–atmosphere model. *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, **43**, 123–150, doi :10.1016/j.dynatmoce.2006.08.001.
- Kwon, Y.-O., M. A. Alexander, N. A. Bond, C. Frankignoul, H. Nakamura, B. Qiu, and L. A. Thompson, 2010 : Role of the Gulf Stream and Kuroshio–Oyashio Systems in Large-Scale Atmosphere–Ocean Interaction : A Review. *Journal of Climate*, **23**, 3249–3281, doi :10.1175/2010JCLI3343.1.
- LaCasce, J. H., 2000 : Baroclinic Rossby Waves in a Square Basin. *Journal of Physical Oceanography*, **30**, 3161–3178, doi :10.1175/1520-0485(2000)030<3161 :BRWIAS>2.0.CO ;2.
- Lapeyre, G., 2009 : What Vertical Mode Does the Altimeter Reflect ? On the Decomposition in Baroclinic Modes and on a Surface-Trapped Mode. *Journal of Physical Oceanography*, **39**, 2857–2874, doi :10.1175/2009JPO3968.1.
- Large, W. G., W. R. Holland, and J. C. Evans, 1991 : Quasi-geostrophic Ocean Response to Real Wind Forcing : The Effects of Temporal Smoothing. *Journal of Physical Oceanography*, **21**, 998–1017, doi :10.1175/1520-0485(1991)021<0998 :QGORTR>2.0.CO ;2.
- Le Sommer, J., T. Penduff, S. Theetten, G. Madec, and B. Barnier, 2009 : How momentum advection schemes influence current-topography interactions at eddy permitting resolution. *Ocean Modelling*, **29**, 1–14, doi :10.1016/j.ocemod.2008.11.007.
- Le Traon, P. Y., F. Nadal, and N. Ducet, 1998 : An Improved Mapping Method of Multi-satellite Altimeter Data. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **15**, 522–534, doi :10.1175/1520-0426(1998)015<0522 :AIMMOM>2.0.CO ;2.
- Li, Y. and W. Han, 2015 : Decadal Sea Level Variations in the Indian Ocean Investigated with HYCOM : Roles of Climate Modes, Ocean Internal Variability, and Stochastic Wind Forcing. *Journal of Climate*, doi :10.1175/JCLI-D-15-0252.1.
- Lindzen, R. S. and J. R. Holton, 1968 : A Theory of the Quasi-Biennial Oscillation. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **25**, 1095–1107, doi :10.1175/1520-0469(1968)025<1095 :ATOTQB>2.0.CO ;2.
- Liu, Z., 1999 : Planetary wave modes in the thermocline : Non-Doppler-shift mode, advective mode and Green mode. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **125**, 1315–1339, doi :10.1002/qj.1999.49712555611.

- Lorenz, E. N., 1963 : Deterministic Nonperiodic Flow. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **20**, 130–141, doi :10.1175/1520-0469(1963)020<0130 :DNF>2.0.CO ;2.
- Lévy, M., A. Estublier, and G. Madec, 2001 : Choice of an advection scheme for biogeochemical models. *Geophysical Research Letters*, **28**, 3725–3728, doi :10.1029/2001GL012947.
- Madden, R. A. and P. R. Julian, 1994 : Observations of the 40–50-Day Tropical Oscillation—A Review. *Monthly Weather Review*, **122**, 814–837, doi :10.1175/1520-0493(1994)122<0814 :OOTDTO>2.0.CO ;2.
- Madec, G., 2008 : NEMO ocean engine. Note du Pole de modélisation 27, Institut Pierre-Simon Laplace (IPSL), France.
- Madec, G., P. Delecluse, M. Imbard, and C. Lévy, 1998 : OPA 8.1 Ocean General Circulation Model reference manual. Technical Report 11, Institut Pierre-Simon Laplace (IPSL), France.
- Mantua, N. J., S. R. Hare, Y. Zhang, J. M. Wallace, and R. C. Francis, 1997 : A Pacific Interdecadal Climate Oscillation with Impacts on Salmon Production. *Bulletin of the American Meteorological Society*, **78**, 1069–1079, doi :10.1175/1520-0477(1997)078<1069 :APICOW>2.0.CO ;2.
- McWilliams, J. C., L. P. Graves, and M. T. Montgomery, 2003 : A Formal Theory for Vortex Rossby Waves and Vortex Evolution. *Geophysical & Astrophysical Fluid Dynamics*, **97**, 275–309, doi :10.1080/0309192031000108698.
- Meehl, G. A., J. M. Arblaster, J. T. Fasullo, A. Hu, and K. E. Trenberth, 2011 : Model-based evidence of deep-ocean heat uptake during surface-temperature hiatus periods. *Nature Climate Change*, **1**, 360–364, doi :10.1038/nclimate1229.
- Meehl, G. A., A. Hu, J. M. Arblaster, J. Fasullo, and K. E. Trenberth, 2013 : Externally Forced and Internally Generated Decadal Climate Variability Associated with the Interdecadal Pacific Oscillation. *Journal of Climate*, **26**, 7298–7310, doi :10.1175/JCLI-D-12-00548.1.
- Meyssignac, B. and A. Cazenave, 2012 : Sea level : A review of present-day and recent-past changes and variability. *Journal of Geodynamics*, **58**, 96–109, doi :10.1016/j.jog.2012.03.005.
- Milliff, R. F. and J. C. McWilliams, 1994 : The Evolution of Boundary Pressure in Ocean Basins. *Journal of Physical Oceanography*, **24**, 1317–1338, doi :10.1175/1520-0485(1994)024<1317 :TEOBPI>2.0.CO ;2.
- Minobe, S., 1997 : A 50-70 year climatic oscillation over the North Pacific and North America. *Geophysical Research Letters*, **24**, 683–686, doi :10.1029/97GL00504.
- Mitchell, J., 1976 : An overview of climatic variability and its causal mechanisms. *Quaternary Research*, **6**, 481–493, doi :10.1016/0033-5894(76)90021-1.
- Molines, J.-M., B. Barnier, T. Penduff, and A. M. Treguier, 2014 : ORCA12.L46 climatological and interannual simulations forced with DFS4.4 : GJM02 and MJM88. Drakkar Group Experiment report, LGGE, Grenoble, France.  
URL <http://www.drakkar-ocean.eu/global-models/orca12>



- Montgomery, M. T. and R. J. Kallenbach, 1997 : A theory for vortex rossby-waves and its application to spiral bands and intensity changes in hurricanes. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **123**, 435–465, doi :10.1002/qj.49712353810.
- Morrow, R. and P.-Y. Le Traon, 2012 : Recent advances in observing mesoscale ocean dynamics with satellite altimetry. *Advances in Space Research*, **50**, 1062–1076, doi :10.1016/j.asr.2011.09.033.
- Nonaka, M., H. Sasaki, B. Taguchi, and H. Nakamura, 2012 : Potential Predictability of Interannual Variability in the Kuroshio Extension Jet Speed in an Eddy-Resolving OGCM. *Journal of Climate*, **25**, 3645–3652, doi :10.1175/JCLI-D-11-00641.1.
- Oeschger, H., J. Beer, U. Siegenthaler, B. Stauffer, W. Dansgaard, and C. Langway, 1984 : Late Glacial Climate History from Ice Cores. *Climate Processes and Climate Sensitivity*, J. E. Hansen and T. Takahashi, eds., American Geophysical Union, 299–306.
- O’Kane, T. J., R. J. Matear, M. A. Chamberlain, J. S. Risbey, B. M. Sloyan, and I. Horenko, 2013 : Decadal variability in an OGCM Southern Ocean : Intrinsic modes, forced modes and metastable states. *Ocean Modelling*, **69**, 1–21, doi :10.1016/j.ocemod.2013.04.009.
- Okkonen, S. R., G. A. Jacobs, E. Joseph Metzger, H. E. Hurlburt, and J. F. Shriver, 2001 : Mesoscale variability in the boundary currents of the Alaska Gyre. *Continental Shelf Research*, **21**, 1219–1236, doi :10.1016/S0278-4343(00)00085-6.
- Osychny, V. and P. Cornillon, 2004 : Properties of Rossby Waves in the North Atlantic Estimated from Satellite Data. *Journal of Physical Oceanography*, **34**, 61–76, doi :10.1175/1520-0485(2004)034<0061 :PORWIT>2.0.CO ;2.
- Ottera, O. H., M. Bentsen, H. Drange, and L. Suo, 2010 : External forcing as a metronome for Atlantic multidecadal variability. *Nature Geoscience*, **3**, 688–694, doi :10.1038/ngeo955.
- Penduff, T., M. Juza, B. Barnier, J. Zika, W. K. Dewar, A.-M. Treguier, J.-M. Molines, and N. Audiffren, 2011 : Sea Level Expression of Intrinsic and Forced Ocean Variabilities at Interannual Time Scales. *Journal of Climate*, **24**, 5652–5670, doi :10.1175/JCLI-D-11-00077.1, wOS :000296535300013.
- Penduff, T., M. Juza, L. Brodeau, G. C. Smith, B. Barnier, J.-M. Molines, A.-M. Treguier, and G. Madec, 2010 : Impact of global ocean model resolution on sea-level variability with emphasis on interannual time scales. *Ocean Science*, **6**, 269–284, doi :10.5194/os-6-269-2010, wOS :000276175700019.
- Penduff, T., J. Le Sommer, B. Barnier, A.-M. Treguier, J. Molines, and G. Madec, 2007 : Influence of numerical schemes on current-topography interactions in 1/4 degrees global ocean simulations. *Ocean Science*, **3**, 509–524.
- Penduff, T., L. Terray, L. Bessières, G. Sérazin, S. Grégorio, J.-M. Brankart, M.-P. Moine, J.-M. Molines, and P. Brasseur, 2014 : Ensembles of eddying ocean simulations for climate. *CLIVAR Exchanges*, **19**, special Issue on High Resolution Ocean Climate Modelling.  
URL <http://www.clivar.org/documents/exchanges-65>

- Philander, S. G., 1989 : *El Nino, La Nina, and the Southern Oscillation*. Academic Press.
- Phillips, N. A., 1954 : Energy Transformations and Meridional Circulations associated with simple Baroclinic Waves in a two-level, Quasi-geostrophic Model. *Tellus*, **6**, 273–286, doi :10.1111/j.2153-3490.1954.tb01123.x.
- Pierce, D., 2001 : Distinguishing coupled ocean-atmosphere interactions from background noise in the North Pacific. *Progress in Oceanography*, **49**, 331–352, doi :10.1016/S0079-6611(01)00029-5.
- Pierini, S., 2006 : A Kuroshio Extension System Model Study : Decadal Chaotic Self-Sustained Oscillations. *Journal of Physical Oceanography*, **36**, 1605–1625, doi :10.1175/JPO2931.1.
- 2010 : Coherence Resonance in a Double-Gyre Model of the Kuroshio Extension. *Journal of Physical Oceanography*, **40**, 238–248, doi :10.1175/2009JPO4229.1.
- 2011 : Low-Frequency Variability, Coherence Resonance, and Phase Selection in a Low-Order Model of the Wind-Driven Ocean Circulation. *Journal of Physical Oceanography*, **41**, 1585–1604, doi :10.1175/JPO-D-10-05018.1.
- 2014 : Kuroshio Extension Bimodality and the North Pacific Oscillation : A Case of Intrinsic Variability Paced by External Forcing. *Journal of Climate*, **27**, 448–454, doi :10.1175/JCLI-D-13-00306.1.
- Pierini, S. and H. A. Dijkstra, 2009 : Low-frequency variability of the Kuroshio Extension. *Nonlinear Processes in Geophysics*, **16**, 665–675, doi :10.5194/npg-16-665-2009.
- Pierini, S., H. A. Dijkstra, and A. Riccio, 2009 : A Nonlinear Theory of the Kuroshio Extension Bimodality. *Journal of Physical Oceanography*, **39**, 2212–2229, doi :10.1175/2009JPO4181.1.
- Pikovsky, A. S. and J. Kurths, 1997 : Coherence Resonance in a Noise-Driven Excitable System. *Physical Review Letters*, **78**, 775–778, doi :10.1103/PhysRevLett.78.775.
- Plaut, G., M. Ghil, and R. Vautard, 1995 : Interannual and interdecadal variability in 335 years of central England temperatures. *Science (New York, N.Y.)*, **268**, 710–713, doi :10.1126/science.268.5211.710.
- Power, S., T. Casey, C. Folland, A. Colman, and V. Mehta, 1999 : Inter-decadal modulation of the impact of ENSO on Australia. *Climate Dynamics*, **15**, 319–324, doi :10.1007/s003820050284.
- Primeau, F., 2002 : Long Rossby Wave Basin-Crossing Time and the Resonance of Low-Frequency Basin Modes. *Journal of Physical Oceanography*, **32**, 2652–2665, doi :10.1175/1520-0485-32.9.2652.
- Qiu, B., 2000 : Interannual Variability of the Kuroshio Extension System and Its Impact on the Wintertime SST Field. *Journal of Physical Oceanography*, **30**, 1486–1502, doi :10.1175/1520-0485(2000)030<1486 :IVOTKE>2.0.CO ;2.
- 2002 : The Kuroshio Extension System : Its Large-Scale Variability and Role in the Midlatitude Ocean-Atmosphere Interaction. *Journal of Oceanography*, **58**, 57–75, doi :10.1023/A :1015824717293.

- 2003 : Kuroshio Extension Variability and Forcing of the Pacific Decadal Oscillations : Responses and Potential Feedback. *Journal of Physical Oceanography*, **33**, 2465–2482, doi :10.1175/1520-0485(2003)033<2465 :KEVAFO>2.0.CO ;2.
- Qiu, B. and S. Chen, 2004 : Seasonal Modulations in the Eddy Field of the South Pacific Ocean. *Journal of Physical Oceanography*, **34**, 1515–1527, doi :10.1175/1520-0485(2004)034<1515 :SMITEF>2.0.CO ;2.
- 2005 : Variability of the Kuroshio Extension Jet, Recirculation Gyre, and Mesoscale Eddies on Decadal Time Scales. *Journal of Physical Oceanography*, **35**, 2090–2103, doi :10.1175/JPO2807.1.
- 2010 : Eddy-mean flow interaction in the decadal modulating Kuroshio Extension system. *Deep Sea Research Part II : Topical Studies in Oceanography*, 1098–1110, doi :10.1016/j.dsr2.2008.11.036.
- Qiu, B., N. Schneider, and S. Chen, 2007 : Coupled Decadal Variability in the North Pacific : An Observationally Constrained Idealized Model\*. *Journal of Climate*, **20**, 3602–3620, doi :10.1175/JCLI4190.1.
- Qiu, B., R. B. Scott, and S. Chen, 2008 : Length Scales of Eddy Generation and Nonlinear Evolution of the Seasonally Modulated South Pacific Subtropical Countercurrent. *Journal of Physical Oceanography*, **38**, 1515–1528, doi :10.1175/2007JPO3856.1.
- Quattrocchi, G., S. Pierini, and H. A. Dijkstra, 2012 : Intrinsic low-frequency variability of the Gulf Stream. *Nonlin. Processes Geophys.*, **19**, 155–164, doi :10.5194/npg-19-155-2012.
- Rhines, P. B., 1975 : Waves and turbulence on a beta-plane. *Journal of Fluid Mechanics*, **69**, 417–443, doi :10.1017/S0022112075001504.
- Salmon, R., 1998 : *Lectures on Geophysical Fluid Dynamics*. OUP USA.
- Schmeits, M. J. and H. A. Dijkstra, 2001 : Bimodal Behavior of the Kuroshio and the Gulf Stream. *Journal of Physical Oceanography*, **31**, 3435–3456, doi :10.1175/1520-0485(2001)031<3435 :BBOTKA>2.0.CO ;2.
- Scott, R. B. and B. K. Arbic, 2007 : Spectral Energy Fluxes in Geostrophic Turbulence : Implications for Ocean Energetics. *Journal of Physical Oceanography*, **37**, 673–688, doi :10.1175/JPO3027.1.
- Scott, R. B. and F. Wang, 2005 : Direct Evidence of an Oceanic Inverse Kinetic Energy Cascade from Satellite Altimetry. *Journal of Physical Oceanography*, **35**, 1650–1666, doi :10.1175/JPO2771.1.
- Sheng, J. and Y. Hayashi, 1990a : Estimation of Atmospheric Energetics in the Frequency Domain during the FGGE Year. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **47**, 1255–1268, doi :10.1175/1520-0469(1990)047<1255 :EOAEIT>2.0.CO ;2.
- 1990b : Observed and Simulated Energy Cycles in the Frequency Domain. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **47**, 1243–1254, doi :10.1175/1520-0469(1990)047<1243 :OA-SECI>2.0.CO ;2.

- Shimokawa, S. and T. Matsuura, 2010 : Chaotic Behaviors in the Response of a Quasi-geostrophic Oceanic Double Gyre to Seasonal External Forcing. *Journal of Physical Oceanography*, **40**, 1458–1472, doi :10.1175/2010JPO4400.1.
- Simonnet, E. and H. A. Dijkstra, 2002 : Spontaneous Generation of Low-Frequency Modes of Variability in the Wind-Driven Ocean Circulation. *Journal of Physical Oceanography*, **32**, 1747–1762, doi :10.1175/1520-0485(2002)032<1747 :SGOLFM>2.0.CO ;2.
- Simonnet, E., M. Ghil, and H. A. Dijkstra, 2005 : Homoclinic bifurcations in the quasi-geostrophic double-gyre circulation. *Journal of Marine Research*, **63**, 931–956, doi :10.1357/002224005774464210, wOS :000232934700004.
- Small, R. J., S. P. deSzoeko, S. P. Xie, L. O'Neill, H. Seo, Q. Song, P. Cornillon, M. Spall, and S. Minobe, 2008 : Air–sea interaction over ocean fronts and eddies. *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, **45**, 274–319, doi :10.1016/j.dynatmoce.2008.01.001.
- Spall, M. A., 1996 : Dynamics of the Gulf Stream/Deep Western Boundary Current Crossover. Part II : Low-Frequency Internal Oscillations. *Journal of Physical Oceanography*, **26**, 2169–2182, doi :10.1175/1520-0485(1996)026<2169 :DOTGSW>2.0.CO ;2.
- Stammer, D., 1997 : Global Characteristics of Ocean Variability Estimated from Regional TOPEX/POSEIDON Altimeter Measurements. *Journal of Physical Oceanography*, **27**, 1743–1769, doi :10.1175/1520-0485(1997)027<1743 :GCOOVE>2.0.CO ;2.
- Stammer, D., F. Cazenave, R. Ponte, and M. Tamisiea, 2013 : Causes for Contemporary Regional Sea Level Changes. *Annual Review of Marine Science*, **5**, 21–46, doi :10.1146/annurev-marine-121211-172406.
- Stammer, D. and C. Wunsch, 1999 : Temporal changes in eddy energy of the oceans. *Deep Sea Research Part II : Topical Studies in Oceanography*, **46**, 77–108, doi :10.1016/S0967-0645(98)00106-4.
- Straub, D. N. and B. Nadiga, 2014 : Energy Fluxes in the Quasigeostrophic Double Gyre Problem. *Journal of Physical Oceanography*, **44**, 1505–1522, doi :10.1175/JPO-D-13-0216.1.
- Sukoriansky, S., N. Dikovskaya, and B. Galperin, 2007 : On the Arrest of Inverse Energy Cascade and the Rhines Scale. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **64**, 3312–3327, doi :10.1175/JAS4013.1.
- Sutton, R. T. and D. L. R. Hodson, 2005 : Atlantic Ocean Forcing of North American and European Summer Climate. *Science*, **309**, 115–118, doi :10.1126/science.1109496.
- Sérazin, G., B. Meyssignac, T. Penduff, L. Terray, B. Barnier, and J.-M. Molines, 2016a : Quantifying uncertainties on regional sea level change induced by multi-decadal intrinsic oceanic variability. *Geophysical Research Letters*, 2016GL069273, doi :10.1002/2016GL069273.
- Sérazin, G., T. Penduff, B. K. Arbic, L. Terray, M. Müller, B. Barnier, and J. Molines, 2016b : Inverse cascades of kinetic energy as a source of intrinsic variability : global OGCM study. *in preparation for Journal of Physical Oceanography*.

- Sérazin, G., T. Penduff, S. Grégorio, B. Barnier, J.-M. Molines, and L. Terray, 2014 : Intrinsic Variability of Sea Level from Global Ocean Simulations : Spatiotemporal Scales. *Journal of Climate*, **28**, 4279–4292, doi :10.1175/JCLI-D-14-00554.1.
- Sévellec, F. and A. V. Fedorov, 2013 : The Leading, Interdecadal Eigenmode of the Atlantic Meridional Overturning Circulation in a Realistic Ocean Model. *Journal of Climate*, **26**, 2160–2183, doi :10.1175/JCLI-D-11-00023.1.
- Sévellec, F. and T. Huck, 2015 : Theoretical Investigation of the Atlantic Multidecadal Oscillation. *Journal of Physical Oceanography*, **45**, 2189–2208, doi :10.1175/JPO-D-14-0094.1.
- Taguchi, B., B. Qiu, M. Nonaka, H. Sasaki, S.-P. Xie, and N. Schneider, 2010 : Decadal variability of the Kuroshio Extension : mesoscale eddies and recirculations. *Ocean Dynamics*, **60**, 673–691, doi :10.1007/s10236-010-0295-1.
- Taguchi, B., S.-P. Xie, N. Schneider, M. Nonaka, H. Sasaki, and Y. Sasai, 2007 : Decadal Variability of the Kuroshio Extension : Observations and an Eddy-Resolving Model Hindcast\*. *Journal of Climate*, **20**, 2357–2377, doi :10.1175/JCLI4142.1.
- Tai, C.-K. and W. B. White, 1990 : Eddy Variability in the Kuroshio Extension as Revealed by Geosat Altimetry : Energy Propagation Away from the Jet, Reynolds Stress, and Seasonal Cycle. *Journal of Physical Oceanography*, **20**, 1761–1777, doi :10.1175/1520-0485(1990)020<1761 :EVITKE>2.0.CO ;2.
- Taylor, K. E., R. J. Stouffer, and G. A. Meehl, 2009 : A summary of the CMIP5 experiment design. *PCMDI Technical Report*, 33.
- 2011 : An Overview of CMIP5 and the Experiment Design. *Bulletin of the American Meteorological Society*, **93**, 485–498, doi :10.1175/BAMS-D-11-00094.1.
- Terray, L., 2012 : Evidence for multiple drivers of North Atlantic multi-decadal climate variability. *Geophysical Research Letters*, **39**, L19712, doi :10.1029/2012GL053046.
- Thomas, M. D. and X. Zhai, 2013 : Eddy-induced variability of the meridional overturning circulation in a model of the North Atlantic. *Geophysical Research Letters*, **40**, 2742–2747, doi :10.1002/grl.50532.
- Thompson, A. F., 2010 : Jet Formation and Evolution in Baroclinic Turbulence with Simple Topography. *Journal of Physical Oceanography*, **40**, 257–278, doi :10.1175/2009JPO4218.1.
- Thompson, A. F. and K. J. Richards, 2011 : Low frequency variability of Southern Ocean jets. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **116**, doi :10.1029/2010JC006749.
- Tulloch, R., J. Marshall, C. Hill, and K. S. Smith, 2011 : Scales, Growth Rates, and Spectral Fluxes of Baroclinic Instability in the Ocean. *Journal of Physical Oceanography*, **41**, 1057–1076, doi :10.1175/2011JPO4404.1.
- Tulloch, R., J. Marshall, and K. S. Smith, 2009 : Interpretation of the propagation of surface altimetric observations in terms of planetary waves and geostrophic turbulence. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **114**, C02005, doi :10.1029/2008JC005055.

- Vallis, G. K., 2006 : *Atmospheric and Oceanic Fluid Dynamics*. Cambridge University Press.
- Venaille, A., J. Le Sommer, J.-M. Molines, and B. Barnier, 2011 : Stochastic variability of oceanic flows above topography anomalies. *Geophysical Research Letters*, **38**, doi :10.1029/2011GL048401.
- Venaille, A., G. K. Vallis, and S. M. Griffies, 2012 : The catalytic role of beta effect in barotropization processes. *Journal of Fluid Mechanics*, **709**, 490–515, doi :10.1017/jfm.2012.344, arXiv : 1201.0657.
- Wang, Y.-M., J. L. Lean, and N. R. Sheeley, Jr., 2005 : Modeling the Sun’s Magnetic Field and Irradiance since 1713. *The Astrophysical Journal*, **625**, 522–538, doi :10.1086/429689.
- Weijer, W., E. Muñoz, N. Schneider, and F. Primeau, 2012 : Pacific Decadal Variability : Paced by Rossby Basin Modes ? *Journal of Climate*, **26**, 1445–1456, doi :10.1175/JCLID-12-00316.1.
- Wortham, C. J., 2013 : *A multi-dimensional spectral description of ocean variability with applications*. PhD dissertation, Massachusetts Institute of Technology-Woods Hole Oceanographic Institution.
- Wunsch, C., 1997 : The Vertical Partition of Oceanic Horizontal Kinetic Energy. *Journal of Physical Oceanography*, **27**, 1770–1794, doi :10.1175/1520-0485(1997)027<1770 :TV-POOH>2.0.CO ;2.
- 2010 : Toward a Midlatitude Ocean Frequency–Wavenumber Spectral Density and Trend Determination. *Journal of Physical Oceanography*, **40**, 2264–2281, doi :10.1175/2010JPO4376.1.







---

## Résumé

---

Ces travaux de thèse s'intéressent à la variabilité océanique intrinsèque générée spontanément sous forçage atmosphérique saisonnier dans des simulations océaniques à haute-résolution ( $1/4^\circ$  et  $1/12^\circ$ ), en présence de tourbillons de méso-échelle ( $\sim 100$  km). L'empreinte de la variabilité intrinsèque sur le niveau de la mer (SLA) et sur la température de surface (SST) est caractérisée dans plusieurs gammes d'échelles spatio-temporelles par des méthodes de filtrage. En particulier, il est montré que la variabilité petite-échelle inter-annuelle à décennale de SLA observée par les satellites altimétriques, a un caractère stochastique et est majoritairement intrinsèque. Aux échelles de temps multi-décennales, la variabilité intrinsèque de SLA dans les régions océaniques turbulentes est d'amplitude comparable à la variabilité interne simulée dans les modèles climatiques couplés (dénués de turbulence océanique), et pourrait constituer une source additionnelle d'incertitudes dans la détection de l'élévation régionale du niveau de la mer d'origine anthropique. Une analyse spectrale montre enfin que l'advection non-linéaire de vortacité relative transfère spontanément de l'énergie cinétique d'ondes frontales hautes-fréquences vers des tourbillons de méso-échelle plus lents, générant in fine de la variabilité intrinsèque basse-fréquence. Les diagnostics ont été réalisés à l'aide d'outils développés pour traiter de façon optimale les données océaniques haute-résolution. Ces travaux témoignent plus généralement du caractère chaotique de l'océan turbulent, dont l'interaction avec l'atmosphère est encore mal comprise.

**Mots clés :** océanographie physique, variabilité climatique, modélisation, niveau de la mer, processus non-linéaires, turbulence géostrophique.

---

## Abstract

---

This work focuses on the intrinsic oceanic variability spontaneously generated under seasonal atmospheric forcing in high-resolution oceanic simulations ( $1/4^\circ$  and  $1/12^\circ$ ) including mesoscale eddies ( $\sim 100$  km). The imprint of intrinsic variability on sea-level (SLA) and sea surface temperature (SST) is characterized in various spatio-temporal ranges using filtering methods. In particular, the small-scale interannual-to-decadal SLA variability observed by satellite altimetry, is stochastic and mostly intrinsic. At multi-decadal timescales, SLA intrinsic variability is comparable to the internal climate variability simulated in climate coupled models (devoid of oceanic turbulence), and may yield additional uncertainties in the detection of human-induced regional sea-level change. A spectral analysis eventually shows that non-linear advection of relative vorticity spontaneously transfers kinetic energy from high-frequency frontal waves to slower mesoscale eddies, ultimately generating low-frequency intrinsic variability. The analyses have been performed using tools developed for optimal processing of high-resolution oceanic dataset. This work generally provides evidence of the chaotic behavior of the turbulent ocean, whose interaction with the atmosphere is still poorly-known.

**Keywords :** physical oceanography, climate variability, modeling, sea-level, non-linear processes, geostrophic turbulence.